

Матвеев
12.05.90

Л.Т.Матвеев

Курс общей метеорологии

Физика атмосферы

Издание второе,
переработанное и дополненное

*Допущено Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника для студентов вузов,
обучающихся по специальности «Метеорология»*

Ленинград
1984

Гидрометеиздат

Рецензент:

кафедра общей метеорологии Одесского гидрометеорологического института (зав. кафедрой д-р геогр. наук, профессор Э. А. Бурман)

Научный редактор:

д-р физ.-мат. наук, профессор В. Г. Морачевский

Включены все основные разделы курса общей метеорологии. Большое внимание уделяется построению достаточно полных физических моделей атмосферных процессов и явлений, имеющих погодообразующее значение. Широко привлекаются экспериментальные данные и дается их теоретический анализ. При построении теории процессов основное внимание уделяется физической постановке задачи и анализу исходных уравнений и результатов расчета.

По сравнению с первым изданием (1976 г.) существенно переработаны отдельные главы и включены новые, посвященные оптическим и электрическим явлениям атмосферы.

Учебник рассчитан на студентов и аспирантов гидрометеорологических институтов и университетов, а также на специалистов в области метеорологии и других наук о Земле.

The book "The Course of General Meteorology (Physics of Atmosphere)" by L. T. Matveev contains all the principle sections of the course of general meteorology. Great attention is paid to the construction of sufficiently complete physical models of the atmospheric processes and phenomena significant for weather formation. Experimental data are widely used and their theoretical analysis is given. For the creation of the theory of processes basic attention is paid to physical problem definition and the analysis of initial equations and results of computation. As compared to the first edition (1978), individual sections are rewritten and new ones describing optical and electrical phenomena of the atmosphere are included.

The book is intended for students and post-graduates of hydrometeorological institutes and universities as well as for specialists in the field of meteorology and other sciences on the Earth.

Предзнание погод, коль нужно и полезно, на Земле ведает больше земледелец, которому во время сеяния и жатвы ведро, во время рощения дождь, благорастворенный теплотою, надобен; на море знает плаватель, которому коль бы великое благополучие было, когда б он всегда указать мог на ту сторону, с которой долговременные потянут ветры или внезапная ударит буря.

Но сего всего от истинной теории о движении жидких тел около земного шара, то есть воды и воздуха, ожидать должно.

М. В. Ломоносов (1759 г.)

Введение

1 Предмет и метод метеорологии

Земля как планета состоит из трех оболочек: твердой (литосферы), жидкой (гидросферы) и газообразной (атмосферы). Физические и химические процессы в этих оболочках изучаются многими науками, которые носят общее название «науки о Земле».

Метеорология — наука о физических процессах и явлениях в атмосфере Земли в их взаимодействии с земной поверхностью и космической средой. Само слово «метеорология» произошло от двух греческих слов: «метеор», что в древней Греции означало всякое небесное явление (движение звезд, облаков и т. п.), и «логос», т. е. изучение, познание. Современному содержанию науки об атмосфере более соответствовал бы термин «аэрология» («аэрос» — атмосфера, воздух).

По своим свойствам *атмосфера* весьма неоднородна в пространстве и крайне изменчива во времени. Она постепенно переходит в межпланетную среду, поэтому ее верхняя граница достаточно неопределенна.

Практика ставит перед метеорологией задачу познания законов, управляющих атмосферными процессами. Материалистическое понимание этих законов означает, во-первых, признание их объективности, их первичности по отношению к нашим понятиям и представлениям. В. И. Ленин в своем гениальном труде «Материализм и эмпириокритицизм» писал: «Мы не знаем необходи-

мости природы в явлениях погоды и постольку мы неизбежно — рабы погоды. Но, *не зная* этой необходимости, *мы знаем*, что она существует» (Полн. собр. соч., т. 18, с. 197), и далее: «...пока мы не знаем закона природы, он, существуя и действуя помимо, вне нашего познания, делает нас рабами «слепой необходимости». Раз мы узнали этот закон, действующий (как тысячи раз повторял Маркс) *независимо* от нашей воли и нашего сознания, — *мы* господра природы» (Полн. собр. соч., т. 18, с. 198).

Материалистическое понимание законов природы означает, во-вторых, признание их познаваемости. «С точки зрения современного материализма, т. е. марксизма, — писал В. И. Ленин, — исторически условны *пределы* приближения наших знаний к объективной, абсолютной истине, но *безусловно* существование этой истины, безусловно то, что мы приближаемся к ней» (Полн. собр. соч., т. 18, с. 138).

Общим и единственно научным методом познания всех природных и общественных явлений служит диалектический метод. Сущность его в наиболее краткой и ясной форме сформулирована В. И. Лениным: «От живого созерцания к абстрактному мышлению и от него к практике — таков диалектический путь познания *истины*, познания объективной реальности» (Полн. собр. соч., т. 29, с. 152, 153).

При исследовании атмосферных процессов метеорология, как и всякая другая наука, кладет в основу марксистский диалектический метод. При этом нужно иметь в виду следующее: а) ни одно атмосферное явление нельзя глубоко изучить и понять, не принимая во внимание сложных процессов взаимодействия атмосферных объектов друг с другом, а также с земной поверхностью и космической средой; б) любое атмосферное явление можно понять, если знать причины его возникновения, развития и исчезновения; в) количественные изменения в атмосфере могут привести к качественным, причем этот переход часто совершается скачком; г) причиной развития любого атмосферного процесса служит действие многих, нередко противоречивых факторов.

Для изучения атмосферных процессов и явлений производят необходимые наблюдения и измерения. Данные измерений и визуальных наблюдений обобщаются и анализируются. Тем самым устанавливаются закономерности, присущие атмосферным процессам. Изученные закономерности используются для решения практических задач, среди которых важнейшей является задача предсказания погоды.

Методы исследования в метеорологии с течением времени преобладали существенные изменения. На первых этапах преобладали визуальные наблюдения и эпизодические измерения отдельных величин у поверхности земли. Начиная с XVIII в. на сети метеорологических станций проводятся систематические визуальные наблюдения и измерения с помощью однотипных приборов.

Внедрение в практику синоптических карт во второй половине XIX в. позволило перейти к изучению процессов и явлений большого масштаба, а также составить представление о влиянии физико-географических условий на эти процессы.

В XX в. получили широкое развитие методы исследования атмосферы с помощью радиозондов, самолетов, аэростатов, ракет, искусственных спутников Земли (ИСЗ), всевозможных радиотехнических средств.

В последние десятилетия в метеорологии начал широко применяться экспериментальный метод исследования атмосферы, особенно процессов образования облаков и туманов, оптических и электрических явлений. Опыты проводятся как в лабораторных, так и в природных условиях.

К исследованию атмосферных процессов и явлений широко привлекается математика и современная вычислительная техника.

Однако метеорология не ограничивается изучением и предсказанием атмосферных процессов и явлений. На повестку дня поставлена задача активного вмешательства в атмосферные процессы и управления погодными явлениями. Созданием искусственных водоемов, насаждением лесов, проведением мелиоративных мероприятий можно изменить режим температуры, ветра, облачности и осадков на больших площадях. В последние десятилетия в СССР и за границей проводятся многочисленные опыты по активным воздействиям на облака и туманы, с целью их рассеивания или искусственного вызывания дождя.

2 Связь метеорологии с другими науками. Деление на научные дисциплины

При изучении атмосферы метеорология опирается на ряд законов, установленных другими науками. Особенно широко используются законы физики, в первую очередь таких ее разделов, как учение о теплоте, об электромагнитных колебаниях, о строении вещества.

Для изучения метеорологии необходимо знать основы математики, теоретической механики, гидромеханики, географии и астрономии.

Поскольку атмосферные процессы тесно связаны с процессами, происходящими в земной коре и водной оболочке, то отсюда ясна связь метеорологии с такими науками, как геофизика, физика моря, океанология и гидрология; с ними ее роднит также общность многих практических задач.

Развитие метеорологии как науки привело к оформлению отдельных крупных ее разделов в самостоятельные научные дисциплины. Они различаются между собой изучаемыми объектами и

особенностями методики их исследования (первый принцип деления метеорологии). К таким дисциплинам относятся следующие.

Физика атмосферы (или общая метеорология) — учение об общих закономерностях атмосферных явлений и процессов. Она изучает природу атмосферных явлений, устанавливает связь между метеорологическими величинами и явлениями, вскрывает внутренние закономерности этих явлений. В последние десятилетия наметилось деление физики атмосферы на такие самостоятельные разделы, как динамика атмосферы, физика пограничного слоя, физика верхней атмосферы, физика облаков и осадков, учение о лучистой энергии Солнца и Земли (актинометрия), атмосферная оптика и атмосферное электричество.

Синоптическая метеорология — учение о закономерностях распределения и изменения погоды на больших площадях и методах ее предсказания. В основе этой дисциплины лежит *синоптический метод*, заключающийся в анализе атмосферных процессов с помощью *синоптических карт*, или *карт погоды*, которые представляют собой географические карты с нанесенными на них данными метеорологических наблюдений во многих точках обозреваемой территории. В последние десятилетия оформились две научные дисциплины — *долгосрочные прогнозы погоды* и *гидродинамические* (численные) *методы предсказания погоды*.

Долгосрочным называют прогноз погоды, составляемый на промежуток времени не менее 3 сут, в то время как краткосрочный прогноз разрабатывается на период менее 3 сут.

В основе гидродинамических методов прогноза погоды лежат системы уравнений, описывающие изменение атмосферных процессов и явлений во времени и пространстве. Решение этих систем осуществляется с помощью численных методов, а расчет искомых величин выполняется на ЭВМ большого быстродействия и памяти.

Климатология — учение о закономерностях формирования климата в различных географических районах и его колебаниях. *Климатом* называют многолетний, характерный для данного района режим погоды.

В соответствии со вторым принципом — использования установленных в метеорологии закономерностей и данных наблюдений для удовлетворения нужд различных отраслей народного хозяйства и обороны страны — в составе метеорологической науки оформилась серия прикладных дисциплин, таких как, *авиационная метеорология*, *агрометеорология*, *морская метеорология*, *ядерная метеорология* и *медицинская метеорология*.

Теоретические основы измерения метеорологических величин и наблюдения за атмосферными явлениями составляют содержание научной дисциплины *метеорологические измерения*. В составе этой дисциплины сформировались в последние годы такие самостоятельные разделы, как *радиометеорология* и *спутниковая метеорология*.

3 Значение метеорологии для народного хозяйства и обороны страны

Метеорологические и гидрологические условия оказывают огромное влияние на многие стороны человеческой деятельности. Всеобщее внимание привлекают такие стихийные бедствия, как засухи, катастрофические наводнения и лавины. Порой они поражают хозяйства целых стран и областей и нередко сопровождаются многочисленными человеческими жертвами. Значительный урон различным отраслям народного хозяйства наносят менее грозные, но зато более часто встречающиеся явления — гололед, заморозки, туман, метели, снежные заносы, сильные ливни, пыльные бури.

Информация о текущем и будущем состоянии атмосферы, рек, озер и морей, сбором и обработкой которой занимается гидрометеорологическая служба, широко используется в различных отраслях народного хозяйства и в деле обороны страны.

Первое место по количеству используемой метеорологической информации и уровню требований, предъявляемых к ней, занимает авиация. Низкая облачность, грозы, туман, шквалистые ветры, сильные осадки, метели, пыльные бури серьезно затрудняют или даже полностью исключают взлет и посадку самолетов и вертолетов. По мере увеличения дальности и скорости полета, а также размеров и массы самолетов метеорологическое обеспечение авиации усложняется. Необходимы сведения о ветре, обледенении, болтанке и облачности по маршруту полета. Развитие технических средств самолетовождения и усовершенствование оборудования аэродромов постепенно ослабляют зависимость авиации от погоды в смысле возможности полета, взлета и посадки. Однако резко возрастают требования к достоверности и точности наблюдения и прогноза таких величин, как высота облачности и дальность видимости, с целью обеспечения полной безопасности и экономической эффективности полетов. Климатические данные о преобладающем направлении ветра, частоте появления туманов, состоянии земной поверхности используются при проектировании и эксплуатации аэродромов. Обеспечение гражданской авиации осуществляют авиаметеорологические станции, имеющиеся во всех аэропортах нашей страны. Они составляют прогноз погоды на время полета каждого самолета.

В ближайшие годы сверхзвуковые самолеты гражданской авиации будут летать в нижней стратосфере — на высотах до 20 км. В связи с этим потребуются сведения о болтанке самолетов, температуре и скорости ветра, которая в области так называемых струйных течений, расположенных чаще всего на высотах от 8 до 15 км, может достигать нескольких сотен километров в час (максимальные значения близки к 700 км/ч).

Важная задача гидрометеорологической службы — обеспечение безопасности плавания кораблей и судов различного назначения, число которых резко увеличилось в нашей стране за последние десятилетия. Флот нуждается в сведениях о морских течениях, ветрах, о вероятности встречи со льдом, волнении моря и температуре воды, а главное — в прогнозах погоды и штормовых предупреждениях.

Состояние дорог, условия видимости, гололед оказывают влияние на другие виды транспорта, в частности на автомобильный. Сведения о метеорологическом и гидрологическом режиме необходимы и широко используются при проектировании и эксплуатации сооружений самого различного назначения — аэродромов, зданий, шоссе и железных дорог, газопроводов, линий электропередачи, портов, гидростанций и водохранилищ. Здесь неучет гидрометеорологических данных ведет либо к удорожанию строительства, либо к аварии в будущем. И наоборот, более полный учет этих данных позволяет значительно снизить стоимость строительства.

Однако на первое место по зависимости от погоды и климата следует поставить сельское хозяйство. На продуктивность полей большое влияние оказывает влажность почвы и воздуха, количество осадков, света, тепла. Около 70 % площадей, занятых под сельскохозяйственными культурами в нашей стране, не имеют гарантированного увлажнения и оптимальных условий для произрастания тех или иных культур. Поэтому сельскохозяйственные органы постоянно нуждаются в сведениях о предстоящих метеорологических условиях с тем, чтобы планировать различные операции с культурами и продуктами урожая. Это особенно важно в районах с недостатком влаги и тепла.

Выбор наиболее подходящих сроков сева, целесообразность внесения удобрений (которые могут не дать желаемого эффекта или даже снизить урожай, если внести их не в те сроки, которые диктуются запасами влаги в почве), проведение оросительных и мелиоративных работ — все перечисленные мероприятия в сильной степени определяются метеорологическими условиями. Правильный и точный учет этих условий повышает урожай, согласно оценкам, на 15—25 %.

Для сельского хозяйства особенно важны долгосрочные прогнозы погоды — на декаду, месяц, сезон и даже более длительные сроки.

В последние десятилетия исключительную остроту приобрела проблема взаимодействия человеческого общества с природной (окружающей) средой, в частности проблема борьбы с загрязнением атмосферы и гидросферы отходами промышленного производства. Вопросы сохранения окружающей человека среды явились предметом обсуждения на XXIV сессии Генеральной Ассамблеи ООН в 1969 г.

Загрязнение атмосферы, особенно сильное в больших городах, оказывает существенное отрицательное влияние на здоровье населения, вызывая специфические заболевания и отягощая течение многих других болезней, а также на животный и растительный мир.

Быстрый рост промышленности привел к тому, что загрязнение атмосферы и гидросферы приобрело глобальный характер: отходы многих предприятий, выбрасываемые в воздушную и водную среды, уже не рассеиваются до такой степени, чтобы стать безвредными для населения и природной среды даже на расстояниях в тысячи километров от источников.

Особенно тяжелая обстановка с загрязнением окружающей среды отходами промышленности и сельского хозяйства (атмосферы больших городов, рек, озер, морей) создалась в США, Западной Европе, Японии, Турции и некоторых других районах мира. Обстановка настолько серьезная, что известный французский ученый Ф. Рамад, заканчивая обширный (свыше 500 страниц) обзор (монографию) по этой проблеме, вынужден признать: «Сейчас никто не станет отрицать, что только радикальное изменение взаимоотношений между человеком и природой позволит нам избежать судьбы динозавров». Содержание загрязняющих веществ в атмосфере как естественного, так и искусственного (антропогенного) происхождения зависит не только от объема выбросов, но в сильной степени и от метеорологических условий.

В Советском Союзе уделялось и уделяется большое внимание охране и рациональному использованию природных ресурсов. Первые декреты в этой области приняты в первые годы Советской власти по инициативе В. И. Ленина.

Обсуждению проблемы сохранения и улучшения природной среды была посвящена четвертая сессия Верховного Совета СССР (1972 г.). В принятом на сессии постановлении подчеркивается, что достижения научно-технической революции и мощная база нашей промышленности позволяют в условиях социалистического хозяйствования разумно пользоваться всеми природными богатствами, успешно решать исторически важную задачу — нейтрализовать вредные для природы и человека побочные явления хозяйственной деятельности.

В Конституции (Основном законе) СССР, утвержденной Верховным Советом СССР 7 октября 1977 г., предусматривается: «В интересах настоящего и будущего поколений в СССР принимаются необходимые меры для охраны и ее недр, водных ресурсов, рационального использования земли и ее недр, водных ресурсов, растительного и животного мира, для сохранения в чистоте воздуха и воды, обеспечения воспроизводства природных богатств и улучшения окружающей человека среды» (статья 18).

Основной закон особо подчеркивает, что каждый гражданин СССР обязан беречь природу, охранять ее богатства (статья 67).

Важнейшее значение для усиления охраны природы и улучшения использования природных ресурсов имеют постановления ЦК КПСС и Совета Министров СССР, принятые в 1972 и 1978 гг.

Охрана природной среды определена как актуальная многосторонняя проблема в решениях и материалах XXVI съезда КПСС, который развил и конкретизировал программу природопользования, намеченную XXIV и XXV съездами партии.

Признанием возросших задач, решаемых гидрометеорологической наукой и службой, явилось создание в 1978 г. Государственного комитета СССР по гидрометеорологии и контролю природной среды (Госкомгидромет), который, наряду с традиционными для этой науки и службы проблемами, призван координировать усилия по улучшению состояния окружающей среды, в первую очередь, атмосферы и гидросферы Земли. Во всех союзных республиках, а также в крупных промышленных центрах развернута сеть постов по определению загрязнения атмосферы, воды и почвы, деятельность которых возглавляют республиканские и региональные центры по изучению и контролю природной среды.

Деятельность Госкомгидромета по контролю за состоянием воздушного бассейна планеты регулируется Законом об охране атмосферного воздуха, принятым Верховным Советом СССР в июне 1980 г.

В Законе подчеркнута: а) атмосферный воздух является одним из основных жизненно важных элементов окружающей природной среды; б) Советское государство придает большое значение сохранению благоприятного состояния атмосферного воздуха, его восстановлению и улучшению для обеспечения наилучших условий жизни советских людей; в) советское законодательство призвано активно регулировать общественные отношения в целях сохранения в чистоте и улучшения состояния воздуха, предотвращения и снижения вредных химических, физических, биологических и иных воздействий на атмосферу, вызывающих неблагоприятные последствия для населения, народного хозяйства, растительного и животного мира.

Закон устанавливает нормативы предельно допустимых концентраций загрязняющих веществ и уровней вредных физических воздействий на атмосферу, а также нормативы предельно допустимых выбросов загрязняющих веществ стационарными и подвижными источниками загрязнения.

При неблагоприятных метеорологических условиях закон обязывает проводить специальные (согласованные с органами, осуществляющими государственный контроль за охраной атмосферного воздуха) мероприятия по снижению выбросов загрязняющих веществ в атмосферу.

Кроме учреждений Госкомгидромета и других ведомств, крупные исследования в области охраны окружающей среды проводятся во многих учебных заведениях страны. Эту работу возглав-

ляют несколько проблемных советов (в их числе — научный совет по проблеме «Охрана и рациональное использование ресурсов атмосферы»), объединенных в программе «Человек и окружающая среда».

При всех усилиях, которые прилагаются в СССР и других странах социалистического содружества с целью ограничения отрицательных воздействий хозяйственной деятельности на природную среду, проблеме оптимального взаимодействия между обществом и природой, научно обоснованного рационального природопользования нельзя считать полностью решенной. Вызывает озабоченность состояние природной среды в ряде районов страны.

4 Особенности атмосферных процессов как объекта изучения в метеорологии

Как уже отмечалось, одной из особенностей атмосферы является неоднородность ее свойств в пространстве и изменчивость их во времени. Это объясняется весьма сложным характером взаимодействия атмосферы с земной поверхностью, с космической средой и Солнцем. Непосредственно от Солнца атмосфера нагревается мало. В основном солнечная радиация поглощается земной поверхностью. Атмосфера же нагревается главным образом от земной поверхности. Неоднородность земной поверхности и различие в притоке солнечной радиации в разных географических районах создают неравномерность в нагревании воздуха, что приводит к возникновению движений в атмосфере, которые в свою очередь способствуют перераспределению тепла.

Вторая особенность атмосферных процессов связана с наличием водяного пара в атмосфере. При определенных условиях водяной пар конденсируется, образуя туманы и облака. Облака же в свою очередь служат источником многих атмосферных явлений — осадков, гроз и целого ряда оптических явлений. Облака, кроме того, существенно изменяют энергетические ресурсы в атмосфере, поскольку при конденсации водяного пара выделяется большое количество тепла, а появление облаков заметно понижает приток солнечной радиации к земной поверхности и уменьшает потерю тепла ею за счет излучения. Эти особенности чрезвычайно осложняют изучение атмосферных процессов и их предсказание.

В принципе процессы в атмосфере можно описать системой дифференциальных уравнений. Однако решение этих уравнений сопряжено со значительными трудностями даже при широком использовании ЭВМ. Поэтому при прогнозе погоды и в настоящее время все еще широко используются эмпирические правила. В последние десятилетия быстро развиваются гидродинамические методы прогноза. Они уже используются в оперативной практике

как в СССР, так и за границей. Третья особенность атмосферных процессов состоит в том, что в каждый момент времени они развиваются над всей территорией земного шара. Это требует соответствующей организации наблюдений за состоянием атмосферы. Во всех государствах мира организована сеть метеорологических станций. Сведения о состоянии атмосферы над морями и океанами получают с помощью наблюдений на судах. В настоящее время для наблюдений все шире применяются искусственные спутники Земли. Их достоинство заключается в том, что они могут охватить наблюдением практически всю территорию земного шара.

Наконец, четвертой особенностью атмосферных процессов является их многомасштабность. Масштаб (размер) атмосферных явлений и процессов изменяется от нескольких метров до многих тысяч километров. Если же учесть процессы образования облаков и осадков, то этот интервал масштабов необходимо расширить в сторону меньших размеров до 10^{-6} — 10^{-7} м (таковы размеры зародышевых капель). Так, отдельные облака, смерчи и др. имеют размеры от нескольких десятков метров до 100 км, облачные системы фронтов, воздушные массы, циклоны и антициклоны — от сотен километров до 1000—2000 км. Наиболее крупными объектами являются спиралеобразные облачные системы, открытые с помощью ИСЗ, струйные течения и так называемые длинные волны, масштаб которых сравним с радиусом Земли.

5 Краткий исторический очерк развития метеорологии

Метеорология, как и всякая наука, развивалась на основе материальных потребностей общества. Еще на заре своего существования человек пытался разобраться в окружающей его природе, в том числе и в явлениях погоды. Не понимая истинной сущности этих явлений, первобытные люди обожествляли их.

Первые сведения из письменных источников, свидетельствующие о наблюдении и изучении атмосферных явлений, относятся к эпохе древнейших государств Китая, Индии, Египта, Греции и Рима. Древнегреческий философ Аристотель, сделал первую попытку объяснить ряд атмосферных явлений. В средние века наблюдениями за погодой занимались лишь отдельные любители. Наиболее интересный и ценный материал дают летописи и дневники, где наряду с историческими событиями описывались и стихийные явления: сильные засухи, градобития, бури, наводнения. Много таких записей и в русских летописях.

В эпоху великих географических открытий появились первые сведения о климате ранее неизвестных стран; в основе этих сведений лежали визуальные наблюдения.

В XVII в. были изобретены основные метеорологические при-

боры — термометр (Галилей, 1603 г.), ртутный барометр (Торричелли, 1643 г.) и барометр-анероид (Лейбниц, 1700 г.). Изобретение приборов способствовало накоплению материалов метеорологических наблюдений и подготовило почву для выделения метеорологии в самостоятельную науку.

Первые инструментальные наблюдения в Европе были приняты так называемой Флорентийской академией опыта, созданной учениками Галилея в 1654 г.

В России систематические инструментальные наблюдения за погодой были организованы в Петербурге в 1725 г. При организации Академии наук Петр I обязал академиков «производить повсюду метеорологические наблюдения, а в наиболее важных местах поручать их продолжение надлежащим лицам». Великая Северная экспедиция под руководством Беринга в 1733 г. создала ряд метеорологических станций на Урале и в Сибири.

Данные метеорологических наблюдений, а также открытие основных законов физики позволили приступить к построению количественной теории распределения некоторых метеорологических величин, в первую очередь давления. Еще в 1648 г. Паскаль на основе отдельных измерений установил факт падения давления с высотой, а в 1685 г. Галлей, исходя из закона Бойля—Мариотта, вывел впервые формулу для расчета высоты по давлению.

Большую роль в развитии метеорологии сыграл великий русский ученый Михаил Васильевич Ломоносов (1711—1765 гг.). М. В. Ломоносов в своих трудах высказал ряд важных теоретических положений о причинах вертикальных и горизонтальных движений в атмосфере, о возникновении атмосферного электричества, о слоистом строении атмосферы, об особенностях изменения температуры с высотой. Он считал одной из главных задач метеорологии предвидение погоды. М. В. Ломоносов выдвинул идею исследования свободной атмосферы с помощью геликоптера (аэродромической машины) и сконструировал ряд оригинальных приборов (термометр, универсальный барометр, анемометр).

М. В. Ломоносов указал на необходимость организации сети метеорологических станций с единой методикой наблюдений. Эти идеи начали осуществляться в России лишь в XIX в. Одна из первых хотя и безуспешных попыток организации метеорологических наблюдений при уездных училищах принадлежит В. Н. Казанину (1810 г.).

Середина XIX в. ознаменовалась таким крупным событием в области метеорологии, как создание Главной физической обсерватории (ГФО). Большая роль в организации этого учреждения принадлежит профессору Казанского университета А. Я. Купферу, который в 1833 г. представил в горное ведомство «Проект учреждения системы метеорологических и магнитных наблюдений». Такие наблюдения, спустя 2—3 года уже велись в обсерваториях Петербурга, Нерчинска, Златоуста и других городов России.

В положении о ГФО, открытие которой состоялось 1(13) апреля 1849 г., было записано: «Для производства физических наблюдений и испытаний в обширном виде и вообще для исследования России в физическом отношении учреждается в С.-Петербурге при институте корпуса горных инженеров Главная физическая обсерватория».

На ГФО была возложена задача организации метеорологических наблюдений на всей территории России, сбора и обобщения материалов наблюдений, а позднее — составления прогнозов погоды и штормовых предупреждений.

При участии ГФО были созданы обсерватории на периферии: в 1850 г. в Тифлисе (ныне Тбилиси), в 1874 г. в Екатеринбурге (ныне Свердловск), в 1900 г. в Иркутске, в 1912 г. во Владивостоке. В 1878 г. начала научную и методическую деятельность одна из лучших в мире обсерваторий — Павловская магнитно-метеорологическая обсерватория.

Большой вклад в расширение деятельности ГФО, укрепление ее материальной базы, оснащение сети станций однотипными приборами и инструкциями, в организацию службы погоды внесли ее директора, в первую очередь акад. Г. И. Вильд, возглавлявший обсерваторию с 1868 по 1895 г., и акад. М. А. Рыкачев, который в 1867 г. был прикомандирован морским министерством к ГФО на должность помощника директора, а с 1895 по 1913 г. возглавлял ГФО.

С деятельностью М. А. Рыкачева и других представителей флота связана организация службы прогнозов погоды в России. Уже в 1856 г. ГФО организовала получение сведений о погоде с 13 станций. С 1 января 1872 г. при поддержке гидрографического департамента ГФО приступила к изданию метеорологического бюллетеня и составлению ежедневной синоптической карты Европы и Сибири, на которую наносились данные наблюдений на 26 отечественных и 2 зарубежных станциях. Первые синоптические карты составлял и анализировал лейтенант флота Э. В. Майдель. Положение службы прогнозов еще более упрочилось, когда в 1876 г. было организовано во главе с М. А. Рыкачевым отделение морской метеорологии, телеграфных сообщений и штормовых предупреждений. К составлению прогнозов погоды были привлечены впоследствии всемирно известные ученые Б. И. Срезневский, П. И. Броунов, Ю. М. Шокальский, И. Б. Шпиндлер, А. М. Шенрок. Этим ученым принадлежат крупные исследования по синоптической метеорологии. П. И. Броунов сформулировал основные правила движения циклонов и антициклонов, разработал основы так называемого метода изаллобар, а позже (уже в советское время) явился основателем сельскохозяйственной метеорологии. Б. И. Срезневский по тому времени достаточно детально изучил волны холода, с которыми тесно связано возникновение бурь, гроз и метелей.

При активном участии М. А. Рыкачева и М. М. Поморцева, а также великого русского химика Д. И. Менделеева было организовано изучение атмосферы с помощью аэростатов (во время солнечного затмения 19 августа 1887 г. Менделеев принял личное участие в полете на аэростате, поднявшемся на высоту 3350 м). Научные результаты первых 40 полетов на аэростатах обобщил в 1891 г. М. М. Поморцев. В конце XIX в. в Павловске В. В. Кузнецовым и С. И. Савиновым были развернуты систематические исследования свободной атмосферы с помощью змейковых аэростатов и наблюдения за солнечной радиацией.

Кроме ГФО, научные исследования по метеорологии проводились в некоторых других учреждениях и учебных заведениях России. Это прежде всего русское географическое общество, в котором многие годы трудился великий русский климатолог и географ Александр Иванович Воейков (1842—1916 гг.). С 1873 г. он возглавлял метеорологическую комиссию общества, при содействии которой была организована большая сеть станций и постов с добровольными наблюдателями. Поступавшие с этих станций и постов сведения, а также личные наблюдения в многочисленных экспедициях и путешествиях во многие страны мира составили основу фундаментальных исследований, выполненных А. И. Воейковым. Наиболее крупный его труд — «Климаты земного шара, в особенности России» — сохранил значение до наших дней. Особое внимание А. И. Воейков уделял физическим закономерностям формирования климата, считая, что «... одна из важнейших задач физических наук в настоящее время — ведение пригодно-расходной книги солнечного тепла, получаемого земным шаром с его воздушной и водной оболочками» (1884 г.). Далее Воейков указывает на необходимость изучения всех составляющих так называемого теплового баланса атмосферы и системы земная поверхность — атмосфера, подчеркивая, что «трудности достижения цели не могут испугать ученых, способных понять широкие задачи науки. Не одним веком она строится. Поэтому я счел полезным поставить задачу во всей ее широте, не скрывая громадных трудностей не только ее полного решения, но даже и сколько-нибудь приблизительного». Заметим, что в такой широкой постановке эта проблема далеко не разрешена и в наши дни, через 100 лет после выхода в свет труда Воейкова.

В 1890 г. Воейков основал первый в России метеорологический журнал «Метеорологический вестник». В начале первой мировой войны под руководством А. И. Воейкова было составлено климатическое описание одного из театров военных действий (Балканы). В 1949 г. имя А. И. Воейкова было присвоено Главной геофизической обсерватории (ГФО переименована в ГГО в 1924 г.).

Крупный вклад в развитие метеорологии в XIX в. и в начале XX в. внесли профессор Московского университета М. Ф. Спасский, который выдвинул идею предсказания погоды на основе законов

физики и изучал взаимодействие больших потоков воздуха; акад. К. С. Веселовский, чей труд «О климате России» получил широкую известность; профессор Петербургского университета О. Д. Хвольсон и профессор Сельскохозяйственной академии В. А. Михельсон, которым принадлежит заслуга разработки первых актинометрических приборов и производства наблюдений за солнечной радиацией (актинометр Михельсона и сейчас используется на сети станций и обсерваторий); профессор Новороссийского университета А. В. Клоссовский, организовавший специальную сеть станций на юго-западе России и изучавший грозы и градобития, весьма опасные для сельского хозяйства.

В 1915 г. для обслуживания боевых действий войск было создано военно-метеорологическое управление. В период первой мировой войны отечественными учеными был впервые использован самолет как средство исследования атмосферы.

В предреволюционные годы в ГФО были привлечены В. Н. Оболенский, А. А. Фридман, Н. Н. Калитин, Б. П. Мультиановский, П. А. Молчанов, И. Е. Тихомиров, С. И. Небольсин, П. Н. Тверской, которые возглавили развитие новых направлений метеорологии уже в советский период.

Из крупных представителей зарубежной метеорологической науки XVIII—XIX вв. назовем В. Франклина, Брандеса, Гумбольдта, Бейс-Балло, Дове, Фицроя, Гельмгольца, Лапласа, Н. Шоу, Ганна, Зюринга, Тейсерана де Бора.

6 Краткий очерк развития метеорологии и гидрометеорологической службы в СССР

Новую эру в развитии отечественной науки открыла победа Великой Октябрьской социалистической революции. В период гражданской войны и военной интервенции сильно пострадала сеть станций и постов. В 1920 г. в ГФО поступали наблюдения всего лишь с 204 станций второго разряда и 152 станций третьего разряда (для сравнения укажем, что в 1914 г. таких станций было соответственно 1416 и 1470).

Советское государство проявило заботу о развитии метеорологической службы в стране в первые же годы Советской власти. Этого требовали нужды и запросы различных отраслей народного хозяйства. Особенно резко возросли требования к метеорологии со стороны сельского хозяйства в связи с крайне неблагоприятными погодными условиями в 1920 и 1921 гг. По рекомендации В. И. Ленина в «Известиях» 17 ноября 1920 г. была опубликована статья В. А. Михельсона, в которой содержалось указание на возможность сильной засухи в 1921 г. Вскоре был разработан и

внесен на обсуждение Советского правительства декрет об организации метеорологической службы в стране, утвержденный Советом Народных Комиссаров РСФСР 21 июня 1921 г. за подписью В. И. Ленина. В октябре 1921 г. состоялось Всероссийское метеорологическое совещание, которое наметило первые мероприятия по реализации ленинского декрета. С 1 августа 1923 г. был возобновлен выпуск ежедневного метеорологического бюллетеня. В мае 1925 г. был созван Первый всероссийский геофизический (Третий метеорологический) съезд.¹

В 1928 г. создается Совет по делам гидрометеорологической службы при СНК РСФСР, а в 1929 г. — гидрометеорологический комитет при СНК СССР, реорганизованный в 1936 г. в Главное управление гидрометеорологической службы при СНК СССР. Как было указано выше, в 1978 г. создан Госкомгидромет, который входит в состав Совета Министров СССР.

Огромное развитие производительных сил страны, начавшееся в годы первых пятилеток, предъявило повышенные требования к гидрометеорологическому обеспечению различных отраслей народного хозяйства, в первую очередь сельского хозяйства, авиации, транспорта.

В 1930 г. в Москве создается Центральное бюро погоды СССР, а затем Центральный институт прогнозов, переименованный в 1966 г. в Гидрометеорологический центр СССР — крупнейшее в наше время научно-исследовательское и оперативное метеорологическое и гидрологическое учреждение страны. В нем ведутся исследования практически по всем разделам науки, и прежде всего по одной из наиболее кардинальных проблем — проблеме прогноза погоды, составляются оперативные краткосрочные и долгосрочные прогнозы, анализируется с помощью ЭВМ и другой техники огромный поток информации о состоянии атмосферы и гидросферы. Гидрометцентр СССР является одним из трех мировых центров сбора и распространения метеорологической информации по всей планете (два других центра находятся в Вашингтоне и Мельбурне).

Кроме ГГО и Гидрометцентра СССР, большая исследовательская работа по метеорологии проводится в Арктическом и антарктическом научно-исследовательском институте (Ленинград), Центральной аэрологической обсерватории (Долгопрудный Московской области), Институте прикладной геофизики (Москва), Научно-исследовательском институте экспериментальной метеорологии (Обнинск Калужской области), в Украинском (Киев), Закавказском (Тбилиси), Среднеазиатском (Ташкент), Западно-Сибирском (Новосибирск), Казахском (Алма-Ата) и Дальневосточном (Владивосток) научно-исследовательских институтах Госкомгидромета,

¹ Первый и Второй метеорологические съезды были проведены соответственно в 1900 и 1909 гг.

в Высокоторном геофизическом институте (Нальчик). Разработкой новых и усовершенствованием существующих приборов для службы занимается Научно-исследовательский институт приборостроения (Москва) и Центральное конструкторское бюро гидрометприборов (Обнинск). Важную задачу сбора и переработки многочисленной информации решает Всесоюзный научно-исследовательский институт гидрометеорологической информации — Мировой центр данных (Обнинск).

Фундаментальные проблемы метеорологии, кроме институтов Госкомгидромета, разрабатываются в учреждениях Академии наук СССР (ИФА, ИГАН, ИОАН, а также Вычислительный центр и Институт оптики атмосферы Сибирского отделения АН СССР), в ряде университетов и т. д.

В нашей стране созданы первые и пока единственные в мире специальные учебные заведения для подготовки специалистов высшей квалификации: в 1930 г. Московский (ныне Ленинградский) и в 1932 г. Харьковский (ныне Одесский) гидрометеорологические институты, в которых также выполняются крупные исследования по различным разделам метеорологии. Специалистов высшей квалификации готовят и многие университеты, где созданы кафедры метеорологии и климатологии или физики атмосферы. Старейшая среди них — кафедра физики атмосферы Ленинградского государственного университета, основанная в 1923 г. П. Н. Тверским.

За годы Советской власти получила огромное развитие сеть метеорологических станций, постов и обсерваторий. На каждой станции ведутся круглосуточные метеорологические наблюдения по довольно сложной программе, на постах производятся измерения температуры воздуха и осадков, а также уровня воды два раза в сутки. Однако и сейчас сеть станций можно признать достаточно плотной лишь в Европейской части СССР (кроме северных районов) и в южной части Сибири — вдоль Сибирской железнодорожной магистрали. В труднодоступных и отдаленных районах СССР (Арктика, высокогорные местности, тайга и тундра, где сейчас примерно только 600 станций) проблема развития сети разрешается с помощью установки радиотехнических автоматических метеорологических станций, которые по радио передают сведения о погоде несколько раз в сутки.

Данные о состоянии атмосферы на различных высотах, особенно необходимые при обеспечении авиации, получают посредством другого автоматического прибора — радиозонда, измеряющего температуру, влажность и давление воздуха и передающего в закодированном виде сигналы на землю через миниатюрный радиопередатчик. По ним восстанавливаются значения измеренных радиозондом метеорологических величин и одновременно определяется местонахождение радиозонда, что позволяет рассчитать скорость и направление ветра на разных высотах. Подъем радио-

зонда (в среднем до высоты 25—30 км) производится с помощью резинового баллона, наполненного водородом. Первый в мире выпуск радиозонда, сконструированного выдающимся советским метеорологом профессором Павлом Александровичем Молчановым (1893—1941 гг.) состоялся 30 января 1930 г. в Павловске.

Сведения о состоянии более высоких слоев атмосферы получают с помощью метеорологических (до высоты 60—80 км) и геофизических (до высоты 400—500 км) ракет. Измерение характеристик атмосферы производится при спуске головной части ракеты, в которой установлены приборы. Сначала она свободно падает, затем на парашюте плавно снижается. В СССР ракетное зондирование атмосферы ведется несколькими станциями и научно-исследовательскими судами погоды.

В последние десятилетия широкое распространение получил дистанционный метод зондирования атмосферы. Сущность его состоит в том, что электромагнитные или звуковые волны, встречая на своем пути какие-либо атмосферные неоднородности, испытывают рассеяние, преломление и отражение. Зная закономерности этих процессов, можно установить связь между характеристиками атмосферы и параметрами волн. На этом быстро прогрессирующем принципе основано зондирование атмосферы с помощью ракет-гранат (звуковой диапазон длин волн), лазеров и прожекторов (видимый участок спектра) и радиолокаторов (волны сантиметрового диапазона). Последние получили особенно широкое распространение, поскольку радиолокаторы позволяют обнаруживать облака (в том числе, и прежде всего, грозовые) и зоны осадков в радиусе 200—300 км.

Все эти технические средства используются для сбора метеорологической информации в основном на суше. Однако 71 % земной поверхности занимает океан; поэтому сведения о состоянии атмосферы над океаном так же необходимы, как и над материками. Они нужны для обеспечения плавания кораблей и перелетов самолетов, а также для службы прогнозов погоды. Все дело в том, что воздушные массы, а с ними и атмосферные явления перемещаются со средней скоростью около 40 км/ч, или 1000 км/сут. Таким образом, при составлении прогноза на сутки вперед нужна информация о погоде с территории радиусом по меньшей мере 1500 км, прогноз же на несколько дней нельзя составить без данных со всего полушария. Для производства наблюдений на океанах направляют специально оборудованные суда, которые дежурят, периодически сменяя друг друга, в определенных точках Мирового океана. В некоторых из них несут вахту научно-исследовательские суда погоды нашей страны. Они оборудованы устройствами для выпуска радиозондов и метеорологических ракет, приборами для наблюдений за состоянием поверхности и всей толщи океана. Другие исследовательские суда систематически, из года в год повторяют одни и те же маршруты, делая своеобразные

«разрезы» толщи океана и атмосферы с целью выявления временных изменений в них. Эту же задачу решают дрейфующие станции в Северном Ледовитом океане, которые называют станциями «Северный полюс». Первая такая станция — «Северный полюс-1» — в составе И. Д. Папанина, Е. К. Федорова, Э. Т. Кренкеля и П. П. Ширшова была высажена на лед в районе Северного полюса в мае 1937 г. Переброска оборудования и людей на дрейфующие станции осуществляется с помощью самолетов полярной авиации. Нередко посадка самолетов происходит в довольно трудных условиях на ледяное поле, выбранное с воздуха.

Специально оборудованные самолеты — летающие лаборатории — широко используются в воздушных экспедициях для изучения строения и условий образования облаков, атмосферного электричества, вертикальных движений, для активных воздействий на облака, туманы и осадки, для наблюдений за состоянием моря, рек, ледяного покрова, за сельскохозяйственными культурами, температурой водной поверхности.

Широкое распространение в качестве технических средств сбора гидрометеорологической информации на морях и океанах получили буйковые станции и трансозонды.

Получение гидрометеорологической информации составляет одну из важнейших задач Советской антарктической экспедиции, которая с 1955 г. ведет непрерывные исследования на Антарктическом материке и в прилегающих к нему морях. В Антарктиде организованы и ведут непрерывные наблюдения по широкой программе обсерватории Мирный и Молодежная, станции Новолазаревская, Беллинсгаузен, Восток (в 1500 км от берега) и др. Для проведения исследований в летние месяцы широко используются санно-тракторные поезда и полярная авиация. На самолетах изучается структура атмосферы, проводится картографическая и геологическая съемка материка и ледовая разведка морей. В ледниковом покрове Антарктиды сосредоточено свыше 90 % всей воды, находящейся на поверхности материков и в атмосфере. Результаты исследования ледового материка обобщены в фундаментальном труде «Атлас Антарктиды», авторы которого (В. А. Бугаев, Е. И. Толстиков, А. Ф. Трешников и др.) удостоены Государственной премии.

Для моделирования процессов образования облаков и туманов созданы крупные лабораторные установки — так называемые адиабатные камеры, позволяющие создавать искусственное облако и длительное время наблюдать за ним. Одна из наиболее крупных подобных установок создана в Обнинске. Здесь же сооружена метеорологическая мачта высотой 314 м, предназначенная для изучения строения пограничного слоя атмосферы. Активные воздействия на облака (в том числе на градовые, с целью предотвращения выпадения града) осуществляются с помощью самолетов, зенитных и ракетных установок. За эти исследования группа

советских ученых (Е. К. Федоров, Г. К. Сулаквелидзе, И. И. Гайворонский и др.) удостоена Государственной премии.

Новейшим техническим средством получения информации с территории всего земного шара явились искусственные спутники Земли (ИСЗ), впервые в мире запущенные в СССР. Они открыли перед метеорологией совершенно новые возможности — зондировать атмосферу сверху, из космоса. Спутники позволяют очень быстро получать сведения о состоянии атмосферы, поверхности океана и суши по всей планете.

Советская система «Метеор» включает 2—3 спутника, обращающихся по круговым орбитам на высоте около 900 км. Плоскости орбит наклонены к экватору под углом почти 80°. Сложное оборудование и приборы, установленные на спутниках, позволяют получать изображение облачности на дневной и ночной сторонах Земли. Несколько приборов предназначено для измерения потоков лучистой энергии в различных диапазонах длин волн, отражаемых и испускаемых земной поверхностью и атмосферой. Поскольку эти потоки связаны с температурой, то представляется возможность получать сведения о температуре земной поверхности, верхней границе облаков, а в перспективе — данные о вертикальном распределении температуры и влажности. Большой интерес представляют сведения о расположении льдов, о границах снежного покрова, увлажнении почвы, состоянии лесов и сельскохозяйственных культур, волнении моря и о других природных объектах.

Количество информации, поступающей со спутников, огромно. Например, за сутки два спутника «Метеор» передают на приемные пункты такое же количество информации об атмосфере, какое поступает за полгода со всех наземных метеорологических станций мира. Только с помощью мощных ЭВМ можно быстро переработать всю эту информацию и представить ее в удобном для использования виде. Эта информация используется в оперативной работе, она приносит большую пользу при анализе и прогнозе погоды. Спутники обнаружили немало ураганов, предупреждения о которых позволили сократить наносимый ими ущерб. Сбор и переработку метеорологической информации осуществляют у нас Государственный научно-исследовательский центр по изучению природных ресурсов и Гидрометеорологический центр СССР, а также несколько региональных гидрометеорологических центров (Новосибирский, Ташкентский, Хабаровский и Минский).

Оперативную работу по составлению прогнозов погоды, по руководству сетью метеорологических станций и постов, обеспечению народного хозяйства гидрометеорологической информацией по отдельным крупным районам страны осуществляет несколько десятков территориальных и республиканских Гидрометеорологических центров.

В советский период огромный размах получили научные исследования. С развитием науки и техники в общем уменьшается

зависимость человека от природных явлений, однако достигается это на основе глубокого изучения и тщательного учета их особенностей.

Основные усилия ученых в области физики атмосферы сосредоточены на построении теории и методов расчета всех важнейших атмосферных явлений и процессов. Уже в 20—30-х годах А. А. Фридманом, акад. Н. Е. Кочинным, И. А. Кибелем, акад. А. А. Дородницыным, Е. Н. Блиновой были выполнены крупные теоретические исследования по общей циркуляции атмосферы, устойчивости фронтальных поверхностей, обтеканию гор воздушным потоком и др.

Первые попытки разработать количественные методы прогноза погоды относятся к первым десятилетиям XX в. Еще в 1904 г. известный норвежский ученый В. Бьеркнес опубликовал работу «Проблема предсказания погоды, рассматриваемая с точки зрения математики и механики», в которой дана математическая постановка этой задачи. В 1922 г. английский ученый Л. Ричардсон выпустил в свет труд «Предсказание погоды с помощью численного процесса», в котором изложена методика расчета будущей погоды на основе численного решения уравнений динамики атмосферы. Однако составленный после длительных расчетов прогноз погоды на одни сутки вперед (на 20 мая 1910 г.) оказался неудачным, что объясняется неполнотой исходных данных, сложностью положенных в основу расчета уравнений и несовершенством расчетной схемы решения этих уравнений.

Крупный успех в разработке теории краткосрочного прогноза связан с работой И. А. Кибеля «Приложение к метеорологии уравнений механики бароклиной жидкости» (1940 г.), в которой предложен фундаментальный принцип упрощения уравнений динамики атмосферы. Этот принцип послужил в дальнейшем основой для создания современной теории краткосрочного прогноза погоды.

Большое влияние на развитие теории прогноза оказали работы крупного зарубежного ученого К. Г. Россби по теории так называемых длинных волн (1938—1940 гг.).

Дальнейшее развитие теория краткосрочного прогноза погоды получила в работах акад. Г. И. Марчука, акад. А. М. Обухова, М. И. Юдина, А. Ф. Дюбюка, Н. И. Булеева и др. Широкое внедрение достижений теории в оперативную практику началось в конце 50-х годов, когда для этой цели были использованы электронные вычислительные машины.

Основы гидродинамического метода долгосрочного прогноза погоды заложены Е. Н. Блиновой в работе 1943 г. и в большом цикле исследований последующих лет.

В области синоптической метеорологии основные достижения советского периода связаны с именами С. П. Хромова, Х. П. Погосяна, В. А. Бугаева, В. А. Джорджио, Б. Д. Успенского, И. Г. Пчелко, в области долгосрочных прогнозов — с именами

Б. П. Мультиановского, Г. Я. Вангенгейма, С. Т. Пагавы, А. А. Гирса, А. Л. Каца, Н. А. Багрова.

Развитие авиации потребовало детального изучения облаков, туманов и осадков и связанных с ними явлений — обледенения, болтанки, ухудшения видимости. Крупные результаты экспериментального и теоретического характера по этому разделу получены Н. С. Шишкиным, А. Х. Хргианом, А. М. Боровиковым, Е. Г. Зак, Е. С. Селезневой, В. А. Зайцевым, Н. В. Петренко.

В 30-х годах В. Н. Оболенским были заложены основы теории активных воздействий на облака и осадки. Наиболее широкое развитие эти исследования, связанные с именами акад. Е. К. Федорова, В. Я. Никандрова, Г. К. Сулаквелидзе, Г. Ф. Прихотько, И. И. Гайворонского, получили в последние 20—25 лет.

В советский период получило развитие учение о лучистом теплообмене в атмосфере (актинометрия). Основные заслуги в разработке методов и приборов для измерения потоков лучистой энергии, организации сети актинометрических станций принадлежат С. И. Савинову, Н. Н. Калитину, Ю. Д. Янишевскому, В. Л. Гаевскому. Крупный вклад в теорию переноса лучистой энергии в атмосфере внесен Е. С. Кузнецовым, акад. В. В. Шулейкиным, акад. В. Е. Зуевым, В. Г. Кастровым, К. С. Шифриным.

В разработку методов измерения потоков радиации со спутников, методов использования спутниковой информации для целей анализа и прогноза, для распознавания природных объектов большой вклад внесли К. Я. Кондратьев, И. П. Ветлов, Г. И. Голышев.

Огромный цикл исследований по установлению закономерностей турбулентного режима атмосферы, строения приземного и пограничного слоев атмосферы, по изучению процессов тепло- и влагообмена в этих слоях, распространению примесей в атмосфере выполнен за последние 30—40 лет акад. А. М. Обуховым, акад. А. Н. Колмогоровым, А. С. Монинным, Ю. А. Израэлем, Н. З. Пинусом, М. Е. Швецом, М. П. Тимофеевым, П. А. Воронцовым, М. Е. Берляндом.

Климатические исследования в советский период получили особенно широкий размах. Большой вклад в разработку проблем климатологии внесен трудами Е. С. Рубинштейн, Б. П. Алисова, О. А. Дроздова, акад. А. А. Григорьева, М. И. Будыко, Ф. Ф. Давитая, Б. Л. Дзержеевского, С. А. Сапожниковой, А. А. Дмитриева.

Метеорологические исследования достаточно широко проводятся в других странах, прежде всего в США, Великобритании, Франции, ГДР, ФРГ, Японии и др. Крупный вклад в развитие современной метеорологии внесен такими зарубежными учеными, как Россби, В. Бьеркнес, Маргулес, Гаурвитц, Старр, Я. Бьеркнес, Ричардсон, Леттау, Эртель, Бержерон, Финдайзен, Митра, Крыстанов, Петтерсен, Брент, Ван-Мигем, Лоренц, Н. Филлипс, Смагоринский, А. Аракава.

7 Международное сотрудничество в области метеорологии

Атмосферные процессы и явления носят глобальный характер. Для их изучения и предсказания необходимы сведения о состоянии атмосферы и земной поверхности по всей планете. По этой причине уже во второй половине прошлого века предпринимались попытки наладить обмен метеорологическими наблюдениями между некоторыми странами (Францией и Россией, Англией и Францией, Россией и Германией).

Начало международному сотрудничеству в области метеорологии было положено на Второй метеорологической конференции в Лейпциге в 1872 г. и на Первом международном метеорологическом конгрессе, состоявшемся в Вене в сентябре 1873 г. На этом конгрессе была создана Международная метеорологическая организация, преобразованная в 1947 г. во Всемирную метеорологическую организацию (ВМО). ВМО — специализированное учреждение Организации Объединенных Наций. Она осуществляет обмен метеорологическими данными между службами всех стран, следит за соблюдением единой методики наблюдений, заботится о распространении результатов научно-методических исследований и обмене ими. Каждая страна в установленные сроки передает данные через определенные радиоцентры, а также по телеграфным и телефонным линиям. Метеорологические наблюдения со всего северного полушария могут быть собраны службой любой страны за 3—4 ч, а со всего земного шара — за 7—10 ч.

Однако уже сейчас в связи с быстрым развитием авиации и мореплавания появилась необходимость сократить время сбора данных наблюдений со всего земного шара до 2—3 ч, а также повысить качество и единообразие измерений во всех странах, организовать наблюдения в малообжитых районах и наладить обмен совершенно новыми данными, получаемыми с помощью создаваемой глобальной системы метеорологических спутников и других новейших технических средств. Эту сложную задачу международного сотрудничества в области метеорологии призвана решить *Всемирная служба погоды*, начавшая функционировать с 1 января 1968 г. В составе этой службы созданы три категории метеорологических центров: мировые, региональные и национальные (или территориальные). В мировые центры, находящиеся в Москве, Вашингтоне и Мельбурне, поступают данные обычных наблюдений со всего мира и вся информация, получаемая с помощью метеорологических космических систем СССР и США. Региональные центры ведут сбор сведений с территорий протяженностью в несколько тысяч километров. В СССР такие центры созданы (кроме Москвы) в Новосибирске, Хабаровске и Ташкенте. Предусмотрено своеобразное разделение труда между центрами

различных категорий. Каждый вышестоящий центр передает в нижестоящие центры не только сводку данных, но и обработанный им материал: карты будущего состояния атмосферы, составленные с помощью ЭВМ, спутниковую информацию и др. Сотрудничество в научной области осуществляет также Международный геодезический и геофизический союз, созданный в 1920 г. В состав этого Союза входит несколько ассоциаций, в том числе ассоциация метеорологии и физики атмосферы.

С целью сбора более полных данных о состоянии гидросферы и атмосферы над обширными территориями по согласованной между многими странами программе проводились так называемые Международные годы. Первый и Второй международные полярные годы (МПГ) были проведены в 1882—1883 и 1932—1933 гг. В разработке программы для Второго МПГ приняли участие крупные советские ученые — П. А. Молчанов, Н. Н. Калитин, В. Н. Оболенский и др. «Хорошими перспективами аэрологических работ во время Полярного года мы обязаны в значительной степени профессору Молчанову и его сотрудникам, которые с неутомимой энергией и изобретательностью разработали один из прекраснейших, когда-либо известных метеорологических приборов», — отмечал президент Международного комитета по проведению Второго МПГ.

В период с 1 июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г. была реализована программа Международного геофизического года, охватывшая комплексными геофизическими исследованиями территорию всей планеты (в отличие от Первого и Второго годов, когда наблюдениями была охвачена в основном полярная область северного полушария).

При всех успехах, которыми отмечено развитие метеорологии в последние десятилетия, остается много нерешенных проблем. Среди них такие, как взаимодействие атмосферы и океана; общая циркуляция атмосферы; загрязнение природной среды; зарождение и развитие ураганов; взаимодействие между различными слоями атмосферы; связь между процессами в атмосфере Земли и на Солнце; формирование полей облачности и осадков; влияние лучистых и других видов притоков тепла на атмосферные процессы. Разработка всех этих научных проблем осуществляется для создания надежных методов предсказания погоды — одной из важнейших научных задач нашего времени.

Особую актуальность во второй половине XX в. приобрела проблема долгосрочного прогноза погоды (на декаду, месяц, сезон и более длительные сроки), поскольку долгосрочные прогнозы широко используются при планировании крупных экономических мероприятий.

Приобрела большое значение проблема изменения климата как под влиянием естественных причин, так и вследствие человеческой деятельности.

Все эти проблемы призвана продвинуть далеко вперед грандиозная Программа исследования глобальных атмосферных процессов (ПИГАП), основные мероприятия (наблюдательного характера) по которой осуществлены в 70-е годы. ПИГАП включает ряд крупных подпрограмм. Это — Тропический, Полярный, Комплексный энергетический, Муссонный эксперименты и др. Выполняются эти эксперименты с привлечением всех современных технических средств сбора и переработки информации о состоянии атмосферы, гидросферы, суши и космической среды. Так, с 15 июня по 30 сентября 1974 г. в тропической зоне Атлантического океана был проведен Атлантический тропический эксперимент (АТЭП), в котором вели наблюдения большое количество наземных станций, 35 судов, 12 самолетов, две системы спутников на полярных орбитах (СССР и США). Суда, оснащенные техническими средствами зондирования атмосферы (радиозондами и ракетами) и современной вычислительной техникой (ЭВМ), были расставлены по всей тропической зоне Атлантики от Африки до Америки.

Анализ материалов АТЭП позволил оценить перенос тепла, влаги и энергии по горизонтали и вертикали; вскрыть закономерности формирования облачных скоплений (протяженностью 100—1000 км по горизонтали), в которые организуются конвективные облака, дающие большую часть осадков в тропиках; изучить пограничный слой атмосферы над океанами; исследовать волновые движения атмосферы в экваториальной области.

СССР оказывает большую помощь развивающимся странам в области метеорологии. Специалисты многих стран (прежде всего, социалистических) участвуют в исследованиях Советского Союза в Арктике и Антарктике, в изучении верхних слоев атмосферы и ближнего космоса, морей и океанов.

Еще более широкие задачи, чем в АТЭП, были поставлены перед Первым глобальным экспериментом ПИГАП, комплексная наблюдательная система которого охватила весь земной шар и включала получение данных как о состоянии атмосферы, так и подстилающей поверхности (суши и океана). Научные задачи эксперимента предусматривали: 1) приобретение более глубоких знаний об атмосфере с целью разработки моделей прогноза погоды, общей циркуляции атмосферы и климата Земли; 2) определение предела предсказуемости погоды; 3) разработку эффективных методов усвоения данных наблюдений (включая неодновременные); 4) оптимизацию системы метеорологических наблюдений, необходимых для численных моделей прогноза погоды различной заблаговременности и моделирования крупномасштабных атмосферных процессов.

Первый глобальный эксперимент включал два этапа: подготовительный (с 1 декабря 1977 г. по 30 ноября 1978 г.) и оперативный (с 1 декабря 1978 г. по 30 ноября 1979 г.) Внутри последнего были выделены два специальных периода наблюдений: с 1 января

по 15 марта и с 1 мая по 30 июня 1979 г., а в пределах каждого из них — периоды особенно интенсивных наблюдений: с 15 января по 20 февраля и с 10 мая по 8 июня 1979 г. Наблюдательная система эксперимента состояла из постоянной сети Всемирной службы погоды: 9200 метеорологических и 850 аэрологических станций, 4 полярноорбитальных спутника, и специальных средств наблюдения: 40 судов (для измерения скорости ветра в тропиках), 89 самолетов (из них с 17 самолетов передача данных о температуре, давлении и скорости ветра производилась через спутники в реальном масштабе времени; с 9 самолетов, совершивших 339 вылетов, сбрасывались радиозонды), 5 геостационарных спутников, 368 дрейфующих буев, а также 12 аэрологических станций. Большая часть специальных средств (исключение составляют самолеты и спутники) действовала лишь в периоды специальных или особенно интенсивных наблюдений.

Комплексная наблюдательная система эксперимента хотя и не удовлетворяла в некоторых частях Земли всем требованиям, которые вытекали из задач эксперимента, позволила получить огромный массив данных, существенно улучшивший освещение состояния атмосферы, особенно в экваториальной области и в южном полушарии в целом. Эти данные, будучи записанными на магнитные ленты, в последние годы анализируются и широко используются при разработке моделей общей циркуляции атмосферы, климата Земли и методик долгосрочного прогноза погоды.

В последние 10—20 лет сильно возрос интерес со стороны ученых и общественности к проблеме изменения климата Земли, поскольку эти изменения оказывают значительное влияние на сельское хозяйство, энергетику и водные ресурсы планеты. В формировании и изменении климата участвуют вся атмосфера, океан и деятельный слой суши (толщиной 20—30 м) как взаимодействующие части единой системы, часто называемой *климатической системой*. Большую роль в стимулировании научных исследований по климату и в развитии современной климатологии в целом сыграла Всемирная климатическая конференция (Женева, 12—23 февраля 1979 г.), в решении которой подчеркнуто, что хозяйственная деятельность человека в сильной степени подвержена влиянию изменчивости климата, особенно таких экстремальных явлений как засухи и наводнения.

На состоявшемся в 1979 г. конгрессе Всемирной метеорологической организации принято решение о реализации Всемирной климатической программы, продолжающей и развивающей ПИГАП. Основные задачи климатической программы сводятся к выявлению и изучению механизмов формирования климата (в частности, к оценке относительной роли естественных и обусловленных возрастающей хозяйственной деятельностью факторов), к применению знаний о климате в планировании и управлении хозяйственной деятельностью, к оценке воздействия изменений

климата на различные стороны деятельности человека, а также к увеличению количества и качества климатических данных, к построению моделей климата, способных предсказывать состояние климатической системы.

«Сейчас, когда человечество нуждается в эффективном и рациональном использовании всех природных ресурсов своей планеты, когда оно уже начинает управлять стихийными явлениями, когда открылся выход в космос, как никогда ранее, требуется единство целей и действий человека по отношению к природе», — отметил акад. Е. К. Федоров.

8 Метеорологические величины и атмосферные явления

Атмосфера находится в непрерывном движении. Она полностью участвует во вращательном движении Земли вокруг Солнца и своей оси. Кроме этого периодического движения, атмосфера находится в сложном движении относительно поверхности Земли. Под влиянием взаимодействия с земной поверхностью, притока энергии от Солнца и внутренних процессов физическое состояние атмосферы и отдельных ее частей непрерывно изменяется.

Для количественной характеристики состояния атмосферы вводится понятие *метеорологических величин*¹. Это — температура, давление, плотность и влажность воздуха; скорость и направление ветра; количество, высота и толщина облаков; интенсивность осадков; метеорологическая дальность видимости; водность туманов, облаков и осадков; потоки лучистой энергии и тепла и др.

В метеорологии достаточно широко распространено также понятие *атмосферного явления* (или просто явления), под которым имеют в виду определенный физический процесс, сопровождающийся резким (качественным) изменением состояния атмосферы. К атмосферным явлениям относят: туман, грозу, гололед, пыльную (песчаную) бурю, шквал, метель, изморозь, росу, иней, обледенение, осадки, облака, полярные сияния и др.

Непрерывное изменение состояния атмосферы во времени и пространстве приводит к изменению метеорологических величин

¹ До последнего времени их называли метеорологическими элементами. Однако ГОСТ 16263—70 («Метеорология. Термины и определения») для «свойства, общего в качественном отношении многим физическим объектам (физическим системам, их состояниям и происходящим в них процессам), но в количественном отношении индивидуального для каж-

дого объекта», разрешает употреблять только термин *величина*. Этим же ГОСТом не рекомендовано употреблять термин *величина* для выражения количественной стороны рассматриваемого свойства (нельзя, например, употреблять выражение «величина температуры», *величина давления и т. п.*).

и атмосферных явлений. Физическое состояние атмосферы в определенный момент или промежуток времени, характеризующее совокупностью метеорологических величин и атмосферных явлений, носит название *погода*. При этом можно говорить о погоде в определенной точке пространства, о погоде района, о погоде по маршруту и т. п.

В зависимости от практической деятельности человека для характеристики погоды привлекаются различные совокупности метеорологических величин и явлений. Так, при метеорологическом обеспечении авиации наибольший интерес представляют: дальность видимости, высота облаков, гроза, обледенение и болтанка самолетов, ветер и температура на различных высотах. При обслуживании сельского хозяйства прежде всего необходимы сведения: о температуре и влажности почвы и приземного слоя воздуха, об осадках, притоке солнечной радиации и заморозках.

9 Градиент метеорологической величины

Метеорологические величины изменяются как во времени, так и в пространстве, т. е. являются функциями координат точки x , y , z и времени t :

$$f = f(x, y, z, t), \quad (9.1)$$

где f — произвольная метеорологическая величина.

Совокупность значений метеорологической величины во всем пространстве (или ограниченной области его) называют *полем* этой величины.

Для характеристики пространственного распределения метеорологических величин в фиксированный момент времени вводится понятие *эквискалярной поверхности*, в каждой точке которой, согласно определению, метеорологическая величина сохраняет постоянное значение:

$$f(x, y, z) = C, \quad (9.2)$$

где C — постоянная для данной эквискалярной поверхности. Эта постоянная различна для разных поверхностей.

Эквискалярные поверхности различных метеорологических величин носят название: давления — *изобарические*, температуры — *изотермические*, плотности — *изопикнические* и т. д.

Кривые пересечения эквискалярных поверхностей с любой другой поверхностью (в частности, с поверхностью уровня моря) называют изолиниями величины f . Применительно к давлению это изобары, к температуре — изотермы и т. д.

Количественной мерой изменения метеорологической величины в пространстве служит *градиент* этой величины. Градиентом ($\text{grad } f$) величины f называют вектор, который по направлению совпадает с нормалью N к эквискалярной поверхности (положительное направление — в сторону уменьшения f), а по модулю равен производной от f по N с обратным знаком:

$$|\text{grad } f| = -df/dN. \quad (9.3)$$

Нетрудно показать, что проекция градиента величины f на любое направление l равна частной производной (с обратным знаком) от f по l :

$$\text{grad}_l f = -\partial f/\partial l. \quad (9.4)$$

В частности, проекции градиента на оси координат x , y , z равны $-\partial f/\partial x$, $-\partial f/\partial y$, $-\partial f/\partial z$ (плоскость $хоу$ — горизонтальная, касательная к уровенной поверхности; ось z направлена по вертикали вверх).

Наибольший практический интерес представляют горизонтальная и вертикальная проекции $\text{grad } f$:

$$\text{grad}_n f = -\partial f/\partial n, \quad \text{grad}_z f = -\partial f/\partial z, \quad (9.5)$$

где n — нормаль к изолиниям величины f на уровенной поверхности (в частности, к изобарам или изотермам).

Горизонтальную и вертикальную проекции градиента принято называть соответственно горизонтальным и вертикальным градиентами. Поскольку n направлена в сторону убывания f , то горизонтальный градиент всегда положителен: $-\partial f/\partial n > 0$. Вертикальный градиент может быть как положительным, так и отрицательным, поскольку ось z всегда направлена по вертикали вверх.

Справедливо следующее общее правило: *если величина f убывает с высотой, то вертикальный градиент ее положителен ($-\partial f/\partial z > 0$); если величина f растет с высотой, то вертикальный градиент этой величины отрицателен ($-\partial f/\partial z < 0$).*

На практике при расчете градиентов истинные производные от метеорологических величин заменяют отношением конечных разностей, т. е. полагают

$$-\frac{df}{dN} = -\frac{\Delta f}{\Delta N}, \quad -\frac{\partial f}{\partial n} = -\frac{\Delta f}{\Delta n}, \quad -\frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{\Delta f}{\Delta z}, \quad (9.6)$$

где Δf — приращение величины f , соответствующее увеличению расстояний (шагам) вдоль нормалей на ΔN и Δn и по высоте на Δz .

Давление воздуха (p). Основной единицей давления, согласно Международной системе единиц (СИ), служит паскаль (Па); $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ кг/(м}\cdot\text{с}^2)$. В метеорологии наиболее часто в качестве единицы давления используется гектопаскаль (гПа); $1 \text{ гПа} = 10^2 \text{ Па}$.

Обозначим вертикальный и горизонтальный градиенты давления через G_1 и G_2 соответственно:

$$G_1 = -\partial p/\partial z \quad \text{или} \quad G_1 = -\Delta p/\Delta z, \quad (9.7)$$

$$G_2 = -\partial p/\partial n \quad \text{или} \quad G_2 = -\Delta p/\Delta n. \quad (9.8)$$

На синоптических картах изобары проводят через 5 гПа ($\Delta p = -5 \text{ гПа}$). Поэтому, если Δn — расстояние между изобарами (по нормали к ним), проведенными через 5 гПа, формула (9.7) принимает вид $G_2 = 5/\Delta n$.

Горизонтальный градиент давления рассчитывают чаще всего в гектопаскалях на 100 км (гПа/100 км). Значение G_2 в условиях атмосферы обычно колеблется от 1 до 5 гПа/100 км.

Так как давление всегда падает с высотой (это положение доказывается в главе 3), вертикальный градиент давления всегда положителен, т. е. $G_1 \geq 0$. Отметим, что в атмосфере G_1 в десятки и сотни тысяч раз больше G_2 , т. е. давление с высотой изменяется значительно быстрее, чем в горизонтальном направлении.

Температура воздуха (T или t). Единицей температуры в шкале Кельвина служит кельвин (К), в шкале Цельсия — градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$); $1 \text{ К} = 1^{\circ}\text{C}$. Температуры по шкале Кельвина (T) и шкале Цельсия (t) связаны между собой соотношениями:

$$T = 273,15 + t \quad \text{или} \quad T = 273,15(1 + \alpha t),$$

где $\alpha = 1/273,15 \approx 0,00366 \text{ К}^{-1}$.

Горизонтальный и вертикальный градиенты температуры обозначим соответственно

$$\Gamma = -\partial T/\partial n \quad \text{и} \quad \gamma = -\partial T/\partial z.$$

Горизонтальный градиент температуры Γ чаще всего рассчитывают в градусах Цельсия на 100 км. Обычно Γ составляет несколько градусов Цельсия на 100 км. Вертикальный градиент температуры γ , или, как его еще называют, вертикальный градиент стратификации, колеблется в условиях атмосферы (в различных слоях и в разные моменты времени) в широких пределах. Он может быть как положительным, так и отрицательным.

На практике γ рассчитывают для различных слоев по формуле

$$\gamma = -\Delta T/\Delta z,$$

где $\Delta T = T_2 - T_1$, $\Delta z = z_2 - z_1$ — приращения температуры и высоты; T_1 — температура на высоте z_1 , T_2 — температура на высоте z_2 (рис. В.1). Если $\gamma > 0$, то температура в данном слое падает с высотой ($T_2 < T_1$); если $\gamma = 0$, то температура постоянна (изотермия); если $\gamma < 0$, то температура растет с высотой (инверсия температуры).

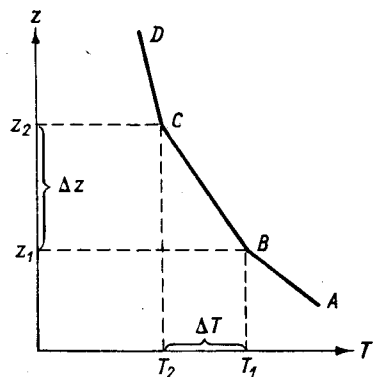


Рис. В.1. Кривая распределения температуры по высоте (кривая стратификации).

Кривую распределения температуры по высоте, или кривую стратификации, обычно строят по данным измерений с помощью радиозонда, самолета или ракеты. По этим данным наносят на график точки A, B, C, \dots (см. рис. В.1). Так как закономерности изменения температуры между этими точками неизвестны, обычно делают простейшее предположение: температура между точками A и B , B и C , C и D и т. д. изменяется с высотой линейно.

Поэтому точки на графике соединяют отрезками прямой. Построенная таким образом ломаная линия и будет представлять собой *кривую стратификации*.

10 Понятие о барических системах

Метеорологические станции, на которых производится измерение давления и других метеорологических величин, расположены на различной высоте над уровнем моря. Так как давление изменяется с высотой, то измеренные на станциях значения его будут различаться прежде всего под влиянием разности высот. Оценивать изменение давления в горизонтальном направлении (в частности, рассчитать горизонтальный градиент давления) можно, очевидно, только тогда, когда давление приведено (т. е. пересчитано) к какому-либо одному уровню. В качестве такого уровня выбирается обычно уровень моря. Приведенное к уровню моря давление и другие метеорологические величины (температура; точка росы; скорость ветра; количество, высота и форма облаков и др.) наносятся на бланки географических карт, которые называются приземными картами погоды.

Установим связь между распределением давления в горизонтальном направлении и наклоном ($\text{tg } \alpha_p$) изобарических поверхностей. Пусть давление на уровне моря падает справа налево

(рис. В.2). Как наклонены изобарические поверхности при таком расположении изобар? Нетрудно видеть, что изобарические поверхности должны понижаться в сторону низкого давления H (сплошные линии на рис. В.2).

Если, наоборот, допустить, что изобарические поверхности понижаются в сторону высокого давления B (штриховые линии на рис. В.2), то давление в точке C (1005 гПа) окажется выше, чем в точке D . Но это исключено, поскольку давление с увеличением высоты всегда падает. Таким образом, если известно расположение изобар на карте погоды, то тем самым определен и наклон изобарических поверхностей (значение последнего чаще всего лежит в пределах 0,0001—0,0005).

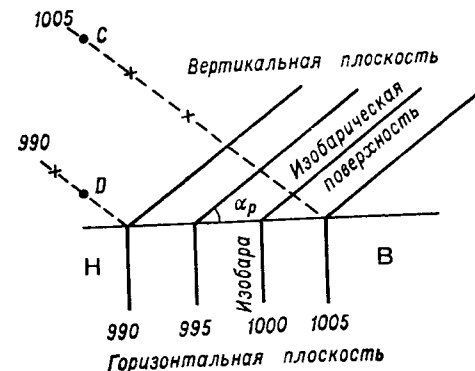


Рис. В.2. Связь между положением изобарических поверхностей в пространстве и изобарами.

Если провести изобары на достаточно обширной территории, то окажется, что они имеют различную форму. В зависимости от последней различают следующие виды *барических образований*.

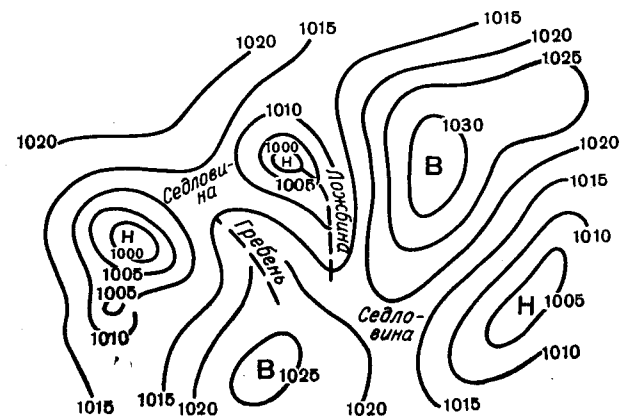


Рис. В.3. Виды барических систем.

Область низкого давления H , ограниченная замкнутыми изобарами называется *циклоном*, а область высокого давления B — антициклоном (рис. В.3). Области с U- или V-образными изобарами на периферии циклонов носят название *ложбин*, а на пери-

ферии антициклонов — гребней. Седловина представляет собой область, заключенную между двумя накрест расположенными циклонами и антициклонами. В некоторых районах изобары имеют форму, близкую к прямолинейной. Подчеркнем, что под низким и высоким давлением понимается относительное значение давления (по сравнению с давлением в соседних областях). Из приведенных рассуждений следует, что изобарические поверхности над циклоном вогнуты по направлению к земной поверхности, а над антициклоном выпуклы.

Горизонтальные размеры барических систем (циклонов и антициклонов в первую очередь) колеблются между несколькими сотнями и несколькими тысячами километров. Их вертикальная протяженность составляет несколько километров. Различают *низкие* и *высокие* циклоны и антициклоны. Первые распространяются вверх на 2—3 км, вторые, как правило, — на всю тропосферу.

В принципе можно рассчитать значение давления и построить карту его распределения не только на уровне моря, но и на других уровнях (например, 1, 3, 5, 9, 13, 16 км). Однако для характеристики полей давления выше уровня моря используется другой метод — метод барической топографии (см. п. 6 главы 3).

Значительными преимуществами перед другими методами обладает метод радиозонда, предложенный и осуществленный впервые в Советском Союзе и потому имеющий право на название Советского метода исследования атмосферы. Метод радиозонда можно применять во всех условиях погоды, он дает результаты исследования немедленно после выпуска прибора

П. А. Молчанов (1938 г.)

Уже в первом десятилетии после Великой Октябрьской социалистической революции советскими специалистами по динамической метеорологии был выполнен ряд первоклассных исследований, выдвинувших их на первые позиции в мировой науке.

И. А. Кибель (1967 г.)

Раздел I

Общие сведения о воздушной оболочке Земли

Глава 1. Состав и уравнение состояния атмосферного воздуха

Состав воздуха вблизи земной поверхности. Состав воздуха в более высоких слоях атмосферы. Уравнение состояния сухого воздуха. Уравнение состояния влажного воздуха. Характеристики влажности воздуха и связь между ними

Глава 2. Строение атмосферы

Основные сведения о Земле как планете. Принципы деления атмосферы на слои. Краткие сведения о методах исследования атмосферы. Тропосфера, стратосфера и мезосфера. Понятие о воздушных массах и фронтах. Атмосферный озон

Глава 3. Статика атмосферы

Силы, действующие в атмосфере в состоянии равновесия. Основное уравнение статики атмосферы. Барометрические формулы. Барическая ступень. Вертикальный масштаб атмо-

сферы. Геопотенциал. Абсолютная и относительная высота изобарических поверхностей. Суточный ход давления

Глава 4. Термодинамика атмосферы

Первое начало термодинамики применительно к атмосфере. Адиабатический процесс. Сухоадиабатический градиент. Потенциальная температура. Критерии устойчивости атмосферы на основе метода частицы. Изменение потенциальной температуры с высотой при различных видах стратификации атмосферы. Адиабатические процессы во влажном ненасыщенном воздухе. Влажноадиабатические процессы. Уравнение первого начала термодинамики для влажноадиабатического процесса. Термодинамические графики. Анализ состояния атмосферы с помощью термодинамических графиков. Стратификация атмосферы по отношению к влажноадиабатическому и сухоадиабатическому движению частицы. Метод слоя

Глава 1 Состав и уравнение состояния атмосферного воздуха

1 Состав воздуха вблизи земной поверхности

Атмосфера представляет собой механическую смесь нескольких газов. Назовем *сухим воздухом* такую смесь, в состав которой не входит водяной пар. Состав сухого воздуха вблизи поверхности Земли характеризуется данными, приведенными в табл. 1.1. На долю основных газов (N_2 , O_2 , Ar), как показывает таблица, приходится около 99,96 %, а на долю остальных — всего лишь около 0,04 %.

Таблица 1.1. Состав сухого воздуха вблизи земной поверхности

Газ	Объемное, i , % содержание	Относительная молекулярная масса (по углеродной шкале)	Плотность по отношению к воздуху
Азот (N_2)	78,084	28,0134	0,967
Кислород (O_2)	20,946	31,9988	1,105
Аргон (Ar)	0,934	39,948	1,379
Углекислый газ (CO_2)	0,033	44,00995	1,529
Неон (Ne)	$1,818 \cdot 10^{-3}$	20,183	0,695
Гелий (He)	$5,239 \cdot 10^{-4}$	4,0026	0,138
Криптон (Kr)	$1,14 \cdot 10^{-4}$	83,800	2,868
Водород (H_2)	$5 \cdot 10^{-5}$	2,01594	0,070
Ксенон (Xe)	$8,7 \cdot 10^{-6}$	131,300	4,524
Озон (O_3)	$10^{-6}—10^{-5}$	47,9982	1,624
Сухой воздух		28,9645	1,000

¹ Объемное содержание — это выраженное в процентах отношение объема v_i , занимаемого i -й газовой составляющей, к общему объему смеси при условии приведения их к одинаковым давлению и температуре.

В состав атмосферы всегда входят три переменные, крайне важные составные части — водяной пар, озон и углекислый газ. Значение этих газов определяется прежде всего тем, что они

очень сильно поглощают лучистую энергию и тем самым оказывают существенное влияние на температурный режим поверхности Земли и атмосферы.

Углекислый газ является одной из важнейших составных частей питания растений. Он поступает в атмосферу в процессе горения, дыхания и гниения, расходуется же в процессе усвоения его растениями.

Современный состав воздуха атмосферы Земли установился по крайней мере несколько сотен миллионов лет назад. Сформировавшийся в природе круговорот атмосферных газов способствовал тому, что газовый состав атмосферы оставался неизменным до тех пор, пока резко не возросла просизводственная деятельность человека, в первую очередь добыча и последующее сжигание основных видов топлива (каменного угля, нефти и природного газа). В текущем столетии отмечается увеличение содержания CO_2 по всему земному шару. За последние 70—80 лет количество углекислого газа в атмосфере, по оценкам многих ученых, увеличилось примерно на 10—12 % — от 0,029 % в 1900 г. до 0,033 % в 1980 г.

Помимо CO_2 под влиянием деятельности человека увеличивается в глобальном масштабе содержание других газообразных примесей, сведения о которых приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Средние данные о газовых примесях

Газ	Объемное содержание, %	Газ	Объемное содержание, %
Метан (CH_4)	$1,5 \cdot 10^{-4}$	Закись азота (N_2O)	$5 \cdot 10^{-5}$
Окись углерода (CO)	от 0 до следов	Двуокись азота (NO_2)	от 0 до $2 \cdot 10^{-6}$
Сернистый газ (SO_2)	от 0 до 10^{-4}	Радон (Rn)	$6 \cdot 10^{-18}$
		Иод (I_2)	от 0 до 10^{-6}

Пока не отмечено изменение содержания в атмосфере основных газов — O_2 , N_2 , Ar. Однако на сжигание топлива расходуется значительная масса кислорода (по состоянию на 1969 г. около 13 млрд. т в год). Если наметившиеся в последние десятилетия темпы роста добычи топлива (10 %) сохранятся, то за 50 лет (с 1971 по 2020 г.) будет израсходовано около 0,77 % того количества свободного кислорода, который содержится в атмосфере и гидросфере в настоящее время.

В состав атмосферного воздуха входят также многочисленные взвешенные в нем твердые и жидкие примеси — так называемые *аэрозоли*. Они имеют естественное и искусственное (антропогенное) происхождение.

С 1910 г. по настоящее время масса твердых примесей в атмосфере северного полушария увеличилась примерно в 1,5 раза. Эти данные справедливы и для атмосферы в целом. В крупных городах (прежде всего Японии, США, Западной Европы) содержание газообразных и твердых примесей значительно больше, чем в среднем по атмосфере. Оно нередко превышает допустимую норму. Загрязнение окружающей среды твердыми и газообразными примесями вредно сказывается на растительности, урожае сельскохозяйственных культур, продуктивности животных, на здоровье людей и на деятельности промышленных предприятий таких отраслей, как полупроводниковая, оптическая, фотохимическая. Наблюдения в Лондоне показали, что существует довольно тесная связь между уровнем загрязнения воздушного бассейна и количеством заболевших и умирающих в этот период людей.

Содержание водяного пара в атмосфере колеблется в широких пределах; оно близко к нулю при очень низких температурах и может достигать 4% при высоких температурах. С учетом различного содержания водяного пара в воздухе в нем несколько изменяется содержание других газов.

2 Состав воздуха в более высоких слоях атмосферы

Изучение состава воздуха на различных высотах начато свыше 180 лет назад, когда Дальтоном был сформулирован (в 1802 г.) закон, согласно которому каждый газ распределяется в пространстве независимо от присутствия других газов.

Если перемешивание воздуха по вертикали отсутствует, то распределение давления i -го газа может быть рассчитано с помощью барометрической формулы, согласно которой давление более тяжелых газов должно убывать с высотой быстрее, чем более легких газов. Следовательно, на больших высотах должны преобладать легкие газы. В этом состоит идея *гравитационного разделения газов*, обнаружению которого посвящено большое количество исследований.

Однако чем тщательнее проводился эксперимент, тем все более очевидным становился факт отсутствия разделения газов в пределах нижних 90—95 км (*гомосфера*).

Новый период в изучении строения верхних слоев наступил около 25 лет назад, когда для исследования свойств атмосферы (в том числе состава воздуха) были применены ракеты, а затем искусственные спутники Земли. В табл. 1.3 приведены данные о содержании основных газов (N_2 , O_2 и Ar) по результатам взятия проб воздуха (на ракетах) в средних широтах Европейской части СССР преимущественно весной и летом в утренние часы. Эта таб-

Таблица 1.3. Содержание (%) основных газов в воздухе по измерениям на ракетах

Высота, км	Газ			Высота, км	Газ		
	N_2	O_2	Ar		N_2	O_2	Ar
65	80	19,0	0,91	82-85	77	21,3	0,82
75-80	78	21,0	0,93	85	78	21,0	0,88
80	78	21,4	0,88	95	77	21,5	0,76

лица показывает, что систематического (в одну сторону) изменения состава воздуха с высотой не наблюдается.

Таким образом, можно считать твердо установленным факт постоянства состава воздуха до высоты около 95 км. Постоянство состава атмосферного воздуха как по вертикали, так и по горизонтали поддерживается его перемешиванием.

Долгое время распространению представления о полностью перемешанной атмосфере препятствовало то, что в стратосфере термическая стратификация сильно устойчивая, а это, как будет показано в главе 4, затрудняет перемешивание воздуха по вертикали. Но в свободной атмосфере главную роль в возникновении перемешивания играет динамический фактор — изменение скорости ветра с высотой. Немаловажное значение для выравнивания состава атмосферы имеет горизонтальное крупномасштабное перемешивание.

Выше 95 км состав атмосферы существенно изменяется. Известную роль в этом изменении играет, по-видимому, процесс гравитационного разделения газов. Согласно теории, время установления 80%-ного разделения молекулярного азота и атомного кислорода на высоте 250 км составляет 17 ч, на высоте 300 км — 8 ч, на высоте 350 км — 3,7 ч.

Анализ результатов измерений состава воздуха с помощью радиочастотного масс-спектрометра показал, что гравитационное разделение ночью начинается на высотах 105—110 км. Рисунок 1.1 иллюстрирует изменение с высотой отношения количества молекул аргона $n(Ar)$ к количеству молекул азота $n(N_2)$. Видно, что это отношение с увеличением высоты уменьшается (Ar тяжелее N_2 , см. табл. 1.1).

Основным процессом, под влиянием которого происходит изменение состава воздуха выше 100 км, является диссоциация кислорода под воздействием солнечной радиации с длиной волны меньше 0,24 мкм. В табл. 1.4 приведены сведения об изменении с высотой числа частиц в 1 см^3 азота (N_2), молекулярного (O_2) и атомного (O) кислорода в слое 100—210 км, а также температуры воздуха и относительной молекулярной массы μ . Около 200 км концентрация атомного кислорода становится сравнимой с концентрацией азота;

Таблица 1.4. Число частиц ($10^{-10} n$) некоторых газов в 1 см^3 воздуха

Газ	Высота, км											
	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	210
N_2	740	170	48	17	7,6	3,6	1,9	1,1	0,73	0,50	0,33	0,23
O_2	180	40	11	3,8	1,6	0,73	0,35	0,21	0,13	0,08	0,05	0,03
O	68	21	7,9	3,5	1,9	1,1	0,65	0,44	0,32	0,25	0,19	0,15
TK	215	235	325	395	490	600	715	785	825	860	895	925
μ	27,9	27,6	27,2	26,9	26,5	26,1	25,8	25,5	25,1	24,9	24,4	24,1
кг/кмоль												

концентрация же молекулярного кислорода составляет лишь малую часть концентрации атомного кислорода.

Сведения о составе воздуха выше 200 км получены лишь косвенным путем — на основе измерений состава заряженных частиц (ионов). Результаты исследования заряженных частиц в ионосфере сводятся к следующему. Основным ионом слоя D (примерно с вы-

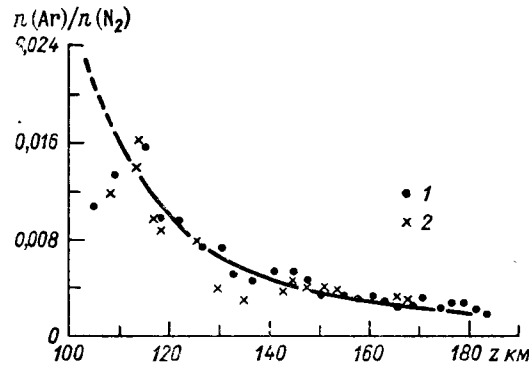


Рис. 1.1. Изменение отношения концентраций Ar и N_2 с высотой при подъеме (1) и спуске (2) ракеты.

соты 90 км) является положительный ион окиси азота (NO^+); днем в этом слое, вероятно, образуется заметное количество ионов молекулярного кислорода O_2^+ . В слое 100—150 км ионосфера состоит из ионов трех родов: атомного (O^+) и молекулярного (O_2^+) кислорода, окиси азота (NO^+). Выше 150 км быстро растет относительное количество ионов O^+ , которые становятся преобладающими на высотах более 200 км. Начиная с высоты 250—300 км, в составе ионосферы появляются ионы атомного азота (N^+), концентрация которых на высоте 800—900 км достигает 7—9 % концентрации ионов O^+ . Число ионов в слое 100—1000 км заключено в интервале 10^5 — 10^6 частиц в 1 см^3 .

Несмотря на большое самостоятельное значение процесса ионизации, на долю ионов приходится на высотах до 800—900 км лишь

небольшая часть общего количества газовых частиц: на высоте 300 км — около 0,1 %, на высоте 800 км — меньше 10 %. Только выше 2000—3000 км большинство газовых частиц (по всей вероятности, водородных атомов) ионизовано. Такая сильно разреженная (около 1000 частиц в 1 см^3) ионосфера простирается до высоты 20—30 тыс. км, где она постепенно переходит в межпланетный газ с числом частиц около 100 в 1 см^3 .

Количество ионов атомного азота в слое 400—800 км не превышает 10 % количества ионов O^+ , поэтому нет оснований предполагать, что и количество нейтральных атомов азота составляет значительную часть от числа атомов кислорода. Процесс же гравитационного разделения препятствует появлению в больших количествах тяжелых молекул азота. Остается, таким образом, последнее предположение: преобладающий газ в слое 300—1000 км — атомный кислород (O) с небольшой примесью атомов азота. Относительная молекулярная масса атомного кислорода почти в 2 раза меньше относительной молекулярной массы воздуха ниже уровня 100 км. Вследствие этого относительная молекулярная масса воздуха выше 100 км уменьшается и на больших высотах приближается к 16 кг/кмоль, что иллюстрируют следующие данные:

z км...	225	250	275	300	325	350	375	400	450	500
μ кг/кмоль...	21,28	20,15	19,22	18,50	17,92	17,47	17,12	16,84	16,43	16,1

Подчеркнем, что здесь рассмотрен относительный (процентный) состав воздуха. Абсолютное же содержание всех атмосферных газов убывает с высотой.

3 Уравнение состояния сухого воздуха

Состояние каждого из атмосферных газов характеризуется значениями трех величин: температуры, давления и плотности (или удельного объема). Эти величины всегда связаны между собой некоторым уравнением, которое носит название *уравнения состояния газа*.

Для каждого газа существует так называемая *критическая температура* $T_{кр}$. Если температура газа выше критической ($T > T_{кр}$), то ни при каком давлении газ не может быть переведен в жидкое или твердое состояние, т. е. при $T > T_{кр}$ возможно только газообразное состояние вещества. Приводим значения критических температур атмосферных газов:

Газ	He	H_2	N_2	O_2	CO_2	H_2O
$T_{кр}$ °C . . .	—268	—240	—147	—119	31	374

Из этих данных следует, что критические температуры всех атмосферных газов, кроме углекислого газа и водяного пара, очень

низкие. Температуры, которые наблюдаются в атмосфере на всех высотах, значительно выше критических температур этих газов. Углекислый газ, хотя и имеет критическую температуру выше, чем обычно наблюдаемые температуры воздуха, далек от состояния насыщения, поскольку его парциальное давление в условиях атмосферы мало.

По своим физическим свойствам газ тем ближе к идеальному, чем выше его температура по сравнению с критической, а также чем меньше его давление по сравнению с давлением насыщения.

При условиях, наблюдающихся в атмосфере, основные газы, входящие в состав воздуха, ведут себя практически как идеальные газы. Поэтому уравнение состояния какого-либо газа имеет вид уравнения состояния идеального газа:

$$p_i v_i = R_i T, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (3.1)$$

где p_i — парциальное давление, T — температура, v_i — удельный объем; R_i — удельная газовая постоянная i -го газа, n — число газов, составляющих механическую смесь.

Удельная газовая постоянная R_i связана с универсальной газовой постоянной $R^* = 8,31441 \cdot 10^3$ Дж/(кмоль · К) следующим соотношением:

$$R_i = R^*/\mu_i, \quad (3.2)$$

где μ_i — относительная молекулярная масса i -го газа.

Согласно закону Дальтона, поведение каждого газа в механической смеси не зависит от присутствия других газов, а общее давление смеси равно сумме парциальных давлений, т. е.

$$p = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (3.3)$$

Пусть масса сухого воздуха равна единице, а масса i -го газа m_i . Тогда

$$v_i = v/m_i, \quad (3.4)$$

где v — удельный объем сухого воздуха.

Подставляя v_i по (3.4) в формулу (3.1) и суммируя уравнения (3.1), получим

$$v \sum_{i=1}^n p_i = T \sum_{i=1}^n m_i R_i$$

или, согласно (3.3),

$$pv = R_c T, \quad (3.5)$$

где

$$R_c = \sum_{i=1}^n m_i R_i \quad (3.6)$$

— удельная газовая постоянная сухого воздуха.

Уравнение (3.5) и представляет собой *уравнение состояния сухого воздуха*.

Таким образом, уравнение состояния сухого воздуха имеет тот же вид, что и уравнение состояния идеального газа. При этом удельная газовая постоянная воздуха определяется как среднее взвешенное из парциальных газовых постоянных по формуле (3.6).

С учетом формулы (3.2) и данных о составе воздуха (см. п. 1) получаем следующее значение удельной газовой постоянной сухого воздуха:

$$R_c = 287 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К}) = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Относительную молекулярную массу сухого воздуха по углеродной шкале можно получить при известных R_c и R^* по соотношению

$$\mu_c = R^*/R_c = 28,9645 \text{ кг/кмоль}. \quad (3.7)$$

Если вместо удельного объема v в уравнение (3.5) ввести плотность ρ , связанную с v соотношением $\rho = 1/v$, то оно примет вид

$$p = R_c \rho T. \quad (3.8)$$

Наряду с таким видом уравнения состояния широкое распространение (особенно при изучении верхних слоев атмосферы) получила другая форма записи его. Эта форма легко получается из уравнения (3.5), если левую и правую части его умножить на μ_c :

$$\rho \mu_c v = \mu_c R_c T \quad \text{или} \quad \rho V = R^* T, \quad (3.9)$$

где $V = \mu_c v$ — объем моля воздуха. При фиксированных ρ и T объем V , согласно (3.9), для всех газов одинаков (например, при $T = 0^\circ\text{C}$ и $p = 1013,2$ гПа объем $V_0 = 22,41$ м³/кмоль).

Если теперь разделить левую и правую части (3.9) на число молекул воздуха в одном моле (N), то получим

$$p \frac{V}{N} = \frac{R^*}{N} T \quad \text{или} \quad p = k \frac{N}{V} T. \quad (3.10)$$

Здесь введено обозначение

$$k = R^*/N. \quad (3.11)$$

Так как число молекул в одном моле — число Авогадро — для всех газов одинаково ($N = 6,02 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹), то величина k представляет собой тоже универсальную постоянную, называемую постоянной Больцмана:

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}.$$

Следовательно, уравнение состояния воздуха (равно как и любого другого идеального газа) можно записать также в следующем виде:

$$p = knT, \quad (3.12)$$

где $n = N/V$ — число молекул воздуха в 1 м^3 , которое, как следует из (3.12), при фиксированных p и T одинаково для всех газов (при $T = 0^\circ\text{C}$ и $p = 1013,2 \text{ гПа}$, $n = 2,687 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$).

Из уравнений (3.8) и (3.12) следует

$$R_c \rho = \frac{R^*}{\mu_c} \rho = \frac{kN}{\mu_c} \rho = kn,$$

откуда

$$\rho = n \frac{\mu_c}{N} = nm, \quad (3.13)$$

где $m = \mu_c/N$ — средняя масса одной молекулы воздуха.

4 Уравнение состояния влажного воздуха

Влажный воздух представляет собой механическую смесь сухого воздуха и водяного пара. Так как критическая температура водяного пара ($T_{кр} = 374^\circ\text{C}$) выше наблюдаемых в атмосфере температур, то он в реальных условиях атмосферы может переходить в жидкое и твердое состояния (конденсироваться и сублимироваться).

Теория фазовых переходов водяного пара детально рассматривается в разделе IV. Здесь отметим только, что условие $T < T_{кр}$ необходимо, но недостаточно для перехода пара в жидкое и твердое состояния. Для начала конденсации водяного пара необходимо также, чтобы он достиг состояния насыщения.

Так как реально наблюдаемые температуры в атмосфере ниже критической температуры водяного пара, его физические свойства, вообще говоря, могут отличаться от свойств идеального газа. Однако экспериментальным путем установлено, что физические свойства водяного пара практически близки к свойствам идеального газа. По этой причине уравнение состояния водяного пара с достаточной степенью точности можно записать в виде

$$e v_n = R_n T, \quad (4.1)$$

где e — парциальное давление водяного пара, v_n — удельный объем, R_n — удельная газовая постоянная водяного пара, равная $R_n =$

$$= R^* / \mu_n = \frac{8,314 \cdot 10^3}{18,015} = 461,5 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K}), \text{ где } \mu_n = 18,015 \text{ кг/кмоль} —$$

относительная молекулярная масса водяного пара.

Для того чтобы показать, насколько удовлетворительно уравнение (4.1) выполняется и для насыщенного водяного пара, приведем значения R_n , рассчитанные по уравнению (4.1) на основе измеренных значений температуры T , давления пара в состоянии насыщения E и удельного объема v_n :

T °С	0	10	20	30	40	100
E гПа	6,11	12,27	23,37	42,43	73,77	1013,2
v_n м ³ /кг	206,3	106,4	57,84	32,93	19,55	1,67
R_n Дж/(кг·К)	461,3	461,1	461,0	460,6	460,3	451,3

Из этих данных видно, что, строго говоря, водяной пар по своим свойствам отличается от идеального газа (поскольку R_n не постоянна). Однако в пределах от 0 до 40°C экспериментальное значение R_n практически совпадает с теоретическим ($461 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$). Это говорит о том, что в данном интервале температур с достаточной степенью точности уравнение (4.1) может служить уравнением состояния как ненасыщенного, так и насыщенного водяного пара.

Перейдем к выводу уравнения состояния влажного воздуха. Для этого выделим в атмосфере 1 г влажного воздуха. Пусть в нем содержится $s \text{ г}$ водяного пара и $(1 - s) \text{ г}$ сухого воздуха.

Обозначим через v_n , v_c и v соответственно удельные объемы водяного пара, сухого и влажного воздуха. Сухой воздух и водяной пар равномерно распределены по всему объему влажного воздуха (полностью занимают этот объем). Так как v — объем $s \text{ г}$ водяного пара и $(1 - s) \text{ г}$ сухого воздуха, то удельные объемы водяного пара и сухого воздуха соответственно равны:

$$v_n = v/s, \quad v_c = v/(1 - s). \quad (4.2)$$

Примем следующие обозначения: p — общее давление, T — температура (одинаковая для водяного пара, сухого и влажного воздуха); e — парциальное давление водяного пара; $(p - e)$ — парциальное давление сухого воздуха. Уравнением состояния водяного пара служит уравнение (4.1).

Уравнение состояния сухой части воздуха имеет вид

$$(p - e) v_c = R_c T. \quad (4.3)$$

Составим отношение:

$$\frac{R_n}{R_c} = \frac{\mu_c}{\mu_n} = \frac{28,96}{18,015} = 1,608$$

или

$$R_n = 1,608 R_c, \quad R_c = 0,622 R_n. \quad (4.4)$$

Подставим в уравнения (4.1) и (4.3) значения удельных объемов по (4.2) и удельной газовой постоянной водяного пара по (4.4):

$$e \frac{v}{s} = 1,608R_c T \text{ или } ev = 1,608R_c s T, \quad (4.5)$$

$$(p - e) \frac{v}{1 - s} = R_c T \text{ или } (p - e)v = R_c(1 - s)T. \quad (4.6)$$

Сложив уравнения (4.5) и (4.6), получим уравнение состояния влажного воздуха

$$pv = R_c T (1 + 0,608s), \quad (4.7)$$

которому можно придать два различных вида в зависимости от того, отнесен ли множитель $(1 + 0,608s)$ к удельной газовой постоянной R_c или к температуре T .

Если ввести удельную газовую постоянную влажного воздуха

$$R = R_c(1 + 0,608s),$$

то уравнение (4.7) примет вид

$$pv = RT. \quad (4.8)$$

Удельная газовая постоянная R в этом уравнении — величина переменная, зависящая от влажности воздуха s .

В метеорологии множитель $(1 + 0,608s)$ обычно относят к температуре, вводя понятие *виртуальной температуры*

$$T_v = T(1 + 0,608s). \quad (4.9)$$

Нередко виртуальную температуру представляют в виде суммы

$$T_v = T + \Delta T_v,$$

где ΔT_v — *виртуальный добавок*. Из сравнения последнего выражения с (4.9) следует

$$\Delta T_v = 0,608sT \approx 0,378T \frac{e}{p}. \quad (4.10)$$

Если водяной пар находится в состоянии насыщения, то ΔT_v при данных T и p достигает наибольшей величины

$$\Delta T_{vm} = 0,378T \frac{E(T)}{p},$$

которая при фиксированном p является функцией одной лишь температуры. Приводим значения максимального виртуального добавка ΔT_{vm} при $p = 1000$ гПа:

T °C	-40	-30	-20	-15	-10	-5	0	5
ΔT_{vm} °C	0,01	0,03	0,12	0,19	0,3	0,4	0,6	0,9
T °C	10	15	20	25	30	35	40	
ΔT_{vm} °C	1,3	1,9	2,6	3,6	4,9	6,6	8,9	

Из этих данных вытекает, что виртуальный добавок, а вместе с этим и роль влажности в изменении плотности воздуха малы при низких температурах и достаточно велики при высоких.

С введением виртуальной температуры уравнение состояния влажного воздуха принимает вид

$$pv = R_c T_v. \quad (4.11)$$

Если в (4.11) ввести плотность влажного воздуха $\rho = 1/v$, то уравнение состояния влажного воздуха примет вид

$$p = R_c \rho T_v. \quad (4.12)$$

Из сравнения уравнения (4.12) с уравнением (3.8) следует, что при одинаковых температуре и давлении *плотность влажного воздуха всегда меньше плотности сухого воздуха*. Физически это объясняется тем, что в состав влажного воздуха входит более легкий (по сравнению с сухим воздухом) водяной пар, который вытесняет часть сухого воздуха.

5 Характеристики влажности воздуха и связь между ними

Водяной пар — это переменная составная часть атмосферы. Содержание водяного пара в атмосфере оценивается с помощью *характеристик влажности воздуха*, или *гигрометрических величин*, к которым относятся: давление водяного пара, абсолютная и относительная влажность, массовая доля водяного пара, отношение смеси, точка росы и дефициты давления и точки росы.

Парциальное давление водяного пара e ¹ При данной температуре давление водяного пара не может превышать некоторое предельное значение E , называемое *давлением насыщения* или *давлением насыщенного* водяного пара. Давление насыщения зависит от температуры (оно увеличивается с увеличением температуры).

¹ В дальнейшем эту величину будем называть давлением водяного пара или давлением пара.

Абсолютная влажность a — масса водяного пара в граммах в 1 м^3 влажного воздуха ($\text{г}/\text{м}^3$). Между абсолютной влажностью и плотностью водяного пара ρ существует простая связь: $a = 10^3 \rho_{\text{п}}$, если $\rho_{\text{п}}$ в $\text{кг}/\text{м}^3$.

Так как $\rho_{\text{п}} = 1/v_{\text{п}}$, то из уравнения (4.1) находим:

$$a = 217 \frac{e}{T} \text{ или } a = \frac{0,8e}{1 + at}, \quad (5.1)$$

где e — в гектопаскалях.

Относительная влажность f — отношение фактического давления водяного пара e к давлению насыщения E над плоской поверхностью чистой воды, выраженное в процентах:

$$f = \frac{e}{E} 100 \%, \quad (5.2)$$

Массовая доля водяного пара s — количество водяного пара в граммах в 1 г влажного воздуха. Для установления связи между e и s воспользуемся формулами (4.5) и (4.6). Получаем

$$s = \frac{0,622e}{p - 0,378e}. \quad (5.3)$$

При практических, а также при многих теоретических расчетах слагаемым $0,378e$ можно пренебречь по сравнению с p . Поэтому формулу (5.3) чаще всего записывают в виде

$$s = 622e/p, \quad (5.4)$$

где s — в промилле (‰), т. е. масса пара в граммах в 1 кг влажного воздуха.

Отношение смеси r — отношение массы водяного пара в определенном объеме воздуха к массе сухого воздуха в том же объеме. Отношение смеси численно равно количеству водяного пара, приходящемуся на 1 г сухого воздуха. Так как

$$r = \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{с}} = v_{\text{с}}/v_{\text{п}}$$

(здесь $\rho_{\text{с}}$ — плотность сухой части воздуха), из уравнения (4.1) и (4.3) получаем

$$r = 0,622e/(p - e). \quad (5.5)$$

Характеристики s и r связаны между собой соотношениями

$$s = r/(1 + r), \quad r = s/(1 - s). \quad (5.6)$$

¹ В дальнейшем эту величину будем называть долей водяного пара или долей пара (до недавнего вре-

мени ее называли удельной влажностью).

Количественное различие между s и r мало. Формула (5.4) может быть использована для расчета как s , так и r .

Дефицит давления d — разность между давлением насыщения E при данной температуре и фактическим давлением водяного пара e :

$$d = E - e.$$

Точка росы τ — температура, при которой содержащийся в воздухе водяной пар при постоянных общем атмосферном давлении и массовой доле пара становится насыщенным (по отношению к плоской поверхности воды). Подчеркнем, что точка росы служит характеристикой влажности воздуха, а не его термического режима. При данной температуре воздуха точка росы в зависимости от фактического давления водяного пара может принимать самые различные значения.

Пусть в некотором объеме температура воздуха при неизменном общем давлении (изобарический процесс) и постоянном давлении водяного пара понижается. При этом относительная влажность будет возрастать, так как с понижением температуры знаменатель дроби e/E уменьшается. Температура, при которой относительная влажность достигает 100% , и будет представлять собой точку росы. При этом $e/E(\tau) = 1$. Отсюда получаем следующую связь между давлением водяного пара и точкой росы:

$$e = E(\tau).$$

Наряду с точкой росы введем также понятие точки льда (иней). Она представляет собой такую температуру, при которой находящийся в воздухе водяной пар при неизменных общем атмосферном давлении и доле пара достигает состояния насыщения по отношению к плоской поверхности чистого льда.

Дефицит точки росы Δ — разность между температурой воздуха T и точкой росы τ :

$$\Delta = T - \tau.$$

Глава 2 Строение атмосферы

1 Основные сведения о Земле как планете

Земля представляет собой одну из девяти больших планет, входящих в состав Солнечной системы. Солнце — звезда средней величины — служит единственным источником энергии, благодаря которой существует жизнь на Земле.

Земля вращается вокруг Солнца по эллиптической орбите со средней скоростью 29,8 км/с, одновременно вращаясь вокруг своей оси с запада на восток. Плоскость вращения Земли вокруг Солнца носит название *плоскости эклиптики*. Земная ось наклонена к плоскости эклиптики под углом $66^{\circ}34'$. Благодаря вращению Земли вокруг Солнца и наклону земной оси по отношению к плоскости эклиптики происходит смена времен года.

В астрономии введено понятие о звездных (зв.) и солнечных (солн.) сутках. Год содержит около 365,25 солн. сут. Это означает, что за один год Земля совершает 365,25 оборота вокруг своей оси по отношению к Солнцу. Кроме того, пройдя за год всю орбиту, Земля делает еще один оборот вокруг своей оси по отношению к неподвижным звездам. Поэтому один год равен 365,25 солн. сут, или 366,25 зв. сут. Отсюда 1 зв. сут. равны $365,25/366,25$ солн. сут. *Угловая скорость суточного вращения Земли* определяется как скорость вращения по отношению к неподвижным звездам:

$$\omega = \frac{2\pi}{1 \text{ зв. сут}} = \frac{2\pi}{1 \text{ солн. сут}} \cdot \frac{366,25}{365,25} = \frac{2\pi \cdot 366,25}{86\,400 \cdot 365,25} = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1},$$

так как 1 солн. сут равны $24 \times 60 \times 60 \text{ с} = 86\,400 \text{ с}$.

Приведем для сравнения значения периода (П) вращения вокруг своей оси и периода (τ) обращения вокруг Солнца (в земных сутках) для некоторых планет солнечной системы и Солнца:

Планета . . .	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Солнце
П	59	— 244	1	1,02	0,41	25—30
τ	88	225	365	687	4339	—

В последние десятилетия было обнаружено, что угловая скорость суточного вращения Земли и продолжительность суток несколько изменяются в течение года. Тщательная обработка астро-

номических наблюдений на нескольких обсерваториях за продолжительностью звездных суток, которые оцениваются при помощи независимых хранителей времени (ныне кварцевых часов, калибруемых по атомным стандартам частоты), позволила обнаружить годовые колебания длины суток с амплитудой порядка $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ (относительные колебания порядка 10^{-8}), а затем и более короткопериодные колебания (с периодами 0,85; 0,60; 0,50; 0,48; 0,33; 0,25; 0,20 и 0,18 года).

Такие изменения скорости вращения Земли обусловлены колебаниями в течение года скорости воздушных течений, горизонтальный масштаб которых сравним с размерами материков, океанов и всего полушария.

Совокупность таких воздушных течений носит название *общей циркуляции атмосферы*. При движении воздуха относительно поверхности Земли возникает сила трения, которая может или ускорять, или замедлять вращение твердой оболочки Земли. Согласно оценкам, момент количества относительного движения атмосферы (до уровня 100 гПа) меняется в течение года от $16,0 \cdot 10^{25} \text{ кг} \times \text{м}^2/\text{с}$ в январе до $11,8 \cdot 10^{25} \text{ кг} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ в июле (главным образом из-за того, что момент количества движения в январе в южном полушарии, равный $6,5 \cdot 10^{25} \text{ кг} \cdot \text{м}^2/\text{с}$, вдвое больше, чем в июле в северном полушарии). Этими колебаниями скорости ветра объясняется примерно $2/3$ наблюдаемых изменений продолжительности суток в течение года. Возможно, оставшуюся $1/3$ можно объяснить сезонными колебаниями сильных ветров в стратосфере. Известную роль в изменении угловой скорости вращения Земли играет также сезонное перераспределение масс воздуха между материками и океанами. Зимой избыточные массы воздуха скапливаются над материками, а летом — над океанами. Поскольку материки и океаны распределены по земному шару неравномерно, перераспределение масс воздуха между ними приводит к изменению момента вращения Земли, а вместе с этим и угловой скорости.

Несмотря на большое научное значение изменения ω , при построении теории атмосферных процессов и явлений угловую скорость вращения Земли можно считать постоянной: изменения ω ничтожно малы и их влияние совершенно несравнимо с влиянием других (метеорологических) факторов.

Если бы Земля была вполне однородной или состояла из концентрических однородных слоев, то при отсутствии вращения вокруг своей оси она имела бы форму шара. Так как в действительности Земля вращается вокруг своей оси, то она деформировалась в сфероид, т. е. в малосплюснутый эллипсоид вращения. Однако истинная форма Земли несколько отлична от сфероида, что обусловлено неоднородностью земной поверхности и неравномерным распределением плотности во внутренних частях Земли. Вследствие этого теоретическая урвонная поверхность Земли, т. е. по-

верхность, в каждой точке которой сила тяжести перпендикулярна к ней, имеет особую форму; эта сложная поверхность называется *геоидом*. При решении подавляющего большинства метеорологических проблем оказывается возможным совершенно пренебречь малыми отклонениями геоида от эллипсоида вращения и, более того, пренебречь отклонением Земли от сферической формы. Данные о размерах земного сфероида (по Ф. Н. Красовскому) и Солнца приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Основные данные земного сфероида

Большая полуось (экваториальный радиус) R_0	6378,245 км
Малая полуось (полярный радиус) $R_{\text{п}}$	6356,830 км
Сжатие $(R_0 - R_{\text{п}})/R_0$	1/298,3
Длина:	
меридиана	40009,153 км
экватора	40075,693 км
Поверхность	510,098 · 10 ⁶ км ²
Объем	1083,314 · 10 ⁹ км ³
Радиус шара, имеющего такой же объем	6371,210 км
Масса Земли	5,9737 · 10 ²⁴ кг
Средняя плотность Земли	5,517 г/см ³
Расстояние Земли от Солнца:	
наибольшее (около 4 июля)	152,00 · 10 ⁶ км
наименьшее (около 3 января)	147,01 · 10 ⁶ км
среднее	149,53 · 10 ⁶ км
Радиус Солнца	695 600 км

Из 510,1 млн. км² земной поверхности 70,8 % (т. е. 360,8 млн. км²) приходится на долю водной поверхности Мирового океана, причем эта доля составляет 60,7 % в северном полушарии и 80,9 % в южном. В широтных зонах по 5° площадь, занятая водой, неуклонно возрастает от 70° с. ш. до 60° ю. ш., а именно от 28,7 % на 65—70° с. ш. до 99,9 % на 55—60° ю. ш.

Вертикальная протяженность атмосферы составляет 60—70 тыс. км. Резкой верхней границы атмосферы не существует. Атмосфера постепенно переходит в межпланетную среду. Общая масса атмосферы приближенно оценивается в $5,15 \cdot 10^{18}$ кг, что составляет примерно одну миллионную массы Земли.

Толщина всей атмосферы сравнима с размерами Земли, однако большая часть массы атмосферы сосредоточена в тонком (по сравнению с радиусом Земли) слое, прилегающем к земной поверхности. Примерно 50 % всей массы атмосферы заключено в слое от земной поверхности до высоты 5 км, 75 % — до высоты 10 км, 90 % — до 16 км, 95 % — до 20 км, около 99 % — до высоты 30—35 км.

Незначительная толщина основного (по массе) слоя атмосферы по сравнению с ее горизонтальной протяженностью приводит к тому, что и вертикальные масштабы наблюдаемых в атмосфере явлений и процессов оказываются значительно меньше их

горизонтальных размеров: воздушные массы, циклоны и антициклоны, фронтальные поверхности по горизонтали занимают области в сотни и тысячи километров, а по вертикали распространяются лишь на несколько километров.

2 Принципы деления атмосферы на слои. Краткие сведения о методах исследования атмосферы

Атмосфера по своим физическим свойствам неоднородна как по вертикали, так и по горизонтали. Изменяются такие физические величины, как температура, давление, плотность, состав и влажность воздуха, содержание твердых и жидких примесей, скорость ветра. Наиболее резко они изменяются по вертикали. Так, температура при подъеме на каждый километр понижается в среднем на 6,5 °С (в тропосфере). В то же время в горизонтальном направлении на столько же температура изменяется на расстоянии 500—600 км. Таким образом, по вертикали температура изменяется примерно в $5 \cdot 10^2$ раз быстрее, чем по горизонтали. Вследствие этого при делении атмосферы на первое место выступает неоднородность ее свойств по вертикали.

В настоящее время существуют по меньшей мере четыре признака (принципа), на основе которых атмосферу делят на слои в вертикальном направлении. Это термический режим атмосферы (распределение температуры по высоте); состав атмосферного воздуха и наличие заряженных частиц; характер взаимодействия атмосферы с земной поверхностью; влияние атмосферы на летательные аппараты.

Наиболее отчетливо различие в свойствах слоев атмосферы проявляется в характере изменения температуры воздуха с высотой. По этому признаку атмосфера делится на пять основных слоев, или сфер: *тропосферу, стратосферу, мезосферу, термосферу и экзосферу*¹. В табл. 2.2 указаны средние высоты границ этих слоев и наименование переходных слоев. От этих средних могут наблюдаться значительные отклонения в зависимости от широты, времени года, метеорологической обстановки и др. Так, например, высота тропопаузы колеблется между 8 и 18 км.

По составу воздуха атмосфера делится на *гомосферу* и *гетеросферу*. В первом из этих слоев, заключенном между земной поверхностью и уровнем 95 км, относительный состав основных газов (азота, кислорода, аргона) и относительная молекулярная

¹ Более точно экзосфера выделяется по признаку распределения плотности (здесь она ничтожно мала). Из этой сферы молекулы и ато-

мы могут выбрасываться в межпланетную среду и навсегда покидать Землю.

Таблица 2.2. Основные и переходные слои (сферы)

Слой	Средняя высота верхней и нижней границ, км	Переходный слой
Тропосфера	0—11	Тропапауза
Стратосфера	11—50	Стратопауза
Мезосфера	50—90	Мезопауза
Термосфера	90—450	Термопауза
Экзосфера	Выше 450	

масса воздуха практически не изменяются с высотой ($\mu = \mu_0 = 28,9645$ кг/кмоль). В гетеросфере (слой выше 95 км) наряду с молекулярным азотом N_2 и кислородом O_2 появляются атомные кислород O и азот N . Поэтому относительная молекулярная масса воздуха в гетеросфере уменьшается с высотой. По этому же признаку в атмосфере выделяют *озоносферу* (20—55 км), в которой сосредоточена основная масса озона.

Начиная с высоты 50—60 км в атмосфере резко увеличивается содержание заряженных частиц (ионов и электронов). Вследствие этого слой атмосферы, расположенный выше указанного уровня называется *ионосферой*. Внешняя часть атмосферы, где взаимные столкновения частиц редки и преобладающая их часть заряжена, составляет радиационный пояс Земли. В пределах радиационного пояса заряженные частицы совершают сложные колебательные движения вдоль силовых линий магнитного поля Земли и обладают значительными энергиями. Граница радиационного пояса со стороны освещенной Солнцем части Земли в плоскости геомагнитного экватора лежит на расстоянии 10—12 радиусов Земли (считая от центра Земли). В неосвещенной части она несколько ближе к Земле (9—10 радиусов).

По признаку взаимодействия атмосферы с земной поверхностью атмосферу делят на *пограничный слой* (иногда называемый также *слоем трения*) и *свободную атмосферу*. В пограничном слое (высотой до 1—1,5 км) на характер движения большое влияние оказывают земная поверхность и силы турбулентного трения. В этом слое хорошо выражены суточные изменения метеорологических величин (см. главу 10).

Внутри пограничного слоя выделяется *приземный слой атмосферы* (высотой 50—100 м), в пределах которого метеорологические величины (например, температура и скорость ветра) резко изменяются с высотой (см. главу 9). В свободной атмосфере (выше 1—1,5 км) в первом (достаточно грубом) приближении силами турбулентного трения можно пренебречь.

В связи с запуском ИСЗ особо остро встал вопрос о влиянии атмосферы на полет ИСЗ и время их существования. Условия по-

лета ИСЗ и других тел существенно различны на высотах больше и меньше 150 км. Исходя из этого признака, атмосферу делят на *плотные слои* (или *собственно атмосферу*) и *околоземное космическое пространство*, нижняя граница которого располагается на высоте около 150 км. Сопротивление плотных слоев атмосферы настолько велико, что в пределах этих слоев летательный аппарат с выключенной двигательной установкой не может совершить хотя бы один оборот вокруг Земли (потеряет скорость или сгорит). В то же время на высотах больше 150 км время существования ИСЗ превышает время, необходимое для совершения одного оборота (при этом тем больше, чем выше орбита). На основании этого полеты ИСЗ называют космическими, хотя орбиты большинства запущенных до настоящего времени ИСЗ лежат в пределах атмосферы.

Упомянем также деление атмосферы на *нижнюю* и *верхнюю*. Первая из них совпадает с тропосферой, вторая охватывает все слои, расположенные выше тропопаузы.

Для получения сведений о физических свойствах и строении атмосферы используются различные методы исследования. Все они разделяются на *прямые* и *косвенные*. В последние десятилетия основное внимание уделяется развитию прямых методов исследования атмосферы. К ним относятся методы исследования атмосферы с помощью радиозондов, аэростатов, шаров-пилотов, самолетов, ракет, ИСЗ и космических кораблей. Наиболее широко для получения сведений о свойствах атмосферы до высоты 20—25 км (в более редких случаях до 35—40 км) используется метод радиозондирования. Радиозонд обладает тем существенным достоинством, что сведения о значениях температуры, давления, влажности и скорости ветра на различных высотах получают практически одновременно с подъемом радиозонда. Для более тщательного исследования пограничного слоя, облаков, туманов, атмосферных примесей, потоков лучистой энергии, электрического поля атмосферы и других явлений применяются методы зондирования атмосферы (вертикального и горизонтального) с помощью самолетов и аэростатов.

Новая эпоха в исследовании верхних слоев атмосферы открылась в связи с освоением методов зондирования атмосферы с помощью ракет и особенно ИСЗ, пилотируемых космических кораблей и автоматических станций. Ракеты, используемые для исследования атмосферы, делятся на метеорологические, геофизические и космические. Наиболее полные данные о температуре, давлении и плотности до высоты 60—80 км получены с помощью метеорологических ракет, подъемы которых производятся систематически в нескольких точках земного шара, в том числе с кораблей в океанах. Геофизические ракеты широко используются для исследования состава воздуха до высоты 400—500 км, излучения Солнца, магнитного и электрического полей Земли.

Уникальный материал об облачности, оптических характеристиках земной поверхности и атмосферы, полях температуры и влажности получен за последние 10—15 лет с помощью метеорологических ИСЗ и пилотируемых космических кораблей. Эти данные используются метеорологическими службами разных стран для анализа состояния атмосферы и при составлении прогнозов погоды.

Из косвенных методов, с помощью которых за последние 70—80 лет были получены сведения о верхних слоях атмосферы, назовем методы, основанные на наблюдениях за прожекторным лучом, аномальным распространением звука, движением следов метеоров, перламутровыми и серебристыми облаками, за распространением электромагнитных волн, а также методы, базирующиеся на спектральных исследованиях ультрафиолетовой радиации, излучения ночного неба и полярных сияний.

3 Тропосфера, стратосфера и мезосфера

Характерной особенностью *тропосферы* является падение температуры с высотой. Среднее значение вертикального градиента температуры в тропосфере около $0,65^\circ\text{C}/100\text{ м}$ с возможными отклонениями средних (за сезон для данного географического района) значений до $0,3^\circ\text{C}/100\text{ м}$ в ту и другую сторону. Значения же вертикального градиента в фиксированный момент времени в разных точках могут изменяться в широких пределах — от положительных значений порядка десятков градусов на 100 м до таких же отрицательных значений. В тропосфере образуются туманы и все наиболее важные виды облаков, формируются осадки, грозовая деятельность. В ней сосредоточена основная масса атмосферы — от 75 % в умеренных и высоких широтах до 90 % в низких. Тропосферу принято делить на несколько слоев: а) *нижнюю* или *пограничный слой атмосферы*, от земной поверхности до высоты 1—1,5 км; б) *среднюю* — от 1—1,5 до 6—8 км; в) *верхнюю* — от 6—8 км до тропопаузы.

Уже первые подъемы шаров-зондов в конце прошлого столетия показали, что характерное для тропосферы падение температуры на некоторой высоте прекращается. Сначала падение температуры замедляется, а затем переходит в изотермическое распределение.

Слой атмосферы, характеризующийся замедленным падением ($\gamma < 0,2^\circ\text{C}/100\text{ м}$), постоянством или ростом температуры с высотой, носит название *стратосферы*. Границы стратосферы в среднем располагаются на высотах 11 и 50 км; переходный слой от тропосферы к стратосфере называют *тропопаузой*. Среднее (стандартное) значение температуры на этом уровне составляет $-56,5^\circ\text{C}$ (рис. 2.1).

Стратосфера изучена к настоящему времени достаточно полно с помощью инструментальных методов зондирования атмосферы (радиозонды, самолеты, стратостаты, ракеты). Выше тропопаузы температура чаще всего или не изменяется с высотой ($\gamma=0$), или слабо растет ($\gamma < 0$). Изотермическая стратификация характерна для умеренных широт, инверсия — для низких (экваториальных и тропических) широт.

Изотермическое распределение температуры в стратосфере умеренных широт сохраняется по средним данным до высоты около 25 км. Выше этого уровня температура растет. Среднее значение γ в слое 25—46 км составляет примерно $-0,28^\circ\text{C}/100\text{ м}$, средняя

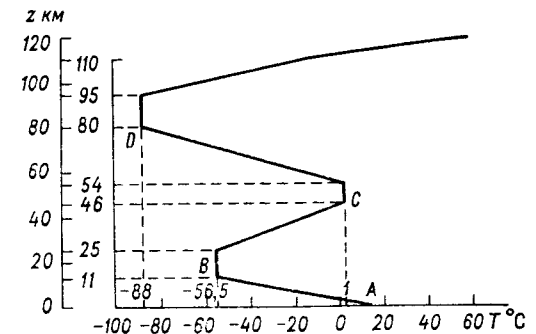


Рис. 2.1. Стандартное (нормальное) распределение температуры воздуха по высоте.

Координаты точек: A — 0, 15°C ; B — 11 км, $-56,5^\circ\text{C}$; C — 46 км, 1°C ; D — 80 км, -88°C .

температура переходного слоя — *стратопаузы* (на высоте 46—54 км), в котором $\gamma=0$, по ракетным данным близка к 0°C (более точно 274 К) с возможными отклонениями в ту и другую сторону до 20°C . Высокая температура стратопаузы и ее рост в слое от 25 до 46 км объясняются поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации озоном.

В *мезосфере* — слое атмосферы, расположенном над стратосферой, наблюдается падение температуры с высотой при среднем значении $\gamma=0,35^\circ\text{C}/100\text{ м}$. В переходном от мезосферы к термосфере слое — мезопаузе (на высоте 80—95 км) — температура воздуха изменяется от -85 до -90°C (при среднем значении -88°C). Выше мезопаузы — в термосфере — температура вновь растет с высотой главным образом под влиянием поглощения солнечной радиации (с длиной волны меньше $0,24\text{ мкм}$) кислородом, который при этом диссоциирует (возникает атомный кислород).

Облака. Детально условия образования облаков, их строение и др. рассматриваются в главе 17. Здесь приведем основные сведения, относящиеся к морфологической классификации облаков. Последняя включает описание внешнего вида облаков, а также указания на высоту их нижней границы (основания). В зависимо-

сти от высоты основания z_k все облака принято делить на четыре семейства:

А. Облака верхнего яруса ($z_k > 6$ км);

Б. Облака среднего яруса ($2 \text{ км} \leq z_k \leq 6 \text{ км}$);

В. Облака нижнего яруса ($z_k < 2$ км);

Г. Облака вертикального развития; высота основания этих облаков, как правило, меньше 2 км, однако их вершина может находиться на любой высоте в пределах тропосферы.

Каждое из семейств включает несколько форм (родов) облаков, которые в свою очередь подразделяются на несколько видов и разновидностей. Фотографии наиболее часто наблюдаемых форм, видов и разновидностей облаков и их описание составляют содержание «Международного атласа облаков».¹ Наименования облаков по международной классификации — латинские, но в СССР часто употребляются также русские названия. Сокращенные обозначения соответствуют латинским названиям облаков.

Сведения о наименовании облаков приведены в табл. 2.3 (по советскому «Атласу облаков»).

Общее число форм облаков (во всех четырех семействах) равно 10. Семейство облаков верхнего яруса включает три формы: перистые (Ci), перисто-кучевые (Cc) и перисто-слоистые (Cs); семейство облаков среднего яруса — две формы: высоко-кучевые (Ac) и высоко-слоистые (As); семейство облаков нижнего яруса — три формы: слоисто-кучевые (Sc), слоистые (St) и слоисто-дождевые (Ns); семейство облаков вертикального развития — две формы: кучевые (Cu) и кучево-дождевые (Cb).

В природе нередко встречаются переходные формы облаков или наблюдается сочетание нескольких форм (видов, разновидностей) облаков.

В стратосфере на высотах 22—30 км образуются *перламутровые облака*. В верхней мезосфере на высотах 82—85 км в летнее время, когда здесь наиболее низкие температуры, наблюдаются *серебристые* (или *мезосферные*) облака. Это очень тонкие облака, настолько прозрачные, что через них хорошо видны звезды. Прежде полагали, что эти облака образуются из вулканической пыли. В настоящее время исследователи считают, что происхождение серебристых облаков аналогично происхождению перистых облаков. Выше 85 км (в области мезопаузы) стратификация атмосферы сильно устойчивая ($\gamma \leq 0$), что способствует накоплению водяного пара. Здесь при очень низких температурах сравнительно небольшая концентрация пара оказывается достаточной для того, чтобы произошла сублимация.

¹ В Советском Союзе издан «Атлас облаков» (Гидрометеоздат, 1978 г.), в котором принята классификация облаков, несколько отличающаяся от международной. С изу-

чения этого «Атласа облаков» и должно начинаться овладение сложным делом наблюдения облаков в природе.

Таблица 2.3. Морфологическая классификация облаков

Семейство	Форма	Вид	Число разновидностей
А	I. Перистые (Cirrus, Ci)	1. Нитевидные (fibratus, Ci fib.)	3
		2. Плотные (spissatus, Ci sp.)	2
	II. Перисто-кучевые (Cirrocumulus, Cc)	1. Волнистые (undulatus, Cc und.)	1
		2. Кучевообразные (cumuliformis, Cc cuf.)	1
	III. Перисто-слоистые (Cirrostratus, Cs)	1. Нитевидные (fibratus, Cs fib.)	—
		2. Туманообразные (nebulosus, Cs neb.)	—
Б	IV. Высоко-кучевые (Alto cumulus, Ac)	1. Волнистые (undulatus, Ac und.)	4
		2. Кучевообразные (cumuliformis, Ac cuf.)	4
	V. Высоко-слоистые (Altostratus, As)	1. Туманообразные (nebulosus, As neb.)	3
		2. Волнистые (undulatus, As und.)	3
В	VI. Слоисто-кучевые (Stratocumulus, Sc)	1. Волнистые (undulatus, Sc und.)	3
		2. Кучевообразные (cumuliformis, Sc cuf.)	4
	VII. Слоистые (Stratus, St)	1. Туманообразные (nebulosus, St neb.)	—
		2. Волнистые (undulatus, St und.)	—
VIII. Слоисто-дождевые (Nimbostratus, Ns)	3. Разорванные (fractus, St fr.)	1	
	—	—	
Г	IX. Кучевые (Cumulus, Cu)	1. Плоские (humilis, Cu hum.)	1
		2. Средние (mediocris, Cu med.)	—
3. Мощные (congestus, Cu cong.)		1	
X. Кучево-дождевые (Cumulonimbus, Cb)	1. Лысые (calvus, Cb calv.)	1	
	2. Волосатые (capillatus, Cb cap.)	3	

Для выяснения условий образования серебристых облаков обратим внимание на обстоятельство, отмеченное И. А. Хвостиковым. Для начала конденсации водяной пар должен достичь состояния насыщения ($e = E$). Но давление водяного пара на любом уровне всегда меньше общего давления воздуха; $e < p$ (часть меньше целого). Согласно рис. 2.2, на высотах от 30 до 80 км давление на-

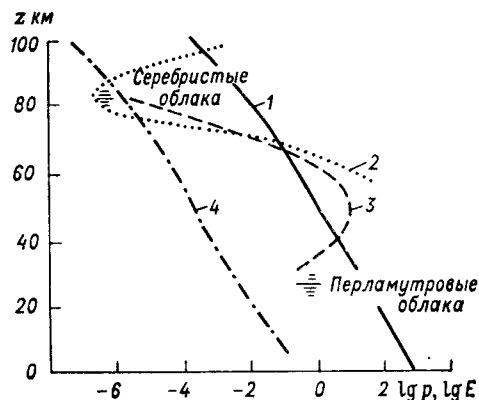


Рис. 2.2. Распределение по высоте атмосферного давления над средними широтами СССР (1), давления насыщенного водяного пара по данным измерений температуры над территорией СССР (2) и над ст. Черчилл, Канада, 59° с. ш. (3) и фактического давления водяного пара (4).

В области мезопаузы водяной пар перенасыщен ($e > E$).

сыщения $E > p$. Это неравенство означает, что состояние насыщения на указанных высотах никогда не может быть достигнуто и тем более не могут образоваться облака. На высотах менее 30 км и в слое от 80 до 85 км давление насыщения $E < p$. Это неравенство указывает на то, что в этих слоях может быть достигнуто состояние насыщения водяного пара ($e = E$), сопровождающееся образованием облаков. На рис. 2.2 нанесена также кривая $e = bp$ (кривая 4), где $b = 2,5 \cdot 10^{-4}$ — постоянная, пропорциональная доле пара ($s = 0,622e/p = 0,622b$). Сравнение кривых e и E показывает, что в слое 80—85 км $e > E$, т. е. в этом слое возможно образование облаков, если справедливо принятое условие постоянства доли пара ($s = \text{const}$) с высотой в пределах стратосферы и мезосферы.

4 Понятие о воздушных массах и фронтах

Анализ состояния атмосферы с помощью приземных и высотных карт погоды, а также данных вертикального зондирования убеждает в том, что атмосфера по своим физическим свойствам неоднородна не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении. По горизонтали изменяются температура, влажность, облачность, запыленность, а также другие метеорологические ве-

личины. Однако эти изменения происходят неравномерно. Наблюдаются обширные области, в которых метеорологические величины изменяются по горизонтали сравнительно медленно, и узкие зоны, где эти изменения происходят значительно быстрее.

Большие объемы воздуха, сравнимые по своим горизонтальным размерам с размерами материков и океанов и обладающие определенными физическими свойствами, носят название *воздушных масс* (ВМ). Вертикальные размеры воздушных масс составляют, как правило, несколько километров; нередко они распространяются на всю тропосферу. Внутри одной и той же ВМ метеорологические величины также изменяются, но значительно медленнее, чем при переходе из одной ВМ в другую. Поэтому для каждой ВМ можно указать некоторые характерные значения метеорологических величин.

Переходные зоны между различными воздушными массами, в которых наблюдаются достаточно быстрые изменения метеорологических величин по горизонтали, называют *фронтальными зонами*.

Воздушные массы и фронтальные зоны — важнейшие для прогноза погоды объекты, поскольку вместе с ними происходит перенос физических свойств воздуха, который обуславливает изменение во времени метеорологических величин и погоды в целом. Применяемые в настоящее время в оперативной практике синоптические методы прогноза погоды в значительной степени основаны на учете движения воздушных масс и атмосферных фронтальных зон.

Различают теплые и холодные воздушные массы (ТМ и ХМ). Относительно теплой (или просто *теплой*) называется воздушная масса, температура которой на данном уровне выше температуры на том же уровне в соседней относительно холодной (или просто *холодной*) воздушной массе. Если теплая масса движется на более холодную подстилающую поверхность (например, с океана на материк зимой), то она под влиянием земной поверхности, как правило, охлаждается. При движении ХМ на более теплую подстилающую поверхность (например, с океана на материк летом или с материка на океан зимой) эта масса, как правило, прогревается.

Если воздушная масса длительное время находится над однородной подстилающей поверхностью, то она приобретает свойства, которые определяются свойствами этой поверхности и факторами географического характера (широта места, время года, приток солнечной радиации и др.). В связи с этим существует географическая классификация воздушных масс.

В зависимости от района формирования воздушные массы делят на следующие типы: а) арктический воздух (АВ); б) умеренный воздух (УВ), или воздух умеренных широт; в) тропический воздух (ТВ); г) экваториальный воздух.

Арктический воздух, как говорит само название, формируется в высоких широтах (в Арктике). По сравнению с другими воздушными массами АВ обладает наиболее низкой температурой и абсолютной влажностью, а также наибольшей прозрачностью. Тропический воздух формируется в субтропических широтах океанов и материков. Ему свойственны наиболее высокие температура и абсолютная влажность, а также наибольшая замутненность. Умеренный воздух, формирующийся в средних широтах, по своим физическим свойствам занимает промежуточное положение между АВ и ТВ.

Каждый из основных типов воздушных масс (АВ, УВ, ТВ) делат в свою очередь на морской (м) и континентальный (к) воздух в зависимости от того, над какой поверхностью (водой или сушей) формировалась и длительное время перемещалась воздушная масса до прихода в интересующий нас район. Таким образом, различают: мАВ и кАВ, муВ и кУВ, мТВ и кТВ. Свойства морского и континентального воздуха различны. Большое влияние на свойства воздуха оказывает время года. Так, летом кУВ теплее муВ, а зимой — наоборот.

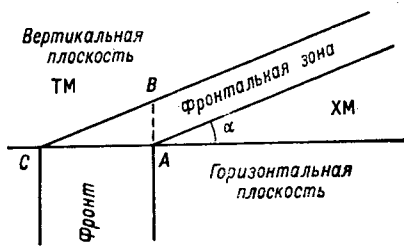


Рис. 2.3. Схема фронтальной зоны.

Фронтальные зоны в реальных условиях всегда представляют собой переходные зоны сравнительно малой толщины. На рис. 2.3 представлено сечение переходной зоны вертикальной и горизонтальной плоскостями.

Во фронтальной зоне метеорологические величины (температура, плотность, влажность, скорость ветра и др.) претерпевают резкое изменение; так, например, температура при переходе из ТМ в ХМ изменяется на несколько градусов (иногда до 10—15 °С).

Толщина по вертикали (АВ на рис. 2.3) фронтальной зоны составляет несколько сотен метров (реже до 1—2 км). Тангенс угла наклона α (называемый наклоном) фронтальной зоны, как правило, не превышает 1/50. Таким образом, фронтальные зоны наклонены под малым углом (в среднем 0,5°) к горизонту. Холодная масса, обладающая большей плотностью, всегда располагается под фронтальной зоной, а теплая — над ней.

Толщина фронтальной зоны значительно меньше горизонтальных размеров воздушных масс, поэтому при теоретических исследованиях ее рассматривают как поверхность. При таком подходе быстрее, но все же непрерывное изменение метеорологических величин во фронтальной зоне заменяется скачкообразным (разрывным) изменением на фронтальной поверхности. Исключение со-

ставляет давление, которое при переходе через фронтальную поверхность не терпит разрыва.

Линия пересечения фронтальной поверхности с какой-либо другой поверхностью (в частности, с поверхностью уровня моря) носит название *атмосферного фронта*. В реальных условиях фронт, как показывает рис. 2.3, всегда представляет собой зону конечной ширины. Из рис. 2.3 следует, что ширина фронта $AC = AB / \operatorname{tg} \alpha$. Полагая $AB = 0,5$ км, $\operatorname{tg} \alpha = 1/100$, найдем $AC = 50$ км. Таким образом, фронт имеет ширину в несколько десятков километров. Однако по сравнению с размерами воздушных масс ширина фронта мала. По этой причине на синоптических картах фронт изображают в виде линии (кривой).

Вместе с воздушными массами перемещаются фронтальные поверхности и фронты. В зависимости от направления движения различают теплые и холодные фронты. *Теплым фронтом (ТФ)* называют такой фронт, который смещается в сторону ХМ (на рис. 2.3 слева направо). При прохождении теплого фронта через пункт наблюдения происходит потепление: на смену ХМ приходит ТМ. *Холодные фронты (ХФ)*, согласно определению перемещаются в сторону ТМ (на рис. 2.3 справа налево).

5 Атмосферный озон

Трехатомный кислород O_3 , называемый озоном, несмотря на ничтожно малое количество его, играет важную роль в физических процессах, происходящих в верхних слоях (стратосфере и мезосфере). Озон наблюдается в слое от земной поверхности до высоты около 70 км, но его основное количество сосредоточено в слое 20—55 км. Общее содержание озона X в вертикальном столбе воздуха, если его привести к нормальному давлению (1013,2 гПа) при температуре 0 °С колеблется от 1 до 6 мм. Величину X называют *приведенной толщиной слоя озона* или *общим количеством озона*.

Кроме этой характеристики содержания озона используются и другие. *Плотность озона ρ_3* обычно выражают в $\text{мкг}/\text{м}^3$ ($1 \text{ мкг}/\text{м}^3 = 10^{-6} \text{ г}/\text{м}^3$). Парциальное давление озона p_3 чаще всего оценивают в миллипаскалях ($1 \text{ мПа} = 10^{-3} \text{ Па} = 10^{-5} \text{ гПа}$). Если ρ_3 выражено в $\text{мкг}/\text{м}^3$, а p_3 — в миллипаскалях, то, согласно уравнению состояния,

$$p_3 = 1,7322 \cdot 10^{-4} \rho_3 T.$$

Поскольку температура воздуха в слое озона изменяется относительно мало, то p_3 практически прямо пропорционально ρ_3 . Отно-

шение смеси $r_3 = \rho_3 / \rho$ — отношение плотности озона к плотности воздуха — равно

$$r_3 = 1,6571 p_3 / p,$$

где p — давление воздуха. Давление p_3 и плотность ρ_3 достигают максимума на высоте 20—26 км. Вследствие убывания p максимум r_3 расположен выше максимума p_3 , нередко выше 30 км. Средняя плотность озона в слое 0—70 км равна 90 мкг/м³, максимальная плотность 600 мкг/м³. Общая масса озона в атмосфере составляет около $3,2 \cdot 10^9$ т. Из всего потока солнечной радиации, падающей на Землю, озон поглощает около 1 %.

Озон сильно поглощает ультрафиолетовую радиацию с длинами волн 0,22—0,29 мкм (с максимумом поглощения при $\lambda = 0,255$ мкм). Коэффициенты поглощения озона в этом участке спектра настолько велики, что энергия солнечных лучей полностью поглощается уже в самой верхней части слоя озона, на высотах до 50—45 км. Благодаря этому на указанных высотах температура воздуха возрастает до значений, близких к нулю.

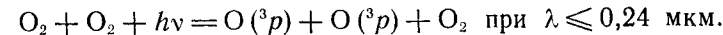
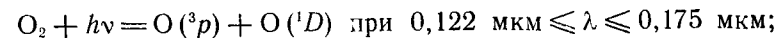
Ультрафиолетовые лучи обладают высокой биологической активностью: они убивают бактерии многих видов, вызывают загар и даже ожоги человеческой кожи, содействуют образованию в организме витамина *D*, способствующего росту и предупреждающего рахит. Однако полезными оказываются лишь небольшие дозы ультрафиолетовой радиации. Известны вредные последствия умеренного загара. И это при условии, что до земной поверхности доходит лишь ничтожная доля биологически активных лучей (с длиной волны λ от 0,29 до 0,32 мкм). Если бы не было озона, то биологически активные ультрафиолетовые лучи совершенно изменили бы все биологические процессы, а может быть, и в целом органическую жизнь на Земле.

Общее количество озона в вертикальном столбе воздуха определяется путем спектроскопических измерений интенсивности лучей данной длины волны (от 0,29 до 0,36 мкм), дошедших до земной поверхности. Если произведены измерения при двух высотах Солнца, то на основе законов ослабления солнечной радиации в атмосфере (см. главу 7) можно рассчитать приведенную толщину слоя озона.

Распределение озона по высоте (до 30 км) было изучено с помощью спектрографов, поднимаемых на шарах-зондах. В последние десятилетия измерения с помощью спектрографов произведены на ракетах. Ракетные данные позволили изучить спектр солнечной радиации в ультрафиолетовом участке и распределение плотности озона по высоте.

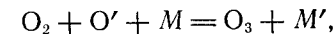
Физические и химические процессы, под влиянием которых образуется озон в атмосфере, имеют сложную природу. В атмосфере одновременно происходят процессы образования и разрушения озона.

Простейшая схема образования молекулы озона O_3 может быть представлена в следующем виде. Под влиянием поглощения ультрафиолетовой радиации происходит распад молекулы кислорода на два атома:

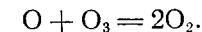
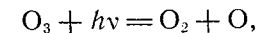


Здесь $h\nu$ — квант (порция) солнечной энергии с частотой ν , 3p , 1D — знаки уровней энергии вновь образующихся атомов.

Атомы кислорода, образовавшиеся под влиянием поглощения солнечной энергии, оказываются возбужденными (обладают большим запасом энергии по сравнению с нормальным состоянием), поэтому молекула озона может образоваться лишь при тройном соударении:



где M — молекула азота или какого-либо другого газа, воспринимающая на себя избыток энергии, выделяющейся при образовании молекулы озона. Разрушается озон вследствие реакций



Скорость разрушения озона существенно зависит от температуры: она возрастает с увеличением температуры. Установившееся распределение плотности озона будет наблюдаться тогда, когда наступит равновесие между процессами образования и разрушения озона. Равновесная концентрация озона зависит от температуры: чем ниже температура, тем выше равновесная концентрация озона, и наоборот.

Вертикальное распределение озона. Озон образуется, согласно теории, в основном выше 25 км. В более низкие слои озон поступает вследствие турбулентного перемешивания и вертикальных движений.

Плотность озона, как показывают наблюдения, мала вблизи земной поверхности и в тропосфере. С увеличением высоты она возрастает и достигает максимума в среднем на высотах 20—26 км. Выше этого уровня плотность озона убывает и практически обращается в нуль на высоте около 70 км. Типичные кривые вертикального распределения плотности озона по данным измерений с помощью озонзондов приведены на рис. 2.4. Максимум плотности озона наблюдается, согласно рис. 2.4, на высотах 23,5, 18,5 и 26 км соответственно 10 октября, 2 апреля и 14 июня.

По результатам измерения плотности озона с помощью спектрографа, подъем которого на ракете был осуществлен 1 октября 1958 г. в средних широтах Европейской территории СССР, полу-

чено следующее распределение приведенной толщины озона в слое атмосферы 1 км (X_1) и ее среднего квадратического отклонения (σ):

Z км	0—5	5—10	10—13	13—16	16—18	18—20	20—21	21—23	23—24
X_1 мм/км . . .	0,019	0,041	0,058	0,076	0,111	0,156	0,168	0,175	0,108
$10^2 \sigma$ мм/км . .	0,2	0,5	0,3	0,6	0,5	0,7	0,6	0,6	0,7

Согласно приведенным данным, максимум плотности озона наблюдается на высотах 21—23 км. Общее содержание озона в слое 0—24 км по этим измерениям равно 1,87 мм.

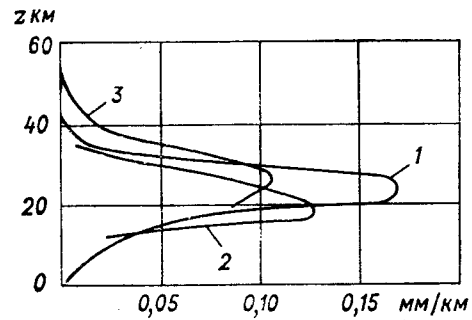


Рис. 2.4. Вертикальное распределение приведенной толщины озона (мм/км). Уайт-Сэндс.

1) 10 октября 1946 г., 2) 2 апреля 1948 г., 3) 14 июня 1948 г. Подъемы 1 и 2 произведены при большой высоте Солнца, подъем 3 — во время его захода.

По данным подъемов озонозондов в 1966—1968 гг. (250 зондирований) над Тальвиллем (Швейцария), получено следующее среднее распределение парциального давления озона за март (p_3 III) и сентябрь (p_3 IX):

p гПа	900	600	300	200	100	80	60	50	40	30	20	10	5
p_3 III мПа . . .	2,26	2,14	2,14	6,62	10,8	13,3	16,8	17,7	17,3	15,9	12,0	6,41	3,53
p_3 IX мПа . . .	2,58	2,29	1,59	2,88	7,44	10,1	10,8	12,1	13,0	12,9	11,0	6,80	—

В марте максимум p_3 наблюдался вблизи уровня 50 гПа (или на высоте около 20,6 км), в сентябре — вблизи уровня 35 гПа (или на высоте около 22,9 км).

Можно выделить примерно четыре типа вертикального распределения озона (по А. Х. Хргиану):

1) *тропический* — максимум плотности озона расположен достаточно высоко (на высоте $z_m = 24 \div 27$ км), приведенная толщина сравнительно невелика ($X \approx 2,6$ мм);

2) *умеренный* — высота $z_m = 19 \div 21$ км, $X \approx 3,4$ мм;

3) *полярный* — очень низкое положение максимума ($z_m = 13 \div 14$ км), большая приведенная толщина ($X \approx 4$ мм и более);

4) *комбинированный* — одновременно с максимумом p_3 на высоте 19—21 км наблюдается вторичный максимум на высоте 11—

14 км, иногда превышающий первый, при этом X велико, до 6,6 мм.

На рис. 2.5 приведено среднее вертикальное распределение p_3 в меридиональной плоскости северного полушария для периодов наибольшей (март—апрель) и наименьшей (сентябрь—октябрь) приведенной толщины слоя озона. Видно, что весной над высокими широтами располагается область больших значений p_3 (вблизи $z_m \approx 16$ км значение p_3 превышает 14 мПа). Вторая об-

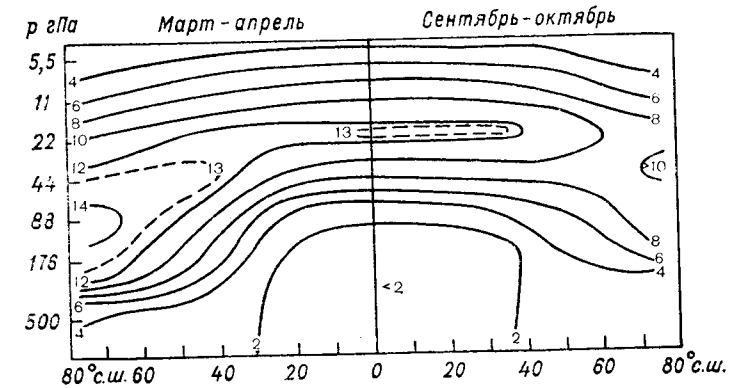


Рис. 2.5. Среднее распределение p_3 (мПа) по высоте в меридиональной плоскости северного полушария.

ласть больших значений p_3 (более 13 мПа) находится над тропическим поясом. Близкие к этим данным результаты получил болгарский ученый Р. Божков, который по наблюдениям за 1956—1966 гг. построил вертикальные разрезы поля p_3 над северным и южным полушариями как в среднем за год, так и за март—апрель и сентябрь—октябрь.

Годовой и широтный ход приведенной толщины слоя озона. Большой интерес представляет распределение озона по земному шару и его изменение во времени. Исследования последних десятилетий показали, что приведенная толщина слоя озона испытывает значительные пространственные и временные колебания. Наиболее полно изучен годовой ход и широтное распределение озона. На рис. 2.6 представлены средние месячные значения приведенной толщины слоя озона в девяти пунктах Советского Союза. Максимальные значения X на всех широтах наблюдаются весной, минимальные — осенью и зимой; с увеличением широты происходит сдвиг времени наступления максимума на более поздние месяцы.

Так, в Абастумани и Алма-Ате максимум наблюдается в феврале, в Воейково (Ленинград) — в марте, на о. Диксон — в мае.

Амплитуда годового хода X тем больше, чем севернее расположен пункт наблюдения. Чисто качественное объяснение такого хода сводится к следующему. В высоких широтах содержание озона осенью и зимой мало вследствие отсутствия притока солнечной радиации, под влиянием которой озон образуется. Полностью озон в полярной области зимой не исчезает, так как имеет место макрообмен (турбулентный и в виде воздушных течений) между низкими и высокими широтами. Весной, как только начи-

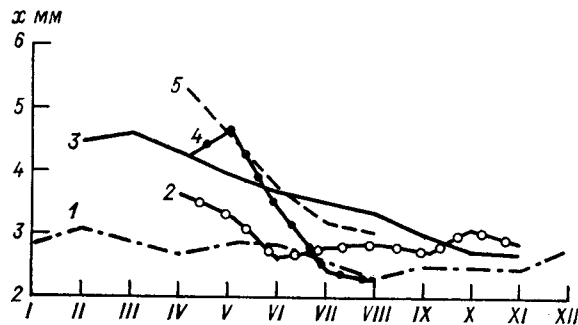


Рис. 2.6. Средние месячные значения приведенной толщины слоя озона в 1958 г.

1 — Алма-Ата, 2 — Владивосток, 3 — Ленинград, 4 — о. Диксон, 5 — «Северный полюс-6».

нает поступать в полярную область солнечная радиация, количество озона при наблюдающихся в это время очень низких температурах, замедляющих процесс озоноразрушения, быстро возрастает (процесс образования озона преобладает над разрушением). Но затем по мере увеличения температуры содержание озона начинает убывать.

Из анализа данных рис. 2.5 уже видно, что значения X зависят от широты. За приведенной толщиной слоя озона проведены наблюдения в июне 1957—1964 гг. на ряде наземных пунктов, а 17 и 18 июня 1966 г. с ИСЗ «Космос-121» (за двое суток спутник совершил 32 оборота вокруг Земли). Полученные данные осреднены по интервалам широты 5° . В результате расчетов получены следующие значения приведенной толщины слоя озона по данным наземных (X_H) и спутниковых (X_C) наблюдений (по А. Х. Хргиану и др.):

Φ°	20 ю.	15	10	5 ю.	0	5 с.	10	15	20
X_H мм	—	—	2,50	2,65	2,55	—	2,61	—	2,73
X_C мм	3,06	2,93	2,81	2,84	2,75	2,64	2,59	2,61	2,58

Φ°	25	30	35	40	45	50	55	60 с.
X_H мм	2,75	2,87	3,25	3,32	3,45	3,62	3,70	3,50
X_C мм	2,62	2,68	2,85	3,14	3,47	3,56	3,66	3,90

Приведенные данные показывают, что между X_H и X_C наблюдается удовлетворительная согласованность. Общая закономерность сводится к тому, что с увеличением широты (в обоих полушариях) приведенная толщина слоя озона увеличивается. Наименьшие значения X_C , близкие к 2,60 мм, наблюдаются в области $7-23^\circ$ с. ш. К северу и югу от этой области X_C растет, достигая 3,90 мм на 60° с. ш. и 3,06 мм на 20° ю. ш. При этом вблизи 35° с. ш. происходит наиболее резкое возрастание X_C . Анализ карт приведенной толщины слоя озона за 17 и 18 июня 1966 г. показал, что в умеренных широтах X_C распределено достаточно симметрично относительно полюса.

Из данных о приведенной толщине озона, обобщающих наблюдения по всему земному шару за 1957—1969 гг., следует, что X велико в высоких широтах северного полушария, особенно между 70 и 75° с. ш. В зоне 35° с. ш. — 35° ю. ш. приведенная толщина слоя озона сравнительно мала, к югу от этой зоны X вновь растет и достигает максимума в поясе $50-60^\circ$ ю. ш.

Кроме зависимости от широты и времени года, установлена связь между количеством озона и различными метеорологическими величинами и атмосферными явлениями. Так, Добсон впервые обратил внимание на связь содержания озона с типами воздушных масс: для масс арктического происхождения характерны повышенные значения приведенной толщины слоя озона, для масс тропического происхождения — пониженные. Анализ материалов наблюдений последних лет привел к заключению, что в струйных течениях вообще и на их циклонической (более холодной, северной) периферии в особенности количество озона значительно больше, чем вне струйных течений¹.

По данным наблюдений на 12 станциях Северной Америки за 1963—1965 гг. (846 подъемов озонзондов), на высотах 10—20 км в левой, северной части струйного течения наблюдаются положительные отклонения p_3 (1,0—1,5 мПа) от средних сезонных значений, а в правой, южной — отрицательные (до 2,5 мПа). На других высотах знак отклонения p_3 один и тот же (чаще положительный) в северной и южной частях струйного течения. Наиболее отчетливо влияние струи и на распределение p_3 выражено весной и осенью.

Коэффициенты корреляции также отражают наличие связи между содержанием озона и различными метеорологическими величинами. Так, коэффициент корреляции r между X и температурой на различных уровнях (3, 6 и 9 км) тропосферы достаточно высок по абсолютной величине: в марте—октябре (в Воейково) он соответственно равен $-0,75$, $-0,74$ и $-0,75$. Между X и температурой стратосферы существует прямая связь ($r > 0$), однако коэффици-

¹ Определение и характеристика струйных течений даны в п. 6 главы 20.

енты корреляции меньше по абсолютной величине, чем в тропосфере. Например, в Воейково в июле—октябре на высотах 12, 15 и 20 км они заключены между 0,3 и 0,6.

Достаточно хорошо выражена обратная связь ($r < 0$) между X и давлением (коэффициенты корреляции в апреле и мае на высотах 12, 15 и 20 км равны соответственно $-0,78$, $-0,84$ и $-0,79$), а также между X и высотой тропопаузы ($r = -0,79$), между X и толщиной слоя, заключенного между изобарическими поверхностями 500 и 300 гПа ($r = -0,77$ в марте—октябре).

Исследована связь X с так называемым индексом циркуляции α в широтной зоне $40-65^\circ$ с. ш. Последний характеризует скорость зонального (вдоль кругов широты) переноса воздушных масс. Из рассчитанных 105 коэффициентов корреляции между X и α в 37 случаях он оказался положительным, а в 68 — отрицательным. Наибольшие абсолютные значения r относятся, как правило, к высоким уровням (100 и 50 гПа для южных станций, 200 и 300 гПа для северных). В южной части широтной зоны $40-65^\circ$ с. ш. преобладает обратная связь между X и α ($r < 0$), в северной — прямая ($r > 0$). Объясняется это тем, что уменьшение индекса циркуляции отражает увеличение скорости переноса воздушных масс вдоль меридианов, что способствует выравниванию содержания озона между низкими и высокими широтами. Так как X в основном с широтой увеличивается, то выравнивание сопровождается ростом количества озона на юге и уменьшением его на севере (всюду имеется в виду северное полушарие).

Увеличение общего содержания озона в струйных течениях Г. П. Гушин объясняет вертикальным турбулентным обменом, который в них сильно развит. С усилением турбулентного обмена увеличивается поток озона из стратосферы в тропосферу. Поскольку в верхних слоях (выше 25—30 км) происходит непрерывное образование озона, восполняющее отток его вниз, рост интенсивности турбулентного обмена сопровождается увеличением содержания озона в тропосфере и во всем вертикальном столбе атмосферы.

Анализ материалов наблюдений за озоном указывает на то, что турбулентный обмен (как вертикальный, так и горизонтальный) и вертикальные движения играют важную роль в перераспределении количества озона между различными слоями и зонами атмосферы, а также в изменении его содержания во времени. Дальнейшее развитие теории (по пути построения которой сделаны лишь первые шаги), учитывающей турбулентный обмен и вертикальные движения, поможет дать более полное объяснение наблюдаемым особенностям распределения озона, а затем и предсказывать изменение содержания озона над всем земным шаром.

В последнее время выдвинута гипотеза аэрозольного происхождения озона. Сущность ее сводится к тому, что при испарении жидких аэрозольных частиц образуется свободный радикал OH ,

последующее соединение которого с водяным паром и кислородом приводит к возникновению озона (одна из возможных схем такова: $\text{OH} + \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{O}_3 + \text{H}_3\text{O} + \text{M}$; здесь M — нейтральная частица). На основе этой гипотезы удастся объяснить ряд известных из наблюдений фактов: увеличение количества озона при фёне, рассеивании тумана, дымки или низкой облачности; наличие вторичного максимума концентрации озона в области тропосферы и др. В подобных случаях наблюдается повышение температуры и испарение жидких аэрозолей, концентрация которых перед этим была повышенной.

Глава 3 Статика атмосферы

Раздел метеорологии, в котором устанавливаются закономерности строения атмосферы при отсутствии движения ее относительно поверхности Земли, носит название *статики атмосферы*.

Атмосфера, как правило, находится в движении относительно земной поверхности (наблюдается ветер). Тем не менее выделение статики в самостоятельный раздел оправдано, поскольку устанавливаемые здесь законы распределения давления и плотности по высоте с высокой степенью точности оказываются справедливыми и в случае движения атмосферы.

Законы статики широко используются при решении целого ряда практических задач. Наиболее важная из них — определение высоты прибора, станции или летательного аппарата (в частности, самолета) по измеренному давлению (барометрический метод расчета высот).

1 Силы, действующие в атмосфере в состоянии равновесия

Система находится в равновесии (покое), если результирующая всех сил, действующих на систему, равна нулю.

Все силы подразделяются на *массовые* и *поверхностные*.

Массовыми силами, действующими на атмосферу в целом и на отдельные ее части, являются *сила тяжести* и *отклоняющая сила вращения Земли* (или кориолисова сила).

Поверхностные силы, действующие в атмосфере, — это *сила давления* и *сила трения*. Но кориолисова сила и сила трения появляются лишь при движении атмосферы относительно поверхности Земли или одних ее частей относительно других. Поэтому силами, действующими в атмосфере в состоянии покоя, являются сила тяжести и сила давления.

Ускорение свободного падения g представляет собой результирующую (векторную сумму) ускорения гравитационного (ньютонова) притяжения g_a и центробежного ускорения Z :

$$g = g_a + Z.$$

Центробежная сила возникает вследствие суточного вращения

Земли, в котором полностью участвует и атмосфера. В каждой точке она перпендикулярна к оси вращения Земли.

Направление, в котором действует сила тяжести, носит название *истинной вертикали*, а поверхность, в каждой точке которой сила тяжести перпендикулярна к ней, — *уровенной поверхности*.

Под влиянием касательной (к меридиану) составляющей центробежной силы Земля приобрела сплюснутую форму. С достаточной для практики степенью точности уровенные поверхности можно считать эллипсоидами вращения. В этом случае зависимость ускорения свободного падения от расстояния r до центра Земли и широты места φ записывается в виде

$$g(r, \varphi) = \frac{\gamma M}{r^2} - \beta \frac{\gamma M R_E^2}{r^4} (3 \sin^2 \varphi - 1) - \omega^2 r \cos^2 \varphi, \quad (1.1)$$

где R_E — экваториальный радиус эллипсоида; $\beta = \varepsilon - \frac{1}{2} \frac{\omega^2 R_E^3}{\gamma M}$ — параметр формы Земли (ε — сжатие эллипсоида); ω — угловая скорость суточного вращения Земли; M — масса Земли; γ — универсальная гравитационная постоянная ($6,6720 \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг²). При решении тех немногих задач метеорологии, в которых нужно учитывать зависимость g от r и φ , обычно используется еще более простая, чем (1.1), формула

$$g(z, \varphi) = g_0 (1 - a_1 \cos 2\varphi) (1 - a_2 z), \quad (1.2)$$

где $g_0 = 9,80665$ м/с² $\approx 9,81$ м/с² — ускорение свободного падения на широте 45° и на уровне моря; z — высота точки над уровнем моря; $a_1 = 0,0026$ и $a_2 = 3,14 \cdot 10^{-7}$ м⁻¹ — постоянные.

Для сравнения приводим значения ускорения свободного падения g на поверхностях некоторых планет Солнечной системы:

Планета	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Солнце
g м/с ²	3,88	8,80	9,81	3,76	23,6—26,0	274,0

Зависимость ускорения свободного падения от широты и высоты учитывается при решении ограниченного числа задач, рассматриваемых в метеорологии. К числу таких задач относится прежде всего измерение давления воздуха с помощью ртутных барометров (задача инструментальной метеорологии). Высота столба ртути в барометре при фиксированном давлении зависит от ускорения свободного падения на данной широте и высоте станции над уровнем моря, а также от температуры ртути. Ускорение свободного падения нужно рассматривать как функцию высоты и широты при решении вопросов, относящихся к строению и физическим процессам, происходящим на больших высотах. Это, например, вопрос о плотности и составе воздуха на больших высотах, об ускользании газов из земной атмосферы, о высоте и форме верхней

границы атмосферы и др. Во всех случаях зависимость g от φ и z можно учесть путем перехода от высоты к вводимой ниже (см. п. 6) геопотенциальной высоте.

2 Основное уравнение статики атмосферы

Пусть атмосфера находится в состоянии покоя по отношению к земной поверхности. Такое состояние атмосферы называется *статическим*. Тогда горизонтальная составляющая градиента давления G_2 должна обращаться в нуль (в противном случае под влиянием этой силы воздух придет в движение). Для этого необходимо и достаточно, чтобы изобарические поверхности совпадали с уровнями.

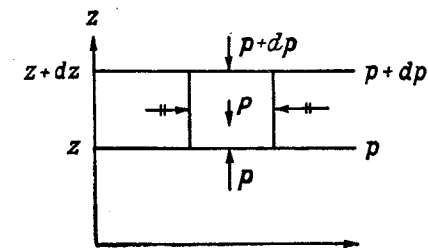


Рис. 3.1. К выводу основного уравнения статики атмосферы.

Выделим в атмосфере две изобарические поверхности, расположенные на высотах z и $z + dz$ (рис. 3.1). Давление на этих поверхностях обозначим через p и $p + dp$. Между изобарическими поверхностями p и $p + dp$ выделим объем воздуха с горизонтальными основаниями 1 м^2 . На нижнее основание выделенного объема воздуха действует сила давления p , направленная снизу вверх, на верхнее основание — сила давления $p + dp$, направленная сверху вниз.¹ Силы давления, действующие на боковые грани объема воздуха, взаимно уравновешиваются.

Кроме сил давления, на объем воздуха действует сила тяжести P , равная по модулю

$$P = g\rho dz \quad (2.1)$$

и направленная сверху вниз (по вертикали).

Спроектируем все силы, действующие на выделенный объем воздуха, на положительное направление вертикали z , вдоль которой действует (в отрицательном направлении) сила тяжести. Сумма этих проекций равна

$$p - (p + dp) - P. \quad (2.2)$$

¹ Сила давления — вектор, направление которого совпадает с нормалью к поверхности (внутри объема). Давление воздуха — скаляр, рав-

ный отношению модуля силы давления к элементарной площади, на которую эта сила действует.

Поскольку выделенный объем воздуха находится в покое, векторная сумма всех действующих на объем сил, т. е. результирующая их, и сумма проекций этих сил на любое направление должны тождественно обращаться в нуль:

$$p - (p + dp) - P = 0. \quad (2.3)$$

Подставив вместо P его выражение по соотношению (2.1), получим *основное уравнение статики атмосферы*¹

$$-dp - g\rho dz = 0 \text{ или } -dp = g\rho dz. \quad (2.4)$$

Разделив левую и правую части (2.4) на dz , получим второй вид основного уравнения статики атмосферы:

$$-dp/dz = g\rho. \quad (2.5)$$

Величина $-dp/dz = G_1$ представляет собой вертикальную составляющую градиента давления. В случае статического равновесия $G_2 = 0$, поэтому G_1 равно полному градиенту давления: $G_1 = G$. Правая часть (2.5) представляет собой силу тяжести, действующую на единичный объем воздуха, масса которого равна ρ . Таким образом, *основное уравнение статики физически выражает собой равновесие двух сил* — градиента давления и силы тяжести.

Из основного уравнения статики атмосферы можно сделать три важных вывода.

1. Если высота возрастает ($dz > 0$), то в правой части (2.4) стоит произведение только положительных множителей: $g\rho dz > 0$. Поэтому и левая часть (2.4) также больше нуля:

$$-dp > 0 \text{ или } dp < 0. \quad (2.6)$$

Таким образом, увеличению высоты ($dz > 0$) всегда соответствует отрицательное приращение давления ($dp < 0$). Это значит, что в атмосфере давление *всегда убывает с увеличением высоты*. Вывод о том, что этот закон справедлив всегда, вытекает из того, что основное уравнение статики выполняется с высокой степенью точности и в случае движения атмосферы.

2. Выделим в атмосфере вертикальный столб воздуха с поперечным сечением 1 м^2 и высотой от данного уровня z до верхней границы атмосферы z_a . Вес этого столба обозначим через Q . Так как вес элементарного столба высотой dz равен $g\rho dz$ (ρdz — масса элементарного столба), то вес всего столба

$$Q = \int_z^{z_a} g\rho dz. \quad (2.7)$$

¹ Это уравнение справедливо и для гидросферы.

Проинтегрировав правую и левую части (2.4) в пределах от z , где давление p , до z_a , где давление равно нулю (по определению верхней границы), получим

$$\int_p^0 -dp = \int_z^{z_a} g\rho dz \text{ или } p = Q. \quad (2.8)$$

Таким образом, приходим ко второму определению понятия давления. *Атмосферное давление, или давление воздуха, на каждом уровне равно весу столба воздуха единичного поперечного сечения и высотой от данного уровня до верхней границы атмосферы.*

Полученное следствие делает физически ясным и вывод об убывании давления с высотой: увеличение высоты приводит к уменьшению вертикальной протяженности вышележащей части столба воздуха, и, следовательно, к уменьшению давления (по сравнению с нижележащими уровнями). В закрытых (но негерметизированных) помещениях давление на каком-либо уровне практически не отличается, согласно закону Паскаля, от давления вне помещения на том же уровне.

3. Основное уравнение статики позволяет сделать выводы и относительно скорости убывания давления с высотой. Согласно (2.4), при подъеме на одну и ту же высоту ($dz = \text{const}$) уменьшение давления ($-dp$) тем больше, чем больше плотность воздуха ρ и ускорение свободного падения g . Основную роль играет плотность воздуха. С увеличением высоты плотность воздуха, как правило, убывает. Это значит, что *чем выше расположен уровень, тем меньше убывание давления при подъеме на одну и ту же высоту dz .*

Если точки A и B расположены на одной и той же изобарической поверхности, то плотность воздуха в точках A и B будет зависеть только от температуры воздуха в этих точках. Если $T_A > T_B$, то (при $p = \text{const}$) по уравнению состояния $\rho_A < \rho_B$. Это в свою очередь означает, что при подъеме на одну и ту же высоту ($dz = \text{const}$) понижение давления в точке A с более высокой температурой меньше, чем в точке B с более низкой температурой.

Таким образом, приходим к следующему выводу: *при увеличении высоты на одно и то же значение относительно некоторой изобарической поверхности понижение давления в более холодной воздушной массе больше, чем в теплой массе, т. е. в холодной массе давление убывает с высотой быстрее, чем в более теплой воздушной массе.* Подтверждением этого вывода является тот факт, что на высотах (в средней и верхней тропосфере) в холодных воздушных массах преобладает низкое, а в теплых массах — высокое давление.

Оценим значение вертикального градиента давления G_1 . При нормальных условиях вблизи уровня моря $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$, $g = 9,81 \text{ м/с}^2$. Подставив эти значения в (2.5), найдем

$$G_1 = 12,5 \text{ гПа/100 м.}$$

Таким образом, вблизи уровня моря при подъеме на 100 м давление убывает примерно на 12,5 гПа. Это значение изменяется в зависимости от температуры и давления. При увеличении высоты значение G_1 уменьшается.

3 Барометрические формулы

Основное уравнение статики является одним из важнейших уравнений метеорологии, на основе которого устанавливаются закономерности распределения давления, плотности и массы воздуха по высоте. В своем дифференциальном виде основное уравнение статики (2.4) позволяет выполнить расчет изменения давления лишь для малых приращений высоты dz .

На практике всегда необходимо иметь данные о распределении давления в слоях атмосферы конечной толщины или определить толщину таких слоев по измеренным значениям давления. Для этой цели основное уравнение статики следует записать в конечном (интегральном) виде, т. е. найти его интегралы. Интегралы основного уравнения статики атмосферы, полученные при разных предположениях относительно изменения температуры и плотности воздуха с высотой, носят общее название *барометрических формул*. На основе барометрических формул решаются такие важные практические задачи, как расчет распределения давления и плотности по высоте, определение высот различных летательных аппаратов по измеренному давлению, приведение давления к уровню моря и др.

Для получения интегральной формы основного уравнения статики проинтегрируем левую и правую части (2.4) в пределах от уровня моря $z=0$ (или земной поверхности), где давление p_0 , до произвольной высоты z , где давление p . Имеем

$$\int_{p_0}^p -dp = \int_0^z g\rho dz \text{ или } -p + p_0 = \int_0^z g\rho dz,$$

откуда

$$p = p_0 - \int_0^z g\rho dz. \quad (3.1)$$

Здесь $\rho = \rho(z)$ — функция высоты.

Вторую интегральную форму основному уравнению статики можно придать, если воспользоваться уравнением состояния влаж-

ного воздуха (4.12) из главы 1. Подставив найденное отсюда значение ρ , перепишем (2.4) в виде

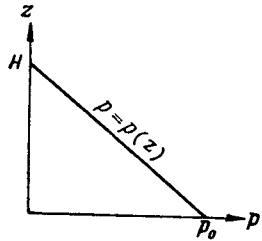
$$-\frac{dp}{p} = \frac{g dz}{R_c T_v}. \quad (3.2)$$

Интегрируя в пределах от 0 до z и от p_0 до p , получаем

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{1}{R_c} \int_0^z \frac{g dz}{T_v(z)}. \quad (3.3)$$

Интегральные формы (3.1) и (3.3) основного уравнения статики в дальнейшем широко используются для получения различных барометрических формул. Заметим, что p_0 в формулах (3.1) и (3.3) может обозначать давление как на уровне моря, так и на поверхности Земли. Различие будет состоять лишь в начале отсчета высоты z . В общем случае температура, а вместе с ней и плотность воздуха являются достаточно сложными функциями высоты, установить аналитический вид которых не всегда представляется возможным. Поэтому, прежде чем перейти к общему случаю, рассмотрим несколько частных случаев, отличающихся один от другого различными предположениями относительно вида функций $T = T(z)$ или $\rho = \rho(z)$, с помощью которых описывается распределение температуры или плотности по высоте.

Рис. 3.2. Распределение давления по высоте в однородной атмосфере.



Однородная атмосфера. Предположим, что плотность воздуха в пределах всей атмосферы не изменяется с высотой, т. е.

$$\rho = \rho_0 = \text{const}. \quad (3.4)$$

Здесь ρ_0 — плотность воздуха при $z=0$. Такая атмосфера носит название *однородной*. Пренебрежем зависимостью ускорения свободного падения от высоты. Тогда на основании (3.1) получаем *барометрическую формулу однородной атмосферы*:

$$p = p_0 - g \rho_0 z. \quad (3.5)$$

Согласно этой формуле, давление в однородной атмосфере убывает с высотой по *линейному закону* (рис. 3.2).

Отметим, что в приложении к атмосфере формула (3.5) дает заведомо далекое от реальных условий распределение давления. Но для гидросферы, плотность которой изменяется в очень узких пределах (плотность воды близка к 1 г/см^3), формула (3.5) дает вполне удовлетворительные результаты. Поэтому ее можно назвать *барометрической формулой гидросферы* (высота в этом случае отсчитывается от дна моря или океана).

Поставим вопрос о высоте однородной атмосферы, т. е. такой высоте, на которой давление обращается в нуль ($p=0$). Обозначим ее через H . Согласно (3.5), имеем

$$0 = p_0 - g \rho_0 H \quad \text{или} \quad H = p_0 / g \rho_0. \quad (3.6)$$

Так как по уравнению (3.8) главы 1 $p_0 / \rho_0 = R_c T_0$ (T_0 — температура воздуха при $z=0$), формула (3.6) принимает вид

$$H = \frac{R_c T_0}{g} = \frac{273 R_c}{g} (1 + \alpha t_0). \quad (3.7)$$

Отсюда следует, что высота однородной атмосферы конечна и зависит только от температуры воздуха на поверхности Земли. При $t=0^\circ\text{C}$ она составляет

$$H_0 = \frac{273 R_c}{g} = \frac{273 \cdot 287}{9,81} \approx 7990 \text{ м} \approx 8 \text{ км}.$$

Поскольку плотность в однородной атмосфере постоянна, а давление быстро убывает с высотой, температура ее, равная по уравнению состояния

$$T = p / R_c \rho_0, \quad (3.8)$$

должна понижаться. Если взять производную по высоте от левой и правой частей (3.8), то получим

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{R_c \rho_0} \frac{dp}{dz}.$$

Привлекая (2.5), находим следующее выражение для вертикального градиента температуры γ_A в однородной атмосфере:

$$\gamma_A = -\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{R_c} \quad \text{или} \quad \gamma_A = 3,42^\circ\text{C}/100 \text{ м}. \quad (3.9)$$

Таким образом, в однородной атмосфере температура убывает с высотой по линейному закону:

$$T = T_0 - \gamma_A z,$$

при этом скорость понижения (градиент) значительно больше среднего значения γ в пределах тропосферы.

Изменение плотности воздуха с высотой. Рассмотрим вопрос об изменении плотности воздуха с высотой в общем случае. С этой целью сначала прологарифмируем, а затем продифференцируем по высоте левую и правую части уравнения состояния (3.8) главы 1:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}. \quad (3.10)$$

Заменив dp/dz по (2.5) и в полученном выражении ρ по уравнению (3.8) главы 1, найдем

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{1}{T} \left(\frac{g}{R_c} + \frac{dT}{dz} \right) \text{ или } \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{T} (\gamma - \gamma_A). \quad (3.11)$$

Формула (3.11) справедлива для любого распределения температуры воздуха по высоте. На основе ее можно сделать выводы относительно изменения плотности воздуха с высотой. Возможны три различных случая.

1. Если $\gamma > \gamma_A = 3,42^\circ \text{C}/100 \text{ м}$, то $d\rho/dz > 0$, т. е. плотность воздуха возрастает с высотой. Вертикальные градиенты температуры γ , превышающие $3,42^\circ \text{C}/100 \text{ м}$, в реальных условиях атмосферы могут наблюдаться лишь в дневные часы (летом) в приземном слое атмосферы. При таких условиях плотность в этом слое растет с высотой.

2. Если $\gamma = \gamma_A$, то $d\rho/dz = 0$, т. е. плотность воздуха не изменяется с высотой (постоянна): $\rho = \rho_0 = \text{const}$. Это случай однородной атмосферы.

3. Если $\gamma < \gamma_A$, то $d\rho/dz < 0$, т. е. плотность воздуха убывает с высотой. Этот случай является абсолютно преобладающим в условиях атмосферы. Прежде всего выше приземного слоя $\gamma < \gamma_A$ при любых состояниях атмосферы. В приземном слое случаи, когда $\gamma < \gamma_A$, наблюдаются также значительно чаще, чем случаи $\gamma > \gamma_A$. Таким образом, наиболее характерным состоянием атмосферы является такое, когда плотность воздуха убывает с высотой.

Изотермическая атмосфера. Атмосфера называется *изотермической*, если температура не изменяется с высотой, т. е.

$$T = T_0 = \text{const},$$

где T_0 — температура на уровне моря или поверхности Земли. Изотермическая атмосфера по своим свойствам во многом противоположна однородной атмосфере. Считая атмосферу сухой ($T_v = T$) и пренебрегая зависимостью ускорения свободного падения от высоты, на основании (3.3) и последнего соотношения получаем *барометрическую формулу изотермической атмосферы*:

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{gz}{R_c T_0} \text{ или } p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{gz}{R_c T_0}\right). \quad (3.12)$$

Давление в изотермической атмосфере убывает с высотой по экспоненциальному (показательному) закону.

Графически зависимость давления p от высоты z в изотермической атмосфере представлена на рис. 3.3. Рисунок 3.3 а поясняет вытекающую из формулы (3.12) закономерность: *если высота растет в прогрессии арифметической, то давление убывает в прогрессии геометрической*. Кривые на рис. 3.3 б соответствуют раз-

личным температурам атмосферы (постоянным по высоте): $T''_0 > T'_0$. Из этого рисунка и анализа формулы (3.12) следует, что при одном и том же давлении у земной поверхности давление на высотах (например, 5, 10, 15 км) при температуре T''_0 больше, чем при T'_0 . Одно и то же значение давления при температуре T''_0 наблюдается на более высоких уровнях, чем при температуре T'_0 . Это означает, что *при более высокой температуре давление в изотермической атмосфере убывает с высотой медленнее, чем при более низкой температуре*.

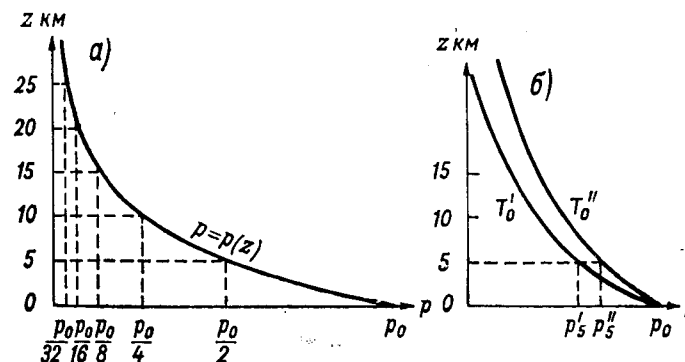


Рис. 3.3. Распределение давления по высоте в изотермической атмосфере.

а — общая закономерность убывания давления; б — убывание давления при разных температурах ($T''_0 > T'_0$).

Абсолютное значение убывания давления в нижних слоях атмосферы больше, чем в верхних, если высота изменяется на одно и то же значение. Так, в слое от 0 до 5 км давление при средних условиях падает на $p_0 - p_0/2 = p_0/2$, т. е. примерно на 500 гПа (при $p_0 = 1000$ гПа); в слое от 5 до 10 км падение давления составляет $p_0/2 - p_0/4 = p_0/4$, т. е. около 250 гПа, а в слое от 20 до 25 км давление уменьшается всего лишь на $p_0/16 - p_0/32 = p_0/32$, т. е. примерно на 31—32 гПа. Таким образом, *чем выше расположен слой атмосферы определенной толщины, тем меньше падение давления в этом слое*.

Высота изотермической атмосферы равна бесконечности, т. е. $p \rightarrow 0$ только при $z \rightarrow \infty$.

Формула для плотности воздуха может быть получена, если обратиться к уравнению состояния, согласно которому $\frac{\rho}{\rho_0} =$

$$= \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}.$$

Так как в изотермической атмосфере $T/T_0=1$, то на основании (3.12)

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{gz}{R_c T_0}\right). \quad (3.13)$$

Величина $\delta = \rho/\rho_0$ носит название *относительной плотности*.

Политропная атмосфера. Политропной называют такую атмосферу, которая характеризуется линейным изменением температуры с высотой (или постоянным значением вертикального градиента температуры):

$$T = T_0 - \gamma z. \quad (3.14)$$

Считая атмосферу сухой ($T_v=T$) и подставляя T по (3.14) в формулу (3.3), получаем

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{1}{R_c} \int_0^z \frac{g dz}{T_0 - \gamma z}.$$

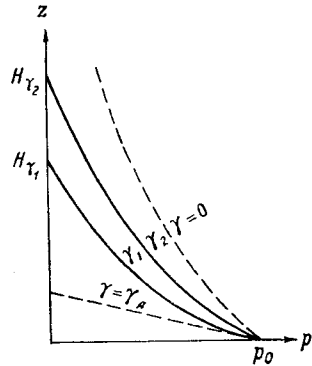


Рис. 3.4. Распределение давления по высоте в политропной атмосфере ($\gamma_1 > \gamma_2$).

Выполнив интегрирование (в предположении $g=\text{const}$), приходим к *барометрической формуле политропной атмосферы*:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0}\right)^{g/R_c \gamma}. \quad (3.15)$$

Графически зависимость p от z изображена на рис. 3.4. Кривые соответствуют одним и тем же значениям p_0 и T_0 , но различным значениям вертикального градиента температуры: $\gamma_1 > \gamma_2$. Давление при большем значении вертикального градиента температуры (γ_1) убывает с высотой быстрее, чем при меньшем (γ_2). Для сравнения на рис. 3.4 приведены кривые изменения давления в однородной и изотермической атмосферах (штриховые кривые). Высота политропной атмосферы конечна. В самом деле, согласно (3.15), давление обращается в нуль на такой высоте $z=H_\gamma$, на которой

$$T_0 - \gamma H_\gamma = 0 \text{ или } H_\gamma = T_0/\gamma. \quad (3.16)$$

Высота политропной атмосферы изменяется в широких пределах; при $T_0=288$ К и $\gamma=0,65$ К/100 м значение $H_\gamma=44,3$ км.

Формула для плотности воздуха в политропной атмосфере имеет вид

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T_0 - \gamma z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_c \gamma} - 1}. \quad (3.17)$$

Полная барометрическая формула (формула Лапласа). Рассмотрим общий случай, т. е. случай произвольного распределения температуры по высоте. Учтем также, что реальный воздух влажный, а ускорение свободного падения — функция широты и высоты. Привлекая соотношение (1.2) и замечая, что

$$T_v = T(1 + 0,608s) = 273(1 + at)(1 + 0,608s),$$

уравнение (3.2) перепишем в виде

$$-\frac{dp}{p} = \frac{g_0}{R_c \cdot 273} \frac{(1 - a_1 \cos 2\varphi)(1 - a_2 z)}{(1 + at)(1 + 0,608s)} dz. \quad (3.18)$$

Так как $\frac{1}{1 - a_1 \cos 2\varphi} \approx 1 + a_1 \cos 2\varphi$ и $\frac{1}{1 - a_2 z} \approx 1 + a_2 z$ (вследствие малости слагаемых $a_1 \cos 2\varphi$ и $a_2 z$ по сравнению с единицей), то формулу (3.18) приведем к виду

$$dz = -H_0(1 + at)(1 + 0,608s)(1 + a_1 \cos 2\varphi)(1 + a_2 z) \frac{dp}{p}, \quad (3.19)$$

где $H_0 = 273R_c/g_0$ — высота однородной атмосферы при $t=0^\circ\text{C}$.

Проинтегрируем (3.19) в пределах от высоты z_1 , где давление p_1 , до высоты z_2 , где давление p_2 . Для величин t , s и z в правой части (3.19) при интегрировании введем средние значения (на основании известной теоремы о среднем). Выполнив интегрирование, получим

$$z_2 - z_1 = -H_0(1 + a\bar{t})(1 + 0,608\bar{s})(1 + a_1 \cos 2\varphi) \times \\ \times (1 + a_2 \bar{z}) \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.20)$$

Поскольку

$$-\ln \frac{p_2}{p_1} = \ln \frac{p_1}{p_2} = 2,30 \lg \frac{p_1}{p_2},$$

полная барометрическая формула (формула Лапласа) окончательно принимает вид

$$z_2 - z_1 = B(1 + a\bar{t})(1 + 0,608\bar{s})(1 + a_1 \cos 2\varphi) \times \\ \times (1 + a_2 \bar{z}) \lg \frac{p_1}{p_2}. \quad (3.21)$$

Величина $B=2,30H_0 \approx 18\,400$ м называется *барометрической постоянной*, а средние значения \bar{t} и \bar{s} носят название *средних барометрических* (температуры и доли водяного пара соответственно).

В таком полном виде барометрическая формула на практике используется лишь при барометрическом нивелировании. При решении подавляющего большинства метеорологических задач такой высокой точности, какую может обеспечить формула Лапласа,

не требуется. К тому же следует иметь в виду, что точность измерения исходных данных (температуры, влажности, давления), необходимых для выполнения расчетов по формуле (3.21), как правило, значительно меньше тех уточнений, которые дает формула Лапласа по сравнению с приводимой ниже *барометрической формулой реальной атмосферы*. Последняя получается из формулы (3.21); если считать воздух сухим ($\bar{s}=0$) и пренебречь зависимостью ускорения свободного падения от широты и высоты:

$$z_2 - z_1 = B(1 + \alpha \bar{T}) \lg \frac{p_1}{p_2}. \quad (3.22)$$

Возвращаясь к натуральным логарифмам и абсолютной температуре, формулу (3.22) можно записать также в виде

$$p_2 = p_1 \exp \left[-\frac{g(z_2 - z_1)}{R_c \bar{T}} \right], \quad (3.23)$$

где $\bar{T} = 273(1 + \alpha \bar{T})$ — *средняя барометрическая температура* слоя воздуха, заключенного между уровнями z_1 и z_2 . Из сравнения последней формулы с формулой (3.3) следует, что средняя барометрическая температура связана с температурой воздуха

$$\bar{T} = \frac{z_2 - z_1}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T(z)}}. \quad (3.24)$$

Средняя барометрическая температура — это такая постоянная в пределах слоя температура, которая обеспечивает значения давления на границах его, наблюдаемые при реальном распределении температуры по высоте. Практически \bar{T} нередко отождествляют со средней арифметической температурой, т. е. полагают

$$\bar{T} = \frac{T_1 + T_2}{2},$$

где T_1 и T_2 — температуры воздуха на нижней и верхней границах слоя. Если уровень z_1 совпадает с поверхностью Земли ($z_1=0$), а уровень z_2 — произвольный ($z_2=z$), то формула (3.23) принимает вид

$$p = p_0 \exp \left(-\frac{gz}{R_c \bar{T}} \right). \quad (3.25)$$

Эта формула имеет такой же вид, как и барометрическая формула (3.12) изотермической атмосферы. Принципиальное отличие состоит в том, что формулы (3.20) — (3.23) и (3.25) всегда справедливы лишь для слоя заданной *конечной толщины*, для которого температура \bar{T} должна быть каждый раз определена прежде, чем по формулам можно начинать выполнять расчет. Вместе с измене-

нием толщины слоя изменяется и величина \bar{T} . В случае же изотермической атмосферы температура является независимой (задаваемой) величиной. Поскольку барометрическая формула реальной атмосферы является показательной функцией, на основе ее анализа можно сделать такие же выводы относительно закономерностей изменения давления с высотой, какие были сделаны в случае изотермической атмосферы. Роль температуры T_0 в реальной атмосфере играет средняя барометрическая температура \bar{T} . Все выводы в случае реальной атмосферы относятся к слою *конечной толщины*. Поэтому вывод о бесконечной протяженности атмосферы, сделанный на основе формулы (3.12), здесь отпадает.

Если необходимо учесть влияние влажности на плотность воздуха и распределение давления по высоте, то в формулах (3.22) — (3.25) средняя барометрическая температура \bar{T} должна быть заменена средней виртуальной барометрической температурой \bar{T}_v .

4 Барическая ступень

Для приближенной оценки высоты по известной разности давлений или, наоборот, для оценки давления по заданной разности высот на практике удобно пользоваться понятием «барическая ступень».

Барической ступенью называется такая высота, на которую нужно подняться с исходного уровня, чтобы давление понизилось на 1 гПа. Обозначим ее через h . Единица барической ступени — м/гПа. Формулу для барической ступени легко получить, если воспользоваться следующими рассуждениями. При увеличении высоты на dz давление понижается на $-dp$. Для того, чтобы давление уменьшилось на 1 гПа, необходимо подняться на высоту

$$h = dz/(-dp) = -dz/dp. \quad (4.1)$$

С учетом уравнения (2.5) эта формула принимает вид

$$h = 1/g\rho. \quad (4.2)$$

Формула (4.2) показывает, что h зависит только от плотности воздуха (не считая зависимости от g , которое изменяется в узких пределах). Чем меньше плотность воздуха, тем больше барическая ступень, и наоборот. Исследуем зависимость барической ступени от высоты (давления) и температуры. С увеличением высоты плотность воздуха, как было показано в п. 3, уменьшается, если исключить из рассмотрения тонкий приземный слой, в котором плотность может и возрастать с высотой (при $\gamma > \gamma_a$). Уменьшение плотности приводит к *росту барической ступени при увеличении*

высоты. Заменяв в формуле (4.2) плотность ρ по уравнению (4.12) главы 1, получим

$$h = \frac{H_0}{\rho} (1 + \alpha t_0), \quad (4.3)$$

где $H_0 = 273R_c/g \approx 8000$ м.

Если сравниваются барические ступени на одной и той же изобарической поверхности ($p = \text{const}$) в двух воздушных массах (теплой и холодной), то, согласно (4.3), *барическая ступень в теплой массе (h_T) больше барической ступени в холодной массе (h_X)*, т. е. $h_T > h_X$. Чем меньше барическая ступень, тем быстрее падает с высотой давление. Значения барической ступени при разных температурах и давлениях приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1. Барическая ступень (м/Па)

Давление, гПа	Температура, °C				
	- 40	- 20	0	20	40
1000	6,7	7,4	8,0	8,6	9,3
500	13,4	14,7	16,0	17,3	18,6
100	67,2	73,6	80,0	86,4	92,8

5 Вертикальный масштаб атмосферы

Барометрические формулы широко используются, в частности, при изучении свойств верхних слоев атмосферы (термосферы и экзосферы) с помощью ИСЗ, космических кораблей и ракет. Отметим, что атмосфера и на больших высотах оказывает существенное влияние на летательные аппараты при их длительном пребывании в ней: под влиянием силы сопротивления происходит постепенное уменьшение полной механической энергии спутника и, как следствие, изменение элементов орбиты. Сила сопротивления и скорость изменения элементов орбиты спутника прямо пропорциональны плотности воздуха на высоте полета. При облете Земли спутник проходит через слои атмосферы с различной плотностью. Для оценки влияния атмосферы на изменение элементов орбиты за полный оборот необходимо знать зависимость плотности воздуха от высоты. Выведем формулы для распределения давления и плотности воздуха по высоте в верхних слоях атмосферы, которые обобщают формулы п. 3. Необходимость такого обобщения диктуется тем, что в верхних слоях атмосферы изменяется с высотой не только температура, но и молекулярная масса (состав воздуха). Ускорение свободного падения при изменении высоты

в широких пределах также нельзя принимать за постоянную величину.

Если, как и в п. 3, в основном уравнении статики (2.4) плотность воздуха заменить по уравнению состояния (4.8) главы 1, то получим

$$-\frac{dp}{p} = \frac{g dz}{RT} \quad \text{или} \quad -\frac{dp}{p} = \frac{\mu g}{R^*T} dz. \quad (5.1)$$

При последнем переходе R заменено на R^*/μ (здесь R^* — универсальная газовая постоянная, μ — относительная молекулярная масса воздуха).

Одним из важнейших свойств уравнений является равенство размерностей их левой и правой частей. Левая часть (5.1) безразмерная. Следовательно, и правая часть должна быть безразмерной. Но в последней множитель dz имеет размерность длины. Таким образом, приходим к заключению, что вошедшая в правую часть (5.1) величина

$$H = \frac{R^*T}{\mu g} \quad (5.2)$$

также имеет размерность длины; в этом можно убедиться и путем непосредственной проверки. Параметр H , объединяющий три переменные величины (T , μ , g), называют *высотой однородной атмосферы* или *вертикальным масштабом атмосферы*. После введения H основное уравнение статики принимает следующий вид:

$$-dp/p = dz/H. \quad (5.3)$$

По своему физическому смыслу параметр H совпадает с введенной в п. 2 высотой однородной атмосферы. Различие состоит в том, что в п. 2 в выражение для H входила температура у земной поверхности, в то время как в формулу (5.2) входит температура на произвольной высоте. Но во всех случаях H — это толщина такой однородной атмосферы, у которой давление и плотность на ее нижней границе равны давлению и плотности на том уровне в реальной атмосфере, для которого по формуле (5.2) рассчитан параметр H . Чтобы убедиться в этом, достаточно обратиться к формуле (2.7). Пусть на каком-либо фиксированном уровне z_1 давление будет p_1 , плотность ρ_1 и температура T_1 . Тогда, согласно (2.7) и определению толщины H_1 однородной атмосферы, в которой (на всех высотах) плотность равна ρ_1 , можем записать

$$p_1 = \int_{z_1}^{z_a} g \rho dz = \rho_1 \int_0^{H_1} g dz.$$

Пренебрегая зависимостью g от z , получаем $p_1 = g\rho_1 H_1$, т. е.

$$H_1 = \frac{p_1}{g\rho_1} = \frac{R^*T_1}{\mu_1 g}.$$

Эта формула совпадает с формулой (5.2), хотя получена она на основе представления об H как о толщине однородной атмосферы.

Параметр H можно ввести также и в уравнение состояния воздуха:

$$p = \frac{R^*}{\mu} \rho T \quad \text{или} \quad p = \frac{R^*T}{\mu g} g\rho.$$

Отсюда

$$p = g\rho H \quad \text{или} \quad \rho = p/gH. \quad (5.4)$$

Подчеркнем, что с введением параметра H , объединяющего три переменные величины (T , μ , g), при получении барометрических формул отпадает необходимость отдельного учета изменения каждой из этих величин (в частности, g) с высотой. Формула (5.3) показывает, что изменение давления обусловливается распределением по высоте именно H , а не каждой из трех переменных величин в отдельности.

В общем случае H является достаточно сложной функцией высоты; выше 95—100 км изменяются с высотой не только T и g , но и μ . Если в некотором слое параметр H можно считать постоянным ($H = \text{const}$), то, интегрируя уравнение (5.3), получаем барометрическую формулу для такого слоя в виде

$$p(z) = p_\pi \exp\left(-\frac{z-z_\pi}{H}\right), \quad (5.5)$$

где z_π — высота нижней границы слоя, p_π — давление воздуха на этой границе. Именно в таком виде чаще всего используется барометрическая формула при решении задач о влиянии атмосферы на изменение элементов орбиты, а также на время существования ИСЗ и других летательных аппаратов. В качестве нижней границы z_π в этих случаях берется высота перигея спутника.

Если уравнение состояния (5.4) записать для уровня z_π

$$p_\pi = g_\pi \rho_\pi H, \quad (5.6)$$

то после деления (5.4) на (5.6), с учетом формулы (5.5), получаем формулу для плотности воздуха в слое с $H = \text{const}$.

$$\rho(z) = \rho_\pi \frac{g_\pi}{g} \exp\left(-\frac{z-z_\pi}{H}\right). \quad (5.7)$$

Обычно изменением g с высотой пренебрегают, полагая в последней формуле $g_\pi/g \approx 1$.

6 Геопотенциал. Абсолютная и относительная высота изобарических поверхностей

В последние десятилетия получил широкое распространение новый метод анализа полей давления в свободной атмосфере — метод барической топографии (БТ). В основе этого метода лежит применение карт БТ, составляемых по данным зондирования атмосферы во многих точках Земли. Введем понятие геопотенциала. Геопотенциалом Φ^* уровня называется работа, которую необходимо совершить, чтобы поднять единицу массы в поле силы тяжести от исходного уровня (за который принимается, как правило, уровень моря) до этого уровня.

Поскольку при подъеме единичной массы на высоту dz затрачивается работа $d\Phi^* = g dz$, формула для Φ^* , очевидно, имеет вид

$$\Phi^* = \int_0^z g dz,$$

где z — высота точки над уровнем моря. Единица геопотенциала в СИ — $\text{м}^2/\text{с}^2$.

Геопотенциальная высота Φ представляет собой отношение геопотенциала Φ^* к нормальному (стандартному) ускорению свободного падения $g_0 = 9,80665 \text{ м/с}^2$, т. е.

$$\Phi = \frac{\Phi^*}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz, \quad d\Phi = \frac{g}{g_0} dz. \quad (6.1)$$

Геопотенциальная высота имеет размерность длины. Ее единицей служит геопотенциальный метр (сокращенно гп. м). Поскольку g и g_0 близки между собой, значения Φ и z незначительно отличаются друг от друга (по крайней мере до высот порядка 30 км).

Введем геопотенциальную высоту в барометрические формулы (для примера ограничимся формулой реальной атмосферы). Если в формулу (3.3) ввести среднюю барометрическую температуру, то с учетом (6.1) она примет вид

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{g_0 \Phi}{R_c \bar{T}_v}\right). \quad (6.2)$$

Преимущество формулы (6.2) по сравнению с формулой (3.25) состоит в том, что при ее выводе не сделано допущение о независимости g от z . Это замечание является общим в том смысле, что путем перехода от z к Φ обеспечивается учет зависимости g от высоты во всех уравнениях и формулах.

Абсолютной высотой изобарической поверхности (с давлением p) называется ее геопотенциальная высота Φ_p над уровнем моря. Из формулы (6.2) следует

$$\Phi_p = \frac{R_c}{g_0} \bar{T}_v \ln \frac{p_0}{p} = 67,4 \bar{T}_v \lg \frac{p_0}{p}. \quad (6.3)$$

Согласно формуле (6.3), Φ_p (при $p = \text{const}$) зависит от давления на уровне моря p_0 и средней температуры \bar{T}_v столба воздуха, заключенного между уровнем моря и изобарической поверхностью.

Географические карты, с нанесенными на них значениями абсолютной высоты изобарической поверхности называют картами абсолютной топографии (АТ). На таких картах проводятся (как правило, через 40 гп. м) линии равных значений Φ_p , называемые *изогипсами* (они представляют собой кривые пересечения изобарической поверхности с уровнями поверхностями). Поскольку изобарическая поверхность над циклонами имеет вогнутую (к земной поверхности) форму, а над антициклонами — выпуклую, то циклоны и антициклоны на картах АТ представляют собой области в замкнутыми изогипсами соответственно с низкими и высокими значениями Φ_p в центре.

Широкое распространение в службе погоды получили также карты относительной топографии (ОТ), на которые наносятся значения *относительных высот*. Последние представляют собой превышение одной изобарической поверхности (p_2) над другой (p_1), выраженное в гп. м. Формула для относительной высоты $\Phi_{p_1}^{p_2}$ имеет вид

$$\Phi_{p_1}^{p_2} = 67,4 \bar{T}_v \lg \frac{p_1}{p_2}. \quad (6.4)$$

Из этой формулы следует, что $\Phi_{p_1}^{p_2}$ зависит только от средней температуры столба воздуха, заключенного между изобарическими поверхностями. С этой точки зрения карты ОТ эквивалентны картам средней температуры. Линии равных значений $\Phi_{p_1}^{p_2}$, проведенные на картах ОТ (через 40 гп. м), также называют *изогипсами*.

В дальнейшем в качестве вертикальной координаты вместо высоты иногда будет использовано давление. Поэтому приведем значения высот z , на которых расположены (при среднем распределении температуры по высоте (см. рис. 2.1) и $p_0 = 1013,2$ гПа) изобарические поверхности с давлением p :

p гПа	1000	900	850	800	700	500	300
z км	0,11	0,98	1,45	1,94	3,02	5,58	9,18
p гПа	200	100	50	20	10	5	1
z км	11,8	16,2	20,6	26,5	31,2	36,1	48,6

7 Суточный ход давления

По сравнению со всеми другими метеорологическими величинами (температурой, влажностью, ветром, радиацией и др.) давление имеет слабо выраженный периодический ход. Его удается обнаружить разложением средних кривых изменения давления на простые гармоники. Таким путем обнаружены колебания давления с периодами 24, 12, 8 и 6 ч. Наибольшую амплитуду имеет полусуточная волна (с периодом 12 ч). Наиболее ярко полусуточные колебания выражены в тропических широтах, где амплитуда колебаний давления достигает 3—4 гПа. Максимумы давления наблюдаются в 9—10 и 21—22 ч, минимумы — в 3—4 и 15—16 ч (местного солнечного времени). В умеренных и высоких широтах периодические колебания давления имеют амплитуду, не превышающую нескольких долей гектопаскаля.

Периодические изменения давления не играют существенной роли в погодообразующих процессах. Периодические колебания полностью перекрываются непериодическими изменениями давления, которые обусловлены движением и эволюцией барических систем. Непериодические изменения давления имеют исключительно большое значение, поскольку с движением барических систем и их эволюцией связано изменение погоды во времени и пространстве. Эти вопросы, имеющие прямое отношение к прогнозу погоды, детально рассматриваются в курсе синоптической метеорологии.

Глава 4 Термодинамика атмосферы

Атмосфера представляет собой среду, в которой постоянно наблюдается переход одних видов энергии в другие. Раздел метеорологии, рассматривающий общие закономерности преобразования энергии и изменения состояния атмосферы, находящейся в состоянии равновесия, под влиянием притока тепла носит название *термодинамики атмосферы*.

1 Первое начало термодинамики применительно к атмосфере

В термодинамике атмосферы наиболее широко используются выводы, вытекающие из первого начала термодинамики, или *закона сохранения энергии*, — одного из важнейших законов естествознания. В самом общем виде закон сохранения вещества и движения в природе был сформулирован в 1748 г. М. В. Ломоносовым: «Все перемены, в натуре случающиеся, такого суть состояния, что сколько чего у одного тела отнимется, столько присовокупится к другому. . . Сей всеобщий естественный закон простирается и в самые правила движения, ибо тело, движущее своею силою другое, столько же оныя у себя теряет, сколько сообщает другому, которое от него движение получает».

Наиболее краткой формулировкой первого начала является следующая: невозможно возникновение или уничтожение энергии, возможен лишь переход одних видов энергии в другие. Количественно это положение выражается в виде *уравнения первого начала термодинамики*, или *уравнения притока тепла*. Установим вид этого уравнения для идеального газа, к которому близки сухой и влажный ненасыщенный воздух¹. С этой целью выделим в атмосфере частицу сухого воздуха единичной массы. Рассмотрим изменение параметров состояния воздушной частицы под влиянием притока тепла. Обозначим через ρ_i , ρ_e , T_i параметры состояния

¹ Здесь и всюду в учебнике, когда речь идет о влажном ненасыщенном воздухе, имеется в виду влажный воздух, в котором *водяной пар* не достиг состояния насыщения. Ана-

логично влажный насыщенный воздух — это такой влажный воздух, в котором *водяной пар* находится в насыщенном состоянии.

воздушной частицы, через ρ_e , ρ_e , T_e параметры состояния окружающего частицу воздуха (атмосферы). Вместо плотности можно ввести удельный объем $v = 1/\rho$.

В общем случае $\rho_i \neq \rho_e$ и $T_i \neq T_e$, но в физике атмосферы всегда полагают $\rho_i = \rho_e = \rho$, т. е. давление внутри частицы равно давлению в окружающем ее воздухе (*квазистатическое условие*).¹

Сообщим воздушной частице некоторое количество тепла dq . При этом внутренняя энергия u_i воздушной частицы увеличится на du_i , и одновременно частица, расширяясь, совершит некоторую работу против внешних сил давления. Работу, совершенную воздушной частицей, обозначим через dw_i . Тогда по первому началу термодинамики

$$dq = du_i + dw_i.$$

Подсчитаем отдельно du_i и dw_i . Сухой и влажный ненасыщенный воздух можно рассматривать как идеальный газ, поэтому

$$du_i = c_v dT_i$$

(здесь c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме); работа расширения

$$dw_i = p dv_i,$$

где dv_i — приращение объема (в случае единицы массы — приращение удельного объема).

С учетом двух последних соотношений *уравнение первого начала термодинамики* для воздуха, рассматриваемого как идеальный газ, принимает вид

$$dq = c_v dT_i + p dv_i. \quad (1.1)$$

Преобразуем его к такому виду, чтобы в правую часть входили лишь измеряемые величины. Для этого воспользуемся уравнением состояния воздуха

$$pv_i = R_c T_i, \quad (1.2)$$

из которого

$$p dv_i + v_i dp = R_c dT_i, \quad p dv_i = R_c dT_i - v_i dp.$$

Подставив $p dv_i$ в уравнение (1.1), получим

$$dq = (c_v + R_c) dT_i - v_i dp. \quad (1.3)$$

¹ В гидродинамике доказываются, что квазистатическое условие выполняется с тем большей точностью, чем меньше скорость движения жид-

кости или газа по сравнению со скоростью распространения звука. В атмосфере скорости движения частиц значительно меньше скорости звука.

Рассмотрим частный случай, а именно изобарический процесс. Так как в этом случае $p = \text{const}$, а $dp = 0$, то уравнение (1.3) принимает вид

$$dq = (c_v + R_c) dT_i.$$

С другой стороны, при изобарическом процессе $dq = c_p dT_i$ (c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении). Таким образом,

$$c_v + R_c = c_p, \quad c_p - c_v = R_c. \quad (1.4)$$

Для сухого воздуха $c_v = 718$ Дж/(кг · К), $c_p = 1006$ Дж/(кг · К), $c_p - c_v = 288$ Дж/(кг · К), $c_p/c_v = \kappa = 1,40$.

Соотношение (1.4) носит название *уравнения Майера*.

Величину $c_v + R_c = c_p$ подставим в уравнение (1.3). Тогда с учетом (1.2) получим уравнение первого начала термодинамики в виде, наиболее часто используемом в метеорологии:

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (1.5)$$

2 Адиабатический процесс

Термодинамический процесс называется *адиабатическим*, если он протекает без теплообмена частицы с окружающей средой. При адиабатическом процессе $dq = 0$. Для такого процесса уравнения (1.1) и (1.5) принимают вид:

$$p dv_i = -c_v dT_i, \quad (2.1)$$

$$c_p dT_i = R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (2.2)$$

Уравнение (2.1) показывает, что при адиабатическом процессе работа против внешних сил давления совершается только за счет внутренней энергии. При этом, если работа положительная, т. е. имеет место расширение ($dv_i > 0$), внутренняя энергия частицы уменьшается ($dT_i < 0$), и наоборот, при сжатии воздушной частицы ($dv_i < 0$) ее внутренняя энергия растет ($dT_i > 0$).

При подъеме воздушной частицы объем ее увеличивается ($dv_i > 0$), а давление падает ($dp < 0$). Из уравнений (2.1) и (2.2) следует, что в случае адиабатического подъема температура воздушной частицы *всегда понижается* ($dT_i < 0$).

Для случая адиабатического процесса уравнение первого начала термодинамики можно записать не только в дифференциальной, но и в интегральной форме. Рассмотрим два состояния воздушной массы: начальное (p_0, T_{i0}) и конечное (p, T_i). Установим связь между p и T_i , с одной стороны, и p_0 и T_{i0} — с другой. Для

этого проинтегрируем уравнение (2.2), разделив предварительно переменные:

$$\int_{T_{i0}}^{T_i} c_p \frac{dT_i}{T_i} = \int_{p_0}^p R_c \frac{dp}{p}.$$

Отсюда получаем

$$\frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R_c}{c_p}}, \quad \frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{c_p - c_v}{c_p}}, \quad \frac{T_i}{T_{i0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}, \quad (2.3)$$

где $\frac{R_c}{c_p} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} = 0,286$.

Уравнение (2.3) представляет собой *уравнение адиабатического процесса в интегральной форме (уравнение Пуассона)*, или *уравнение сухой адиабаты*.

3 Сухоадиабатический градиент

Исследуем вопрос об изменении температуры в адиабатически поднимающейся частице сухого воздуха. Для этого воспользуемся уравнением первого начала

$$c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p} = 0 \quad (3.1)$$

и основным уравнением статики атмосферы, которое определяет изменение давления $p = p_i = p_e$ с высотой:

$$dp = -g p_e dz \quad \text{или} \quad \frac{dp}{p} = -g \frac{dz}{R_c T_e}. \quad (3.2)$$

Последнее выражение dp/p подставим в уравнение (3.1). Тогда

$$c_p dT_i + \frac{g T_i}{T_e} dz = 0.$$

Из этого уравнения, если разделить слагаемые на $c_p dz$, найдем, что изменение температуры воздушной частицы, отнесенное к единице высоты, при адиабатическом процессе равно

$$\left(\frac{dT_i}{dz}\right)_a = -\frac{g}{c_p} \frac{T_i}{T_e}. \quad (3.3)$$

Соотношение (3.3) показывает, что при *адиабатическом подъеме воздушной частицы температура ее всегда падает* ($dT_i/dz < 0$), что связано с расходом внутренней энергии на работу расширения.

Сухоадиабатическим градиентом называется падение температуры при адиабатическом подъеме сухой воздушной частицы, отнесенное к единице высоты:

$$\gamma_a = -(dT_i/dz)_a. \quad (3.4)$$

Из сравнения (3.3) и (3.4) получаем

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p} \frac{T_i}{T_e}. \quad (3.5)$$

В общем случае, как показывает последнее соотношение, γ_a является переменной величиной, зависящей от T_i/T_e . Но в реальной атмосфере различие в температурах воздушной частицы и окружающей среды невелико (разность $T_i - T_e$ не превышает 5—10 °C). По этой причине отношение T_i/T_e можно считать близким к единице ($T_i/T_e \approx 1$), а сухоадиабатический градиент — постоянной величиной:

$$\gamma_a = g/c_p. \quad (3.6)$$

Если воспользоваться соотношением (1.4), этой формуле можно придать другой вид:

$$\gamma_a = \frac{c_p - c_v}{c_p} \frac{g}{R_c} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{g}{R_c}.$$

Подставляя значения κ , g и R_c , получаем

$$\gamma_a = 0,0098 \text{ °C/м} = 0,98 \text{ °C/100 м}. \quad (3.7)$$

Приближенно можно считать $\gamma_a \approx 1 \text{ °C/100 м}$, т. е. температура адиабатически поднимающейся сухой воздушной частицы падает примерно на 1 °C при подъеме на каждые 100 м высоты.

Как и введенные выше угловая скорость вращения (ω) и ускорение свободного падения (g), сухоадиабатический градиент $\gamma_a = g/c_p$ — постоянная величина только для данной планеты. Для сравнения приводим значения γ_a для некоторых планет Солнечной системы:

Планета . .	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Солнце
γ_a °C/км .	3-4,5	8,5-11	9,8	4,5	2,5	13,4

Если считать сухоадиабатический градиент постоянной величиной, то уравнение $-dT_i/dz = \gamma_a$ может быть проинтегрировано и записано в следующем виде:

$$T_i = T_{i0} - \gamma_a (z - z_0) \approx T_{i0} - 0,01 (z - z_0), \quad (3.8)$$

где T_{i0} и T_i — температура частицы соответственно на исходном уровне z_0 и произвольной высоте z (в метрах). Последнее уравнение представляет собой *приближенное уравнение сухой адиабаты*.

Изменение с высотой температуры адиабатически поднимающейся воздушной частицы графически изображается в осях координат температура — высота в виде прямой линии. Она носит название *сухой адиабаты* или *кривой состояния сухой воздушной частицы*.

Наряду с адиабатическими процессами рассматриваются более общие, политропические. *Политропическим процессом* называется такой процесс, при котором приток тепла к воздушной частице прямо пропорционален изменению температуры:

$$dq = c dT, \quad (3.9)$$

где c — теплоемкость политропического процесса (величина постоянная). Частными случаями политропического процесса являются адиабатический процесс ($c=0$, $dq=0$), изобарический процесс ($c=c_p$, $dq=c_p dT$), изостерический процесс ($c=c_v$, $dq=c_v dT$), изотермический процесс ($c=\pm\infty$, $dT=0$).

4 Потенциальная температура

Температура, которую примет воздушная частица, если ее опустить или поднять сухоадиабатически с исходного уровня до уровня, где давление равно 1000 гПа, носит название *потенциальной температуры*. Обозначим ее через Θ .

Рассмотрим два состояния воздушной частицы: начальное (T_i , p) и конечное (Θ , 1000 гПа). Поскольку процесс адиабатический, то по уравнению (2.3)

$$\frac{T_i}{\Theta} = \left(\frac{p}{1000}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad \text{или} \quad \Theta = T_i \left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (4.1)$$

Нетрудно получить приближенное выражение для Θ . Поскольку при опускании на каждые 100 м частица нагревается на 1 °C, то при давлении на поверхности земли $p_0=1000$ гПа

$$\Theta = T_i + z/100. \quad (4.2)$$

Если же $p_0 \neq 1000$ гПа, то

$$\Theta = T_i + \frac{z}{100} + \frac{1000 - p_0}{12,5}. \quad (4.3)$$

Последнее слагаемое в правой части представляет собой изменение температуры частицы при перемещении ее от поверхности Земли до уровня 1000 гПа. Если, например, $p_0 < 1000$ гПа, то уровень 1000 гПа лежит ниже поверхности Земли на $(1000 - p_0)h$ м (здесь h — барическая ступень). Вблизи уровня моря $h \approx 8$ м/гПа,

поэтому при дополнительном опускании от поверхности земли до уровня 1000 гПа частица нагревается на

$$\frac{(1000 - p_0) 8}{100} = \frac{1000 - p_0}{12,5}.$$

Потенциальная температура обладает очень важным свойством: при сухоадиабатических перемещениях одной и той же воздушной частицы она сохраняет *постоянное значение*. В самом деле, логарифмируя и дифференцируя формулу (4.1), получаем

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dT_i}{T_i} - \frac{R_c}{c_p} \frac{dp}{p}. \quad (4.4)$$

Согласно уравнению (3.1), правая часть (4.4) при адиабатическом процессе равна нулю. Таким образом, при адиабатическом движении воздушной частицы

$$d\Theta/\Theta = 0, \quad d\Theta = 0, \quad \Theta = \text{const}. \quad (4.5)$$

Следовательно, если воздушная масса перемещается без теплообмена с окружающей средой (адиабатически), то ее потенциальная температура остается постоянной (в то время как T изменяется). Это свойство сохранения (консервативности) потенциальной температуры используется на практике в качестве характеристики воздушных масс и оценки их вертикальных перемещений. Если же в процессе движения воздушной массы ее потенциальная температура изменилась, то это однозначно говорит о том, что имел место приток или отток тепла. Сравнение уравнений (4.4) и (1.5) показывает, что приток тепла к воздушной частице связан с изменением ее потенциальной температуры уравнением

$$dq = c_p T_i \frac{d\Theta}{\Theta}. \quad (4.6)$$

Потенциальная температура обладает еще одним примечательным свойством. Если воспользоваться основным уравнением статики, то уравнению (4.4) можно придать вид

$$c_p T_i \frac{d\Theta}{\Theta} = c_p dT_i + \frac{g T_i}{T_e} dz$$

или

$$c_p T_i \frac{d\Theta}{\Theta} = c_p dT_i + g dz - \frac{g(T_e - T_i)}{T_e} dz. \quad (4.7)$$

Введем обозначения:

$$c_p dT_i = d\mathcal{E}_i, \quad g dz = d\Phi^*, \quad \frac{g(T_e - T_i)}{T_e} dz = dE_i.$$

Здесь $\mathcal{E}_i = c_p T_i + \text{const}$ — *теплосодержание*, или *энтальпия*; $\Phi^* = gz + \text{const}$ — *потенциальная энергия (геопотенциал)*; E_i — так называемая *энергия неустойчивости*, физический смысл которой выясняется в п. 11. С учетом введенных обозначений уравнение (4.7) принимает вид

$$c_p T_i \frac{d\Theta}{\Theta} = d\mathcal{E}_i + d\Phi^* + dE_i \quad \text{или} \quad c_p T_i \frac{d\Theta}{\Theta} = d\Pi_i, \quad (4.8)$$

где $\Pi_i = \mathcal{E}_i + \Phi^* + E_i$ — *полная энергия* частицы единичной массы.

Уравнение (4.8) показывает, что изменение потенциальной температуры однозначно связано с изменением полной энергии воздушной частицы. При адиабатическом перемещении воздушной частицы ее полная энергия не изменяется:

$$\mathcal{E}_i + \Phi^* + E_i = \text{const}. \quad (4.9)$$

5 Критерии устойчивости атмосферы на основе метода частицы

Распределение температуры T_e окружающего частицу воздуха в различных слоях атмосферы характеризуется вертикальным градиентом температуры

$$\gamma = -\partial T_e / \partial z.$$

Распределение температуры T_e и других метеорологических величин по высоте принято называть *стратификацией атмосферы*.

Выделим в атмосфере на том уровне, вблизи которого анализируется состояние атмосферы, воздушную частицу и переместим ее вверх или вниз от исходного уровня. Очевидно, для того чтобы частица не вносила никаких изменений в тепловое состояние окружающего воздуха, необходимо перемещать ее адиабатически (без притока тепла). Характеристикой изменения температуры частицы T_i служит в этом случае сухоадиабатический градиент γ_a . Сравним величину γ с γ_a . Возможны три принципиально различных случая распределения температуры по высоте в атмосфере.

Случай I. Градиент $\gamma > \gamma_a$, температура в атмосфере падает с высотой быстрее, чем на $1^\circ\text{C}/100$ м (рис. 4.1). Температура частицы на исходном уровне z_0 , по предположению, равна температуре атмосферы на этом уровне: $T_{e0} = T_{i0}$. Переместим воздушную

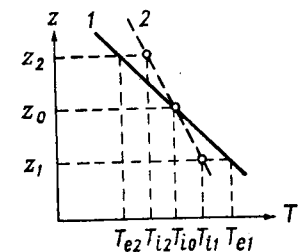


Рис. 4.1. Сухонеустойчивая стратификация ($\gamma > \gamma_a$):
1 — кривая стратификации,
2 — сухая адиабата.

частицу сухоадиабатически на уровень z_2 . На этом уровне частица имеет температуру T_{i2} , атмосфера — температуру T_{e2} . Нетрудно видеть (см. рис. 4.1), что $T_{i2} > T_{e2}$, а $\rho_{i2} < \rho_{e2}$ (поскольку $p_i = p_e$).

На каждом уровне на воздушную частицу единичного объема действуют две силы: 1) сила тяжести, направленная вниз и равная по величине $g\rho_i$; 2) выталкивающая сила Архимеда, направленная по вертикали вверх и равная $g\rho_e$. Результирующая этих двух сил $g(\rho_e - \rho_i)$, называемая *силой плавучести* (или просто *плавучестью*), направлена вверх при $\rho_e > \rho_i$ и по вертикали вниз при $\rho_e < \rho_i$. Под влиянием силы плавучести частица получает ускорение

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{\rho_e - \rho_i}{\rho_i} = g \frac{T_i - T_e}{T_e}. \quad (5.1)$$

На уровне z_2 частица приобретает положительное ускорение, поскольку $T_{i2} > T_{e2}$.

Если сухая частица перемещена с исходного уровня на уровень z_1 вниз, то, согласно рис. 4.1, $T_{i1} < T_{e1}$, а $\rho_{i1} > \rho_{e1}$. В этом случае частица начнет перемещаться вниз с нарастающей скоростью. Таким образом, частица, будучи смещена с исходного уровня на сколько угодно малое расстояние, приобретает ускорение и скорость, направленные в ту сторону, куда она получила движение в начальный момент. При этом скорость по абсолютной величине становится тем больше, чем дальше смещается воздушная частица от исходного уровня, т. е. равновесие частицы в исходном положении неустойчивое; поэтому и стратификация атмосферы при $\gamma > \gamma_a$ носит название *сухонеустойчивой стратификации*.

Случай II. Градиент $\gamma = \gamma_a$, температура в атмосфере падает с высотой на $1^\circ\text{C}/100$ м. В этом случае на всех трех уровнях

$$\begin{aligned} T_{i0} &= T_{e0}, & \rho_{i0} &= \rho_{e0}, & T_{i1} &= T_{e1}, \\ \rho_{i1} &= \rho_{e1}, & T_{i2} &= T_{e2}, & \rho_{i2} &= \rho_{e2}. \end{aligned}$$

Таким образом, на каком бы уровне частица ни располагалась, ускорение ее движения, согласно (5.1), всегда равно нулю. Термическое состояние атмосферы при $\gamma = \gamma_a$ носит название *сухобезразличной* (или *равновесной*) *стратификации*.

Случай III. Градиент $\gamma < \gamma_a$, температура в атмосфере падает с высотой медленнее, чем на $1^\circ\text{C}/100$ м. В этом случае на уровне z_2 температура частицы $T_{i2} < T_{e2}$, а $\rho_{i2} > \rho_{e2}$, т. е. частица, приобретая отрицательное ускорение, будет смещаться обратно в исходное положение. На уровне z_1 температура частицы $T_{i1} > T_{e1}$, а $\rho_{i1} < \rho_{e1}$, т. е. частица, имея положительное ускорение, также будет возвращаться в исходное положение.

Следовательно, при такой стратификации, куда бы ни была смещена частица с исходного уровня, она всегда возвращается

в исходное положение после прекращения действия внешних сил.¹ Стратификация атмосферы при $\gamma < \gamma_a$ носит название *сухоустойчивой стратификации*. С практической точки зрения особенно большое значение имеют два частных случая сухоустойчивой стратификации: изотермическая ($\gamma = 0$) и инверсионная ($\gamma < 0$).

Из предыдущего следует, что при устойчивой стратификации вообще, а при инверсии в особенности перемещение воздушных частиц по вертикали затруднено: в случае особо сильной инверсии оно полностью исключено. При неустойчивой же стратификации создаются благоприятные условия для возникновения и развития вертикальных движений воздушных частиц.

В рассмотренном методе анализа термодинамической устойчивости показателем состояния атмосферы является поведение индивидуальной воздушной частицы. Поэтому его называют *методом частицы*. Предполагалось, что вертикальные перемещения частицы происходили адиабатически. В реальных условиях атмосферы это предположение, строго говоря, не выполняется вследствие наличия теплообмена частицы с окружающей средой. Но, несмотря на это, с качественной стороны сделанные выше выводы об условиях развития вертикальных движений частиц соответствуют тому, что наблюдается в атмосфере.

6 Изменение потенциальной температуры с высотой при различных видах стратификации атмосферы

Представляет интерес изучить распределение потенциальной температуры по высоте при различных видах стратификации атмосферы, так как в дальнейшем будет показано, что с особенностями этого распределения связано направление турбулентного потока тепла в атмосфере. Рассмотрим сначала изменение потенциальной температуры Θ с высотой с качественной стороны.

Сухоустойчивая стратификация ($\gamma > \gamma_a$). Выделим в атмосфере два каких-либо уровня: z_1 и z_2 (рис. 4.2). Приведем адиабатически частицы воздуха, расположенные на этих уровнях, к уровню $p = 1000$ гПа. Из рис. 4.2 непосредственно следует, что $\Theta_2 < \Theta_1$. Это означает, что при сухоустойчивой стратификации вверху лежат воздушные массы, потенциально более холодные по сравнению с нижележащими массами, т. е. потенциальная температура *убывает с высотой*.

¹ Строго говоря, при устойчивой стратификации частица, выведенная из начального положения, будет совершать колебательное движение

около исходного уровня с частотой, называемой частотой Брента—Вяйсяля.

Сухобезразличная стратификация ($\gamma = \gamma_a$). При безразличной стратификации потенциальная температура частиц воздуха, расположенных на уровнях z_1 и z_2 , одинакова ($\Theta_1 = \Theta_2$), т. е. потенциальная температура не изменяется с высотой.

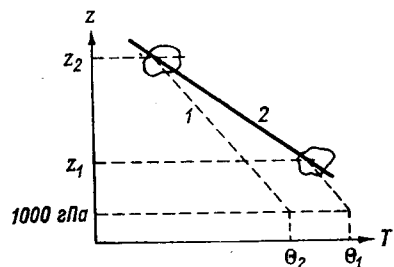


Рис. 4.2. Изменение потенциальной температуры с высотой при сухобезразличной стратификации ($\theta_2 < \theta_1$).

Усл. обозначения см. рис. 4.1.

Если прологарифмировать и взять производную по высоте от правой и левой частей формулы (4.1), то получим

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R_c}{c_p p} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (6.1)$$

при этом индекс i опускаем на том основании, что рассматриваем изменение Θ в атмосфере. Воспользовавшись основным уравнением статики, формулу (6.1) приведем к виду

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma). \quad (6.2)$$

Из формулы (6.2) непосредственно следует, что при сухобезразличной стратификации $\partial \Theta / \partial z < 0$, при сухобезразличной $\partial \Theta / \partial z = 0$, при сухоустойчивой $\partial \Theta / \partial z > 0$, что согласуется с выводами, полученными качественным путем.

7 Адиабатические процессы во влажном ненасыщенном воздухе

В предыдущих параграфах изучались термодинамические процессы, протекающие в сухом воздухе. Если воздух влажный, но ненасыщенный, то термодинамические процессы в нем с количественной стороны не будут существенно отличаться от процессов в сухом воздухе. В самом деле, если единичной массе влажного воздуха сообщается некоторое количество тепла dq , то оно расхо-

дится на работу расширения $dw = p dv_i$, изменение внутренней энергии сухой частицы воздуха $du_c = (1-s)c_{vc}dT_i$ и водяного пара $du_{\text{п}} = sc_{\text{вп}}dT_i$ (s — доля водяного пара, c_{vc} и $c_{\text{вп}}$ — удельные теплоемкости сухого воздуха и водяного пара при постоянном объеме).

По первому началу термодинамики

$$dq = du_c + du_{\text{п}} + dw \quad \text{или} \quad dq = [(1-s)c_{vc} + sc_{\text{вп}}]dT_i + p dv_i. \quad (7.1)$$

Если воспользоваться уравнением состояния влажного воздуха

$$p_i v_i = [R_c(1-s) + R_{\text{п}}s]T_i,$$

то уравнение (7.1) можно привести к виду

$$dq = [(1-s)c_{pc} + sc_{\text{пп}}]dT_i - \frac{RT_i}{p} dp, \quad (7.2)$$

где c_{pc} и $c_{\text{пп}}$ — удельные теплоемкости сухого воздуха и водяного пара при постоянном давлении; $R = R_c(1-s) + R_{\text{п}}s$ — удельная газовая постоянная влажного воздуха.

При адиабатическом подъеме ($dq = 0$) влажного ненасыщенного воздуха изменение температуры, отнесенное к единице высоты, по (7.2), с учетом уравнения статики равно

$$-\frac{dT_i}{dz} = \frac{g}{(1-s)c_{pc} + sc_{\text{пп}}} \frac{R}{R_e} \frac{T_i}{T_e}. \quad (7.3)$$

Здесь R_e — удельная газовая постоянная окружающей частицу воздуха.

Доля пара s в реальных условиях не больше 0,03—0,04, это значит, что R и R_e близки к удельной газовой постоянной сухого воздуха $R \approx R_e \approx R_c$, а $(1-s)c_{pc} + sc_{\text{пп}} \approx c_{pc}$. С учетом этого формула (7.3) принимает вид

$$-\frac{dT_i}{dz} = \frac{g}{c_{pc}} \frac{T_i}{T_e} = \gamma_a \approx 1^\circ \text{C}/100 \text{ м}. \quad (7.4)$$

Таким образом, температура влажной ненасыщенной частицы изменяется при адиабатическом подъеме практически так же, как и температура сухой частицы, а кривой состояния для влажного ненасыщенного воздуха служит *сухая адиабата*.

8 Влажноадиабатические процессы

Влажноадиабатическим называется адиабатический процесс, протекающий во влажном *насыщенном* воздухе. При таком процессе происходит конденсация водяного пара или испарение капель воды.

Термодинамические процессы во влажном насыщенном воздухе существенно отличаются от процессов в сухом и влажном ненасыщенном воздухе не только с количественной, но и с качественной стороны. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим процесс адиабатического подъема влажного воздуха. До тех пор пока влажный воздух не насыщен, его состояние меняется по сухоадиабатическому закону. Температура частицы при подъеме уменьшается (практически на 1°C на 100 м), доля пара сохраняется постоянной ($s = \text{const}$), поскольку не происходит конденсация водяного пара. Относительная же влажность адиабатически поднимающейся частицы растет с увеличением высоты (это утверждение доказывается в п. 1 главы 17). Таким образом, при адиабатическом подъеме влажной ненасыщенной частицы наступает такой момент, когда частица достигает состояния насыщения ($f = 100\%$). Уровень, на котором влажный ненасыщенный воздух достигает состояния насыщения, называется *уровнем конденсации* и обозначается z_k ; температура и давление на этом уровне обозначаются соответственно T_k и p_k .

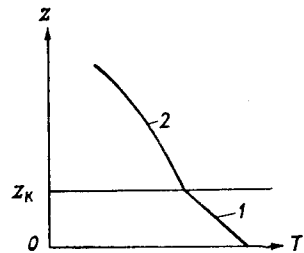


Рис. 4.3. Кривая состояния влажного воздуха.

1 — сухая адиабата, 2 — влажная адиабата.

Если влажная насыщенная частица поднимается и выше уровня конденсации, то вследствие дальнейшего понижения температуры начнется конденсация водяного пара. При конденсации выделяется скрытая теплота парообразования (около 2500 кДж при конденсации 1 кг водяного пара), в результате чего температура частицы выше уровня конденсации понижается медленнее: часть работы расширения совершается за счет теплоты конденсации (в то время как до достижения состояния насыщения работа расширения совершалась только за счет уменьшения внутренней энергии).

Кривая состояния насыщенной частицы при ее адиабатическом подъеме называется *влажной адиабатой*, а изменение температуры частицы при подъеме на единицу высоты при влажноадиабатическом процессе — *влажноадиабатическим градиентом* γ'_a .

Из предыдущего следует, что при влажноадиабатическом процессе: а) температура поднимающейся частицы уменьшается с высотой, но медленнее, чем при сухоадиабатическом процессе ($\gamma'_a < \gamma_a$); б) доля пара s_m вследствие конденсации уменьшается с высотой; в) относительная влажность поднимающегося воздуха постоянна ($f = 100\% = \text{const}$).

Адиабатический подъем влажного воздуха до достижения состояния насыщения (до уровня конденсации) называется *сухой стадией*, а в состоянии насыщения (выше уровня конденсации) — *влажной стадией* (рис. 4.3).

9 Уравнение первого начала термодинамики для влажноадиабатического процесса

Выделим частицу влажного насыщенного воздуха единичной массы и сообщим ей количество тепла dq . Это тепло затрачивается на: а) изменение внутренней энергии $c_v dT_i$, б) работу расширения $p dv_i$, в) испарение некоторого количества воды. Испарение должно произойти потому, что при сообщении тепла dq температура частицы повысится и водяной пар, который содержится в частице, уже не будет насыщенным. Для того чтобы он оставался насыщенным, необходимо увеличить долю пара на ds_m путем испарения воды. На испарение такой массы воды затрачивается количество тепла $L ds_m$ (L — удельная теплота парообразования).

Таким образом, уравнение первого начала термодинамики имеет в этом случае вид

$$dq = c_v dT_i + p dv_i + L ds_m. \quad (9.1)$$

Если воспользоваться уравнением состояния влажного воздуха, то уравнение (9.1) можно привести к виду

$$dq = c_p dT_i - RT_i \frac{dp}{p} + L ds_m. \quad (9.2)$$

Уравнения (9.1) и (9.2) для влажноадиабатического процесса ($dq = 0$) принимают вид:

$$c_v dT_i + p dv_i + L ds_m = 0, \quad (9.3)$$

$$c_p dT_i - RT_i \frac{dp}{p} + L ds_m = 0. \quad (9.4)$$

С учетом основного уравнения статики уравнение (9.4) запишем в виде

$$c_p dT_i + \frac{gT_i}{T_e} dz + L ds_m = 0. \quad (9.5)$$

Из этого уравнения находим *влажноадиабатический градиент*:

$$\gamma'_a = -\frac{dT_i}{dz} = \frac{g}{c_p} \frac{T_i}{T_e} + \frac{L}{c_p} \frac{ds_m}{dz}$$

или

$$\gamma'_a = \gamma_a + \frac{L}{c_p} \frac{ds_m}{dz}. \quad (9.6)$$

Формула (9.6) показывает, что всегда $\gamma'_a < \gamma_a$, так как при адиабатическом подъеме влажного насыщенного воздуха доля

пара уменьшается: $ds_m/dz < 0$. В отличие от сухоадиабатического градиента, который практически постоянен, влажноадиабатический градиент изменяется в зависимости от температуры и давления (высоты).

Так как доля пара в состоянии насыщения

$$s_m = 0,622E/p,$$

то

$$\frac{1}{s_m} \frac{ds_m}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dT_i} \frac{dT_i}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}$$

или

$$\frac{ds_m}{dz} = 0,622 \frac{E}{p} \left(\frac{g}{RT_e} - \frac{\gamma'_a}{E} \frac{dE}{dT_i} \right).$$

Подставляя значение ds_m/dz в формулу (9.6), получаем

$$\gamma'_a = \gamma_a + 0,622 \frac{L}{c_p} \frac{E}{p} \left(\frac{g}{RT_e} - \frac{\gamma'_a}{E} \frac{dE}{dT_i} \right);$$

отсюда

$$\gamma'_a = \frac{\gamma_a + 0,622 \frac{L}{c_p} \frac{E}{p} \frac{g}{RT_e}}{1 + 0,622 \frac{L}{c_p} \frac{1}{p} \frac{dE}{dT_i}} \quad \text{или} \quad \gamma'_a = \gamma_a \frac{p + 0,622 \frac{LE}{RT_i}}{p + 0,622 \frac{L^2 E}{c_p R_p T_i^2}}. \quad (9.7)$$

Зная зависимость E от температуры, по последней формуле можно рассчитать влажноадиабатический градиент для любых значений температуры и давления. Результаты расчета представлены в табл. 4.1.

Таблица 4.1. Значения влажноадиабатического градиента ($^{\circ}\text{C}/100 \text{ м}$)

p гПа	$t \text{ } ^{\circ}\text{C}$										
	-60	-50	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40
1000	0,973	0,966	0,950	0,917	0,856	0,763	0,658	0,532	0,435	0,363	0,315
800	0,972	0,964	0,944	0,903	0,831	0,726	0,614	0,489	0,398	0,335	0,294
600	0,970	0,960	0,934	0,882	0,793	0,674	0,557	0,436	0,356	0,303	0,270
400	0,968	0,952	0,914	0,842	0,730	0,594	0,478	0,371	0,307	0,267	0,243
200	0,959	0,928	0,861	0,745	0,597	0,456	0,361	0,286	0,247	0,223	0,204
100	0,943	0,886	0,774	0,615	0,458	0,342	0,269	0,226	0,207	0,187	0,163

С ростом температуры (при одном и том же давлении) влажноадиабатический градиент уменьшается; при низких температурах он приближается к сухоадиабатическому градиенту. С увеличением давления (при $T = \text{const}$) γ'_a растет.

10 Термодинамические графики

При анализе результатов метеорологических наблюдений и зондирования атмосферы широко используются различного рода термодинамические графики.

В разное время различными исследователями разработано несколько видов термодинамических графиков, таких, как эмаграмма, тэфиграмма, аэрограмма, зондограмма, штювеграмма, россбиграмма и др.

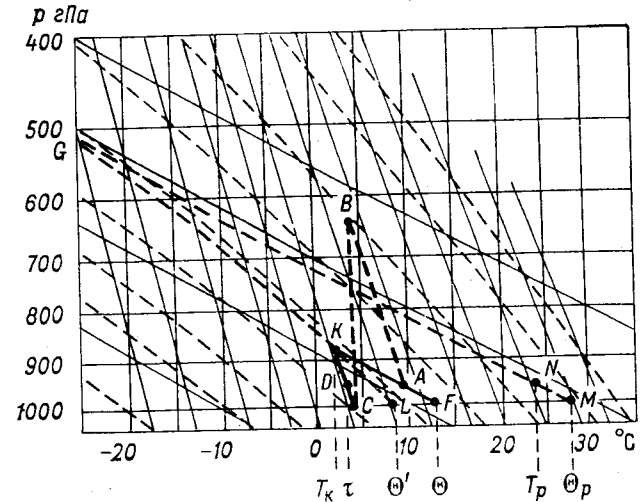


Рис. 4.4. Схема аэрологической диаграммы (прямоугольный бланк).

В структуре этих графиков имеется очень много общего. В метеорологических службах СССР и других стран получил распространение термодинамический график, называемый аэрологической диаграммой (рис. 4.4). На основном (прямоугольном) бланке ее по оси абсцисс отложена температура ($x \sim T$), по оси ординат — степенная функция давления

$$y \sim \left(p_0^{\frac{x-1}{x}} - p^{\frac{x-1}{x}} \right),$$

где $(x-1)/x = 0,286$. На бланке нанесены также необходимые для анализа состояния атмосферы следующие семейства кривых:

изотермы — прямые, параллельные оси ординат (проведены через 1°C для значений температуры от -80 до 40°C);

изобары — прямые, параллельные оси абсцисс (проведены через 10 гПа для значений давления от 1050 до 10 гПа);

сухие адиабаты — кривые состояния сухой или влажной насыщенности частицы. Поскольку вдоль сухой адиабаты сохраняется постоянное значение потенциальная температура: $\Theta = T(p_0/p)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \text{const}$, то сухие адиабаты на аэрологической диаграмме, как нетрудно видеть, представляют собой прямые линии. Для того, чтобы определить, какому постоянному значению Θ соответствует та или иная сухая адиабата, необходимо найти точку пересечения этой адиабаты с изобарой 1000 гПа;

влажные адиабаты — кривые состояния влажного насыщенного воздуха;

изограммы — кривые равных значений доли пара в состоянии насыщения ($s_m = \text{const}$).

На диаграмме нанесены также: расстояния (в гп. м) между главными изобарическими поверхностями при данной средней температуре слоя; распределение температуры в *стандартной атмосфере*; *виртуальные добавки* в состоянии насыщения (в виде расстояний между штрихами на главных изобарах). В правом верхнем углу диаграммы помещена вспомогательная номограмма, устанавливающая связь между температурой, относительной влажностью и дефицитом точки росы. Наряду с прямоугольным бланком построены и на практике используются так называемые косугольные бланки аэрологической диаграммы. На последних по оси ординат также отложено давление в степени $(\kappa - 1)/\kappa = 0,286$, однако изотермы представляют собой наклонные прямые линии. Косугольные бланки предназначены для раздельного анализа состояния атмосферы в теплую и холодную половину года в слое от 1050 до 100 гПа. Эти бланки позволяют проводить анализ с более высокой точностью, чем прямоугольные бланки.

11 Анализ состояния атмосферы с помощью термодинамических графиков

Аэрологическая диаграмма (см. рис. 4.4) позволяет достаточно быстро и с нужной для практики точностью проводить анализ результатов зондирования атмосферы. Рассмотрим некоторые из приемов такого анализа.

Характеристики влажности воздуха. На аэрологической диаграмме проведены изолинии доли насыщенного пара (s_m). Поэтому доля пара, отсчитанная в точке A , которую наносим по измеренным температуре T и давлению p , будет представлять собой долю насыщенного пара для исходного состояния A (s_{mA}). Чтобы определить фактическую долю пара s_A , смещаемся от точки A вдоль изобары до точки D , которая нанесена по известным (измеренным) точке росы t и давлению p . Если теперь отсчитать зна-

чение доли пара по изограмме, проходящей через точку D , то это значение и будет представлять собой фактическую долю пара воздуха: $s_{mD} = s_A$. Относительная влажность определяется по соотношению $f = (s_{mD}/s_{mA}) \cdot 100$.

Уровень конденсации и кривая состояния влажной частицы. Через исходную точку A проводим сухую адиабату до пересечения с изограммой, проходящей через точку D . Точка K — уровень конденсации. Выше точки K воздушная частица поднимается влажно-адиабатически. Таким образом, кривая AKG представляет собой кривую состояния влажной частицы, расположенной в начальный момент в точке A . Она всегда состоит из отрезков сухой и влажной адиабаты. В том частном случае, когда в начальный момент $f = 100\%$, кривая состояния представляет собой влажную адиабату.

Потенциальная температура Θ . От исходной точки A смещаемся вдоль сухой адиабаты до изобары 1000 гПа (точка F), где и отсчитываем потенциальную температуру.

Псевдоэквивалентная и псевдопотенциальная температуры. Наряду с понятием влажноадиабатического процесса, который характеризуется тем, что вся сконденсировавшаяся при подъеме влага остается внутри воздушной частицы, введем понятие *псевдоадиабатического процесса*. Псевдоадиабатическим называется адиабатический процесс, протекающий во влажном насыщенном воздухе, при условии полного выпадения из частицы всей жидкой влаги. Если вся сконденсированная влага остается внутри воздушной частицы, то выше уровня конденсации кривой состояния частицы будет служить влажная адиабата; если сконденсированная влага целиком выпадает, то кривая состояния частицы — *псевдоадиабата*.

Из качественно физических представлений и теории (масса капля воды мала по сравнению с массой воздуха) вытекает, что различие между влажной адиабатой и псевдоадиабатой несущественно. Это значит, что практически псевдоадиабатический подъем частицы может быть заменен влажноадиабатическим подъемом. Но наблюдается принципиальное различие в опускании воздушных частиц, поднявшихся до некоторого уровня влажности и псевдоадиабатически. Влажноадиабатический процесс обратимый: кривой состояния частицы при подъеме и опускании служит одна и та же влажная адиабата. Псевдоадиабатический процесс необратимый: кривой стратификации частицы при подъеме служит псевдоадиабата, а при опускании — сухая адиабата, в результате чего температура частицы после возвращения на исходный уровень оказывается выше, чем она была до подъема.

Псевдоэквивалентной температурой T_p влажной частицы называется такая температура, которую принимает эта частица, если ее поднять сухоадиабатически до уровня конденсации, псевдоадиабатически до полной конденсации водяного пара (практически до

того уровня, где сухая и влажная адиабаты пойдут параллельно), а затем опустить сухоадиабатически до исходного уровня (точка N).

Псевдопотенциальной температурой Θ_p называется такая температура, которую принимает частица воздуха, если ее после псевдоадиабатического подъема до полной конденсации водяного пара опустить сухоадиабатически до уровня 1000 гПа (точка M).

При адиабатических процессах в сухом или влажном ненасыщенном воздухе, как уже отмечалось, сохраняет постоянное значение потенциальная температура Θ . Действительно, на каком бы уровне ни находилась частица между точками A и K (см. рис. 4.4), ее потенциальная температура постоянна. Но если частица достигает состояния насыщения и поднимается выше уровня конденсации, то, как это следует из рис. 4.4, потенциальная температура этой частицы начинает расти. Это значит, что потенциальная температура уже не может служить консервативной характеристикой воздушной массы, если имеет место конденсация. Но в то же время, согласно рис. 4.4, где бы ни находилась влажная частица, если перемещение ее происходит адиабатически, *псевдопотенциальная температура этой частицы сохраняет постоянное значение*.

Таким образом, псевдопотенциальная температура служит консервативной характеристикой как сухоадиабатического, так и псевдоадиабатического (практически и влажноадиабатического) процесса. Изменение же Θ_p служит количественным критерием неадиабатических воздействий (притока тепла) на воздушную массу. Эти свойства консервативности потенциальной и псевдопотенциальной температур широко используются в так называемом *изэнтропическом анализе*.

Не останавливаясь на выводе точной формулы, получим приближенную формулу для вычисления T_p , которой можно пользоваться на практике. Температура частицы в точке N (см. рис. 4.4) оказалась выше температуры частицы в исходном положении благодаря теплоте, выделившейся при конденсации водяного пара. Представим T_p в виде суммы $T_p = T + \Delta T_p$, где ΔT_p — *эквивалентный добавок*. В результате псевдоадиабатического процесса сконденсировалась масса водяного пара, равная s . При этом выделилось количество тепла, равное Ls . Температура частицы повысилась при этом на ΔT_p . Отсюда $Ls \approx c_p \Delta T_p$ или $\Delta T_p = \frac{L}{c_p} s$. Так

как $L \approx 2,5 \cdot 10^6$ Дж/кг, $c_p \approx 10^3$ Дж/(кг·К), то $\Delta T_p = 2,5s$, $T_p = T + 2,5s$, причем здесь s в ‰. Зная T_p , нетрудно рассчитать псевдопотенциальную температуру по формуле

$$\Theta_p = T_p (1000/p)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

Такой же консервативной характеристикой, как и Θ_p , является *потенциальная температура смоченного термометра* Θ' . Это температура, которую принимает влажная частица, если ее опустить влажноадиабатически с уровня конденсации z_k до уровня $p = 1000$ гПа (точка L на рис. 4.4).

Энергия неустойчивости. По данным температурного зондирования атмосферы (с помощью радиозонда, самолета, ракеты) на аэрологическую диаграмму наносится *кривая стратификации* атмосферы над данным пунктом. Для каждого подъема, кроме кривой стратификации, строится кривая состояния¹. Как правило, кривые стратификации и состояния не совпадают. Вследствие этого адиабатически поднимающаяся частица на каждом уровне будет иметь температуру и плотность, отличающиеся от температуры и плотности атмосферы ($T_i \neq T_e$, $\rho_i \neq \rho_e$).

На каждом уровне на частицу, имеющую плотность, отличную от плотности окружающей среды, действует сила плавучести. Работа, которую совершает эта сила при вертикальном смещении частицы единичной массы на элементарное расстояние dz , согласно (5.1), равна

$$dE_i = g \frac{T_i - T_e}{T_e} dz. \quad (11.1)$$

Воспользовавшись основным уравнением статики, перепишем формулу (11.1) в следующем виде:

$$dE_i = -R(T_i - T_e) dp/p. \quad (11.2)$$

На аэрологической диаграмме

$$dy \sim -\frac{\kappa-1}{\kappa} p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}-1} dp = -\frac{\kappa-1}{\kappa} p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \frac{dp}{p}.$$

Поэтому формулу (11.2) перепишем в виде

$$dE_i = B(T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}, \quad (11.3)$$

где B — некоторая постоянная.

Работа, совершенная силой плавучести при конечном перемещении частицы от уровня $y_1(p_1)$ до уровня $y_2(p_2)$, равна

$$E_i = B \int_{y_1}^{y_2} (T_i - T_e) \frac{dy}{p^{0,286}}. \quad (11.4)$$

¹ Наиболее часто кривая состояния строится для частиц, находящихся вблизи земной поверхности. Однако строят также кривые состоя-

ния для частиц, располагающихся на других уровнях (например, 850 гПа).

Работа E_i , совершаемая силой плавучести при адиабатическом подъеме единичной массы воздуха от нижней границы данного слоя до верхней, носит название *энергии неустойчивости этого слоя*.

Произведение $(T_i - T_e)dy$ представляет собой на аэрологической диаграмме элементарную площадь, заключенную между кривыми состояния T_i и стратификации T_e , с одной стороны, и между двумя изобарами y и $y + dy$ — с другой. Однако формула (11.3) показывает, что коэффициент пропорциональности между приращением энергии неустойчивости dE_i и площадью $(T_i - T_e)dy$ зависит от давления (ординаты). Поэтому на аэрологической диаграмме построена дополнительная шкала, позволяющая определять по небольшим площадкам, на которые разбивается общая площадь (заключенная между кривыми T_i и T_e), энергию неустойчивости. На этой шкале нанесены значения энергии неустойчивости, соответствующие (при фиксированном давлении) единичной площади аэрологической диаграммы. В согласии с формулой (11.3) чем меньше давление, тем больше энергия неустойчивости, отвечающая единичной площади.

В отношении знака энергии неустойчивости возможны три различных случая.

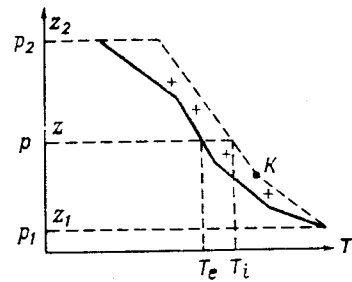


Рис. 4.5. К определению энергии неустойчивости (случай $E_i > 0$).

1. Кривая состояния на всех уровнях лежит правее кривой стратификации (рис. 4.5). Тогда на всех уровнях $T_i > T_e$ и, согласно (11.4), $E_i > 0$, т. е. энергия неустойчивости *положительная*. При этом в нижних слоях атмосферы стратификация, как правило, неустойчивая ($\gamma > \gamma_a$), а в более высоких слоях может быть устойчивой. Большая энергия неустойчивости способствует развитию в атмосфере мощных конвективных движений, приводящих к образованию кучевых и кучево-дождевых облаков. Такие условия в атмосфере создаются летом в дневные часы.

2. Кривая состояния на всех уровнях лежит левее кривой стратификации. Тогда на любом уровне $T_i < T_e$ и, согласно (11.4), $E_i < 0$, т. е. энергия неустойчивости *отрицательная*. В этом случае перемещение частицы по вертикали вверх затруднено или полностью исключено, конвективные движения воздуха при этом не наблюдаются.

3. Кривая состояния располагается справа от кривой стратификации в одних слоях и слева — в других. В этом случае энергия неустойчивости *положительна* в первых слоях и *отрицательна* во вторых. Общий запас энергии неустойчивости находится как алгебраическая сумма энергий неустойчивости отдельных слоев.

Вопрос о стратификации атмосферы по отношению к сухоадиабатическому процессу рассмотрен в п. 5. Поскольку выше уровня конденсации частица воздуха находится уже в насыщенном состоянии, то на этих уровнях стратификацию атмосферы следует оценивать по отношению к влажноадиабатическому процессу. При этом, как и в случае сухоадиабатического процесса, возможны три различных вида стратификации атмосферы: а) $\gamma > \gamma'_a$ — влажноустойчивая; б) $\gamma = \gamma'_a$ — влажнобезразличная; в) $\gamma < \gamma'_a$ — влажноустойчивая.

12 Стратификация атмосферы по отношению к влажноадиабатическому и сухоадиабатическому движению частицы

По отношению к сухоадиабатическому и влажноадиабатическому движению возможны следующие пять видов стратификации атмосферы: а) $\gamma > \gamma_a > \gamma'_a$ — сухо- и влажноустойчивая, или *абсолютно неустойчивая*; б) $\gamma_a = \gamma > \gamma'_a$ — сухобезразличная и влажноустойчивая; в) $\gamma_a > \gamma > \gamma'_a$ — сухоустойчивая и влажноустойчивая, или *условно устойчивая*; г) $\gamma_a > \gamma = \gamma'_a$ — сухоустойчивая и влажнобезразличная; д) $\gamma < \gamma'_a < \gamma_a$ — сухо- и влажноустойчивая, или *абсолютно устойчивая* стратификация.

Большой интерес представляет изменение стратификации больших объемов (слоев) воздуха при их подъеме или опускании. Стратификация слоя влажного воздуха, движущегося по вертикали как единое целое, может существенно изменяться в сторону устойчивости или неустойчивости. Движение слоя как целого часто наблюдается в атмосфере (при восходящем движении воздушной массы вдоль фронтальных поверхностей, при переваливании через горные хребты и в других случаях). Изменение стратификации слоя при его подъеме зависит от распределения в нем влажности по вертикали.

Характерные случаи изменения стратификации слоя при вертикальном движении представлены на рис. 4.6 и 4.7. На этих рисунках кривая AB иллюстрирует распределение температуры внутри слоя до подъема. Вертикальный градиент температуры $\gamma < \gamma'_a$ (слой абсолютно устойчив). Но в первом случае (рис. 4.6) относительная влажность в нижней части (точка A) значительно больше, чем в верхней части слоя (точка B). Поэтому частица A , быстро достигнув уровня конденсации, начнет затем подниматься по влажной адиабате, более медленно охлаждаясь. Частица же B при подъеме слоя будет длительное время подниматься по сухой адиабате, и когда она достигнет уровня конденсации (точка B'), стратификация слоя, характеризуемая кривой $A'B'$, окажется влажно-

неустойчивой ($\gamma > \gamma'_a$). Поскольку воздух к этому времени станет насыщенным, слой в целом приобретет неустойчивую стратификацию. Если относительная влажность внутри слоя растет с высотой (рис. 4.7), то при адиабатическом подъеме стратификация его становится более устойчивой.

В первом случае стратификация слоя называется *потенциально неустойчивой*, а во втором — *потенциально устойчивой*. Различать эти два типа устойчивости можно по состоянию частиц воздуха, расположенных на верхней и нижней границах слоя.

При потенциально неустойчивой стратификации слоя влажная адиабата, по которой частица воздуха, расположенная на нижней

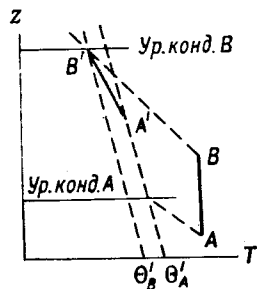


Рис. 4.6. Потенциальная неустойчивость.

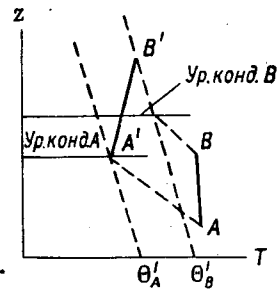


Рис. 4.7. Потенциальная устойчивость.

границе слоя, поднимается выше уровня конденсации, лежит справа от влажной адиабаты, проходящей через уровень конденсации частицы на верхней границе слоя (см. рис. 4.6), т. е. $\theta'_A > \theta'_B$ (θ' — потенциальная температура смоченного термометра).

В случае потенциально устойчивой стратификации имеет место обратное расположение влажных адиабат, проходящих через уровни конденсации (см. рис. 4.7), т. е. $\theta'_A < \theta'_B$. Изменение стратификации слоя при подъеме его как целого имеет большое значение для образования облачности и развития конвективных движений внутри облаков.

Согласно уравнению (5.1), ускорение частицы определяется разностью плотностей частицы и окружающего ее воздуха. Однако во всех предыдущих рассуждениях об устойчивости атмосферы не учитывалось влияние влажности на плотности частицы и воздуха. В большинстве случаев с этим влиянием можно действительно не считаться. Однако при достаточно высоких температуре и относительной влажности воздуха этот эффект может оказаться существенным. В таких случаях в согласии с результатами п. 4 главы I во всех соотношениях этой главы нужно заменить кинетическую

температуру T на виртуальную T_v . В частности, вместо вертикальных градиентов температуры γ следует пользоваться вертикальными градиентами виртуальной температуры γ_v :

$$\gamma_v = (1 + 0,608s) \gamma - 0,608T (\partial s / \partial z).$$

Поскольку обычно $\partial s / \partial z < 0$, то $\gamma_v > \gamma$.

Если учитывается влияние влажности на плотность частицы, то сухоадиабатический градиент γ_a также должен быть заменен на градиент виртуальной температуры частицы:

$$\gamma_{vi} = - \frac{\partial T_{vi}}{\partial z} = (1 + 0,608s_i) \gamma_a - 0,608T_i \frac{\partial s_i}{\partial z}.$$

Критерии устойчивости атмосферы с учетом влияния влажности на плотность принимают вид: $\gamma_v < \gamma_{vi}$, $\gamma_v = \gamma_{vi}$ и $\gamma_v > \gamma_{vi}$.

13 Метод слоя

Метод частицы и установленный на его основе критерий устойчивости предполагают, что изолированная частица движется в неподвижной окружающей среде. В действительности же при развитии вертикальных движений отдельных частиц окружающая атмосфера не остается неподвижной. Как правило, перемещение частиц вверх вызывает компенсационное нисходящее движение окружающей среды. Влияние этих движений на условия устойчивости в атмосфере учитывается в *методе слоя*, теоретические основы которого заложены в 1938—1939 гг. Я. Бьеркнесом и С. Петтерсенем. Дальнейшее развитие этот метод получил в работах Н. С. Шишкина.

Выделим в атмосфере некоторый достаточно распространенный по горизонтали и вертикали объем (слой), в пределах которого наблюдается восходящее и нисходящее движение воздуха. Пусть восходящим движением со скоростью w' ($w' < 0$) охвачен вертикальный столб с поперечным сечением S' , а нисходящее движение со скоростью w'' ($w'' < 0$) наблюдается в окружающем этот столб кольце, горизонтальное сечение которого S'' . Теория метода слоя строится при следующих основных предположениях: а) все изменения величин внутри выделенного слоя происходят адиабатически; б) адвективные изменения величин отсутствуют; в) масса воздуха выше любого уровня не изменяется. Последнее означает, что потоки массы воздуха через сечения S' и S'' равны:

$$\rho' S' w' = -\rho'' S'' w''. \quad (13.1)$$

Здесь ρ' и ρ'' — плотность воздуха в восходящем и нисходящем потоках соответственно. Поскольку $\rho' \approx \rho''$, то соотношение (13.1) принимает вид

$$S' w' = -S'' w''. \quad (13.2)$$

Для вывода критерия устойчивости по методу слоя необходимо оценить разность ΔT температур восходящего (T') и нисходящего (T'') потоков ($\Delta T = T' - T''$) на некотором уровне z , которая характеризует силу плавучести восходящего потока. Очевидно, при $\Delta T > 0$ восходящий поток будет ускоряться (состояние неустойчивое), а при $\Delta T < 0$ — замедляться (состояние устойчивое). Чтобы оценить разность ΔT , проведем некоторые рассуждения.

Пусть за некоторый промежуток времени Δt на уровень z придут частицы восходящего потока с нижележащего уровня z_1 , где температура воздуха T_1 . За то же время в нисходящем потоке на уровень z придут частицы с некоторого вышележащего уровня z_2 , где температура воздуха T_2 . Поскольку подъем и опускание происходят адиабатически, то можем записать:

$$T' = T_1 - \gamma' (z - z_1), \quad (13.3)$$

$$T'' = T_2 + \gamma'' (z_2 - z). \quad (13.4)$$

Здесь γ' и γ'' — адиабатические градиенты в восходящем и нисходящем потоках соответственно.

С другой стороны,

$$z - z_1 = w' \Delta t, \quad (13.5)$$

$$z_2 - z = -w'' \Delta t. \quad (13.6)$$

С учетом соотношений (13.3) — (13.6) формула для разности ΔT температур на уровне z принимает вид

$$\Delta T = T_1 - T_2 - (\gamma' w' - \gamma'' w'') \Delta t. \quad (13.7)$$

В то же время, если γ — градиент стратификации внутри выделенного слоя, то

$$T_1 - T_2 = \gamma (z_2 - z_1) = \gamma (z_2 - z) + \gamma (z - z_1) = \gamma \Delta t (w' - w'').$$

Подставив это выражение в (13.7), получим

$$\Delta T = [\gamma (w' - w'') - (\gamma' w' - \gamma'' w'')] \Delta t. \quad (13.8)$$

Если еще воспользоваться соотношением (13.2), то последнюю формулу можно переписать в следующем окончательном виде:

$$\Delta T = \left[(\gamma - \gamma') + \frac{S'}{S''} (\gamma - \gamma'') \right] w' \Delta t. \quad (13.9)$$

Проанализируем несколько частных случаев.

1. Восходящий и нисходящий потоки не насыщены. В этом случае $\gamma' = \gamma'' = \gamma_a$ и формула (13.9) принимает вид

$$\Delta T = (\gamma - \gamma_a) \left(1 + \frac{S'}{S''} \right) w' \Delta t.$$

Знак разности ΔT в этом случае совпадает со знаком разности $\gamma - \gamma_a$: $\Delta T > 0$ при $\gamma > \gamma_a$, $\Delta T < 0$ при $\gamma < \gamma_a$. Таким образом, кри-

терии устойчивости по методу частицы и методу слоя в этом случае дают один и тот же результат.

2. Восходящий и нисходящий потоки насыщены. В этом случае $\gamma' = \gamma'' = \gamma'_a$ и

$$\Delta T = (\gamma - \gamma'_a) \left(1 + \frac{S'}{S''} \right) w' \Delta t.$$

Здесь также критерии устойчивости по методу слоя и методу частицы совпадают: $\Delta T > 0$ при $\gamma > \gamma'_a$ и $\Delta T < 0$ при $\gamma < \gamma'_a$.

3. Восходящий поток насыщен, а нисходящий — не насыщен. В этом случае $\gamma' = \gamma'_a$, $\gamma'' = \gamma_a$, а формула (13.9) принимает вид

$$\Delta T = \left[(\gamma - \gamma'_a) + \frac{S'}{S''} (\gamma - \gamma_a) \right] w' \Delta t. \quad (13.10)$$

Этот случай представляет наибольший практический интерес. Он соответствует развитию кучевых облаков.

Из формулы (13.10) видно, что независимо от размеров потоков $\Delta T > 0$ при $\gamma > \gamma'_a$ и $\Delta T < 0$ при $\gamma < \gamma'_a$. Таким образом, критерии устойчивости по методу слоя и частицы совпадают и в этом случае, если стратификация абсолютно неустойчивая ($\gamma > \gamma_a$) или абсолютно устойчивая ($\gamma < \gamma'_a$). Однако наиболее часто при развитии облаков наблюдается условно устойчивая стратификация, когда γ заключено между γ'_a и γ_a : $\gamma'_a < \gamma < \gamma_a$. Анализ формулы (13.10) показывает, что знак ΔT при такой стратификации зависит не только от γ , но и от отношения S'/S'' .

Введем понятие *критического градиента* $\gamma_{кр}$, при котором $\Delta T = 0$. Приравнявая первый множитель в правой части (13.10) нулю, найдем выражение для этого градиента:

$$\gamma_{кр} = \frac{\gamma'_a + \gamma_a (S'/S'')}{1 + S'/S''}. \quad (13.11)$$

Критический градиент близок к γ'_a при малых значениях S'/S'' и приближается к γ_a при больших значениях S'/S'' .

Критерий устойчивости по методу слоя теперь можно сформулировать так: атмосфера неустойчива при $\gamma > \gamma_{кр}$ (поскольку в этом случае $\Delta T > 0$) и устойчива при $\gamma < \gamma_{кр}$ (поскольку $\Delta T < 0$). Эти же неравенства можно переписать в виде:

$$\frac{S'}{S''} < \frac{\gamma - \gamma'_a}{\gamma_a - \gamma} \quad \text{при } \Delta T > 0, \quad (13.12)$$

$$\frac{S'}{S''} > \frac{\gamma - \gamma'_a}{\gamma_a - \gamma} \quad \text{при } \Delta T < 0. \quad (13.13)$$

Таким образом, при условно устойчивой стратификации атмосфера неустойчива для частиц малого размера (для них отношение S'/S'' мало и удовлетворяет первому из этих неравенств) и устойчива для частиц большого размера (справедливо второе неравенство). В таких случаях говорят, что атмосфера *избирательно (селективно) неустойчива*.

Размеры частиц, для которых атмосфера неустойчива, зависят от γ . Если γ близко к γ'_a , то атмосфера неустойчива только по отношению к очень малым частицам (возмущениям) и только они будут ускоренно перемещаться по вертикали. В приложении к облакам это будет означать, что они занимают небольшую часть небесного свода и слабо развиты по вертикали.

Если γ близко к γ_a , то атмосфера неустойчива для более широкого диапазона размеров частиц. В этом случае кучевые облака занимают значительную часть небесного свода, причем наблюдаются как сильно, так и слабо развитые по вертикали облака.

Возможно и такое положение, когда в процессе развития облака неустойчивое состояние ($\Delta T > 0$ — сила плавучести положительная) сменяется устойчивым ($\Delta T < 0$). В самом деле, пока поперечное сечение облака невелико, выполняется неравенство (13.12). Но как только площадь сечения облака увеличится настолько, что будет выполняться неравенство (13.13), сила плавучести будет направлена вниз ($\Delta T < 0$).

Под влиянием отрицательной силы плавучести происходит смена восходящего движения в облаке на нисходящее. Нисходящее же движение в свою очередь способствует более быстрому выпадению осадков и увеличению их интенсивности.

Кроме рассмотренных в этой главе методов частицы и слоя, предложены другие методы анализа устойчивости атмосферы (в частности, основанные на понятии числа Ричардсона, на теории турбулентных струй и др.).

Таким образом, солнечные лучи, солнечная радиация, являются для Земли единственным практически важным источником энергии (тепла).

И сам человек, существование которого обусловлено поглощением растительной и животной пищи, всем своим бытием обязан солнечным лучам.

Почти все процессы, происходящие на земле, в атмосфере и в воде, обусловлены наличием солнечной энергии.

Н. Н. Калитин (1947 г.)

Раздел II

Радиационный режим атмосферы

Глава 5. Солнечная радиация

Основные законы излучения. Солнце и солнечная постоянная. Распределение солнечной радиации по земному шару при отсутствии атмосферы

Глава 6. Ослабление солнечной радиации

Поглощение солнечной радиации в атмосфере Земли. Рассеяние солнечной радиации в атмосфере. Законы ослабления солнечной радиации в земной атмосфере. Прямая солнечная радиация. Рассеянная радиация. Суммарная радиация. Альbedo

Глава 7. Излучение Земли и атмосферы

Излучение земной поверхности. Излучение атмосферы. Полуэмпирические формулы для излучения атмосферы и эффективного излучения земной поверхности. Влияние облачности на встречное и эффективное излучение. Суточный и годовой ход эффективного излучения

Глава 8. Радиационный баланс земной поверхности и атмосферы

Радиационный баланс земной поверхности. Радиационный баланс атмосферы и системы земная поверхность—атмосфера

Глава 5 Солнечная радиация

Энергия, излучаемая Солнцем, носит название *солнечной радиации*. Поступая на Землю, солнечная радиация в большей своей части превращается в тепло.

Практически солнечная радиация является единственным источником энергии для Земли и атмосферы. По сравнению с солнечной энергией значение других источников энергии для Земли ничтожно мало. Например, температура Земли в среднем с глубиной возрастает (примерно на 1°C на каждые 35 м). Благодаря этому поверхность Земли получает некоторое количество тепла из внутренних частей. Подсчитано, что в среднем 1 см^2 земной поверхности получает из внутренних частей Земли около 220 Дж в год. Это количество в 5000 раз меньше тепла, получаемого от Солнца. Некоторое количество тепла Земля получает от звезд и планет, но и оно во много раз (приблизительно в 30 млн.) меньше тепла, поступающего от Солнца.

Количество энергии, посылаемой Солнцем на Землю, огромно. Так, мощность потока солнечной радиации, поступающей на площадь в 10 км^2 , составляет в летний безоблачный день (с учетом ослабления атмосферой) 7—9 млн. кВт. Это больше, чем мощность Красноярской ГЭС. Количество лучистой энергии, поступающей от Солнца за 1 с на площадь $15 \times 15\text{ км}$ (это меньше площади Ленинграда) в околополуденные часы летом, превышает мощность всех электростанций Советского Союза в 1970 г. (166 млн. кВт). В Средней Азии приход только прямой солнечной радиации в среднем за год превышает $4,1868 \cdot 10^{12}\text{ кДж/км}^2$. Лучистая энергия, поступающая на площадь $30 \times 30\text{ км}$ за год, достигает $3,8 \times 10^{15}\text{ кДж}$. Это больше количества энергии, выработанной в СССР в 1972 г. ($3,1 \cdot 10^{15}\text{ кДж}$). Из этого огромного количества энергии непосредственно используется человеком лишь ничтожно малая часть.

В последнее время все более настойчиво подчеркивается мысль о необходимости использования солнечной радиации в качестве основного источника энергии на Земле. Современные достижения химии дают основание допустить, что в не столь отдаленном будущем удастся разрешить проблему фотосинтеза вне растений. Если коэффициент использования солнечной энергии будет поднят до 20% (это примерно вдвое больше, чем максимальный к. п. д. фотосинтеза в растениях), то, согласно оценкам, на площади 10^7 км^2

при среднем значении потока солнечной радиации $7,1 \cdot 10^{12}\text{ кДж/км}^2$ в год (такие значения характерны для юга Европы и Северной Африки) можно получить количество энергии (энергетический урожай), равное $1,4 \cdot 10^{19}\text{ кДж}$ в год.

В результате сжигания всех добытых на Земле в 1970 г. горючих ископаемых (уголь, нефть, газ) получено $2,3 \cdot 10^{17}\text{ кКж}$. Таким образом, использование солнечной радиации позволило бы увеличить энергетические ресурсы Земли примерно в 60 раз.

Отметим, что проблема обеспечения человечества энергией в будущем вызывает озабоченность уже сегодня: запасы горючих ископаемых на Земле безграничны. Если допустить, что темпы роста добычи топлива (приблизительно удвоение ее за каждые 20 лет) сохранятся и в будущем, то, как показывают оценки, через 80—140 лет будут исчерпаны все запасы горючих ископаемых. Темпы добычи нефти и газа еще более высоки: они удваиваются примерно каждые 10 лет. К тому же мировые запасы нефти и газа примерно в 5 раз меньше, чем угля. Если так будет продолжаться, то эти важнейшие для транспорта и химии источники сырья будут исчерпаны еще при жизни нынешнего поколения молодых людей.

«Таким образом,— отмечает академик Н. Н. Семенов,— над человечеством нависает настоящая катастрофа — энергетический голод. Мы — люди, живущие сейчас,— бездумно расходует запасы ценнейшего сырья, которое понадобится будущим поколениям людей для обеспечения производства химических препаратов, органических материалов, моющих средств и т. п. Поэтому нашей задачей... является решение вопроса об иных, новых, более эффективных путях обеспечения человечества энергией». Такими новыми источниками энергии могут служить термоядерные реакции и Солнце. Однако получение атомной энергии ограничено залежами урана, а также возможностью перегрева земной поверхности и атмосферы в результате выделения тепла в термоядерных реакторах. Никаких ограничений не существует в отношении использования солнечной радиации, которую акад. Н. Н. Семенов считает основным источником энергии на Земле в будущем.

1 Основные понятия и законы излучения

Всякое излучение сопровождается потерями энергии излучающего тела. В метеорологии в основном рассматривается температурное, или тепловое, излучение. Энергия излучения составляет часть внутренней энергии излучающего тела. При излучении запас внутренней энергии в теле уменьшается, что приводит к понижению температуры. Но излучающее тело в свою очередь поглощает энергию, идущую к нему со стороны всех других окружающих тел.

Изменение теплового состояния тела при наличии одного лишь *лучистого* теплообмена определяется разностью между излучаемой и поглощаемой энергией. Простейшими свойствами обладает так называемое *равновесное тепловое излучение*, при котором тело излучает столько же энергии, сколько и поглощает. Тепловое состояние тела в этом случае не изменяется. В реальных условиях излучение, как правило, носит неравновесный характер. Но если изменение температуры тела происходит медленно, то законы излучения будут близки к законам равновесного излучения.

Как и для других видов энергии, единицей лучистой энергии в СИ служит джоуль (Дж). Основной количественной характеристикой поля излучения служит поток лучистой энергии.

Пусть через площадку dS поверхности тела в единицу времени излучается во все стороны количество лучистой энергии $d\Phi$. Количество энергии, излучаемой телом через единичную поверхность в единицу времени во всех направлениях (в пределах полусферы), носит название поверхностной плотности лучистого потока или энергетической светимости (при поступлении энергии от других тел — энергетической освещенности). В дальнейшем эту величину будем называть кратко — *лучистым потоком* или *потоком радиации*. Обозначив этот поток через F , запишем

$$F = d\Phi/dS. \quad (1.1)$$

Под потоком радиации будем понимать также количество энергии, которое проходит через единичную поверхность в единицу времени, хотя эта энергия поступила от других тел (не связанных с рассматриваемой поверхностью). Единицей потока радиации в системе СИ служит Дж/(м²·с) или Вт/м².

Для полной энергетической характеристики потока лучистой энергии необходимо указать распределение энергии по длинам волн. Для этого выделим в общем потоке элементарный участок в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$. Количество энергии $d\Phi_\lambda$ в интервале от λ до $\lambda + d\lambda$, излучаемой с поверхности dS , пропорционально dS и $d\lambda$:

$$d\Phi_\lambda = F_\lambda d\lambda dS. \quad (1.2)$$

Величина F_λ характеризует плотность распределения лучистой энергии по длинам волн вблизи данной длины волны λ . Она носит название спектральной *плотности потока радиации* или *излучательной способности* тела; ее единица — Вт/(м²·мкм). Величину F_λ часто называют также монохроматическим потоком.

Полный поток радиации F всех длин волн, очевидно, выразится интегралом

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda. \quad (1.3)$$

Пусть на тело падает монохроматический поток радиации F_λ , часть которого поглощается телом (F'_λ), часть отражается (F''_λ) и часть проходит сквозь него (F'''_λ). Очевидно,

$$F'_\lambda + F''_\lambda + F'''_\lambda = F_\lambda. \quad (1.4)$$

Разделив обе части этого равенства на F_λ , получим

$$\frac{F'_\lambda}{F_\lambda} + \frac{F''_\lambda}{F_\lambda} + \frac{F'''_\lambda}{F_\lambda} = 1. \quad (1.5)$$

Первый член в левой части этого соотношения называют *поглощательной способностью* тела или относительным коэффициентом поглощения ($a_\lambda = F'_\lambda/F_\lambda$), второй — *отражательной способностью* или альбедо ($r_\lambda = F''_\lambda/F_\lambda$) и третий — относительным коэффициентом *пропускания* ($d_\lambda = F'''_\lambda/F_\lambda$). Следовательно,

$$a_\lambda + r_\lambda + d_\lambda = 1. \quad (1.6)$$

Эти величины безразмерны и изменяются от 0 до 1.

Коэффициенты поглощения, отражения и пропускания зависят в общем случае от длины волны. Оконное стекло, например, прозрачно только для видимых лучей, а для ультрафиолетовых и инфракрасных почти непрозрачно.

Это свойство тел называется *селективностью* (*избирательностью*) *поглощения* (*отражения, пропускания*). Особенно резко выражены свойства селективности поглощения у газов (кислорода, водяного пара, углекислого газа, озона). Каждый газ имеет свой достаточно сложный спектр поглощения (a_λ является функцией длины волны).

Если для всех длин волн $a_\lambda = 1$, то $r_\lambda = d_\lambda = 0$; это значит, что вся падающая лучистая энергия полностью поглощается телом. Такие тела называются *абсолютно черными*.

Если $r_\lambda = 1$, то $a_\lambda = d_\lambda = 0$, т. е. вся падающая лучистая энергия отражается. При этом, если отражение правильное (т. е. подчиняется законам геометрической оптики), тела называются *зеркальными*, если же отражение диффузное — *абсолютно белыми*.

Большинство твердых тел для радиации непрозрачно, т. е. для них $d_\lambda = 0$. В таком случае

$$a_\lambda + r_\lambda = 1. \quad (1.7)$$

Из соотношения (1.7) следует, что если тело хорошо отражает лучистую энергию, то плохо ее поглощает, и наоборот. В случае непрозрачного тела из общего потока F_λ часть его, равная

$$F'_\lambda = a_\lambda F_\lambda, \quad (1.8)$$

поглощается, а другая часть,

$$F_{\lambda}'' = r_{\lambda} F_{\lambda} = (1 - a_{\lambda}) F_{\lambda}, \quad (1.9)$$

отражается.

Введенные коэффициенты a_{λ} , r_{λ} и d_{λ} характеризуют свойства поглощения, отражения и пропускания тела в целом. Наряду с ними необходимо ввести также характеристики, которые определяют бы свойства поглощения (ослабления) и пропускания в слое некоторой конечной толщины.

Пусть в слой, содержащий поглощающее радиацию вещество массой m , входит монохроматический поток $F_{\lambda}(0)$. Поток, вышедший из слоя, обозначим через $F_{\lambda}(m)$. Тогда функция поглощения (ослабления) определяется как безразмерное отношение

$$A_{\lambda}(m) = \frac{F_{\lambda}(0) - F_{\lambda}(m)}{F_{\lambda}(0)} = 1 - \frac{F_{\lambda}(m)}{F_{\lambda}(0)}; \quad (1.10)$$

функция пропускания — как отношение

$$P_{\lambda}(m) = F_{\lambda}(m)/F_{\lambda}(0). \quad (1.11)$$

Из соотношений (1.10) и (1.11) вытекает, что для функций поглощения и пропускания всегда выполняется равенство

$$A_{\lambda}(m) + P_{\lambda}(m) = 1. \quad (1.12)$$

Опыт показал, что между излучательной F_{λ} и поглощательной a_{λ} способностями тела имеется вполне определенная связь. Отношение излучательной способности к поглощательной в условиях термодинамического равновесия не зависит от природы тела: оно является для всех тел одной и той же функцией $B(\lambda, T)$ длины волны λ и температуры T (закон Кирхгофа):

$$\frac{F_{\lambda}}{a_{\lambda}} = B(\lambda, T). \quad (1.13)$$

Для черного тела $a_{\lambda} = 1$. Излучательная способность такого тела, согласно (1.13), равна $B(\lambda, T)$, т. е.

$$(F_{\lambda})_{\text{ч.т.}} = B(\lambda, T). \quad (1.14)$$

Таким образом, функция $B(\lambda, T)$ в законе Кирхгофа представляет собой излучательную способность абсолютно черного тела.

В природе абсолютно черных тел не существует. Для всех реальных тел $a_{\lambda} < 1$. Согласно закону Кирхгофа, это означает, что все реальные тела излучают энергии меньше, чем абсолютно черное тело (при той же температуре).

Как указывалось, многие тела, особенно газы, обладают селективным поглощением. Поэтому в согласии с законом Кирхгофа

они и излучают энергию лишь вполне определенных длин волн, а энергия тех длин волн, которая не поглощается, телами и не излучается.

Аналитический вид функции $B(\lambda, T)$ был установлен в 1900 г. немецким физиком М. Планком. Исходя из представлений о квантовом характере процесса излучения, он для излучательной способности абсолютно черного тела (в полусфере) нашел функцию следующего вида:

$$B(\lambda, T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1}, \quad (1.15)$$

где $c_1 = 3,7418 \cdot 10^{-16}$ Вт·м² и $c_2 = 1,438\,786 \cdot 10^{-2}$ м·К — первая и вторая постоянная излучения, T — абсолютная температура тела (в кельвинах).

Графически распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела по длинам волн при разных температурах представлено на рис. 5.1. Каждая кривая, соответствующая определенной температуре, имеет максимум, который при возрастании температуры смещается в сторону более коротких волн и становится более острым. Длина волны λ_m , на которую приходится максимум излучательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна температуре T (закон смещения длины волны, или закон Вина):

$$\lambda_m = c'/T, \quad (1.16)$$

где $c' = 0,289\,76 \cdot 10^{-2}$ м·К — постоянная.

При низких температурах максимум излучательной способности лежит в области более длинных волн и тело испускает преимущественно невидимые (инфракрасные) лучи. В этом случае доля энергии, приходящаяся на видимые лучи, так мала, что излучение практически не воспринимается глазом.

Около 99 % энергии, излучаемой черным телом при температуре земной поверхности ($T \approx 288$ К), приходится на интервал длин волн 3—80 мкм с максимумом излучения при $\lambda_m \approx 10$ мкм. Максимум излучения Солнца приходится на длину волны $\lambda_m = 0,4738$ мкм (синий цвет).

Излучательная способность черного тела быстро возрастает с температурой (см. рис. 5.1). При этом кривая излучательной способности, соответствующая более низкой температуре, располагается под кривой, соответствующей более высокой температуре.

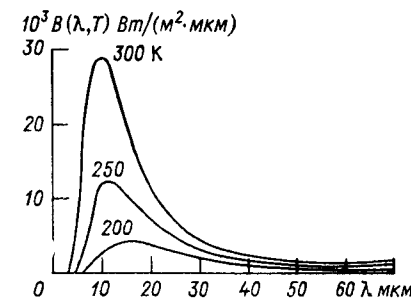


Рис. 5.1. Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела (кривая Планка).

Это значит, что для всех длин волн выполняется неравенство $B(\lambda, T_2) > B(\lambda, T_1)$, если $T_2 > T_1$.

Полный поток излучения абсолютно черного тела находится с помощью интеграла

$$B = \int_0^{\infty} B(\lambda, T) d\lambda.$$

Подставив $B(\lambda, T)$ по (1.15) и выполнив интегрирование, найдем

$$B = \sigma T^4, \quad (1.17)$$

где $\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) — постоянная Стефана—Больцмана.

Согласно формуле (1.17), поток излучения B абсолютно черного тела возрастает пропорционально четвертой степени абсолютной температуры тела. Закон (1.17) до открытия Планка был установлен экспериментально Стефаном и теоретически Больцманом.

Второй закон Вина устанавливает, что максимальная излучательная способность абсолютно черного тела $B(\lambda_m, T)$ возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры:

$$B(\lambda_m, T) = c'' T^5, \quad (1.18)$$

где $c'' = 1,301 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵).

Соотношения (1.13), (1.15), (1.16) и (1.17) выражают основные законы температурного излучения.

Наряду с понятием абсолютно черного тела вводится понятие *серого тела*. Серым телом называют такое тело, поглощательная способность a_λ которого для всех длин волн одинакова: $a_\lambda = a = \text{const}$. Таким образом, излучательная способность серого тела при всех длинах волн составляет одну и ту же часть от излучательной способности абсолютно черного тела, а поток излучения серого тела $F = aB$.

Показатели ослабления. Наряду с функцией ослабления радиации $A_\lambda(m)$, которая характеризует потерю энергии в слое конечной толщины (массы), вводятся и широко используются понятия *показателей ослабления, поглощения и рассеяния*. Если лучистый поток F_λ в некотором слое атмосферы сместился на малое расстояние dl , то, согласно известному закону Бугера, ослабление потока dF_λ пропорционально плотности среды ρ , пройденному расстоянию dl и значению самого потока F_λ в момент входа его в элементарный слой:

$$dF_\lambda = -\alpha_\lambda F_\lambda \rho dl. \quad (1.19)$$

Введенный этим уравнением множитель пропорциональности α_λ носит название *массового показателя ослабления* (соответ-

венно — поглощения или рассеяния, если ослабление обусловлено только поглощением или рассеянием радиации); его единица — м²/кг.

Физический смысл α_λ легко устанавливается непосредственно из уравнения (1.19). Если в нем массу элементарного столба (с поперечным сечением 1 м²) положить равной единице ($\rho dl = 1$ кг/м²), то получим

$$\alpha_\lambda = -dF_\lambda / F_\lambda.$$

Таким образом, массовый показатель ослабления равен относительной величине ослабления потока радиации в столбе воздуха (или любой другой среды) единичной массы. Поскольку поглощение и рассеяние зависят от длины волны, то и α_λ — функция λ .

Широко распространено также понятие *объемного (или линейного) показателя ослабления*

$$k_\lambda = \alpha_\lambda \rho; \quad (1.20)$$

единица k_λ — м⁻¹ (обратный метр).

Смысл k_λ легко выясняется, если уравнение (1.19) переписать в виде

$$dF_\lambda = -k_\lambda F_\lambda dl. \quad (1.21)$$

и положить в нем $dl = 1$ м. Тогда $k_\lambda = -dF_\lambda / F_\lambda$, т. е. объемный (линейный) показатель ослабления численно равен относительной величине ослабления потока радиации при прохождении лучами единичного расстояния. Поскольку основание объема 1 м², то можно сказать и по-другому: k_λ — это относительная величина ослабления потока в единичном объеме воздуха. Отсюда и два названия k_λ .

Из соотношения (1.20) следует, что объемный показатель ослабления — функция не только состава среды (от которой зависит α_λ), но и плотности среды. Вследствие этого значения k_λ рассчитываются при определенном значении плотности (для воздуха чаще всего при нормальных условиях — давлении 1013 гПа и температуре 0°C). Отметим, что использовать k_λ целесообразно при изучении распространения лучей в горизонтальном направлении (в котором плотность изменяется сравнительно мало).

При определении показателей поглощения радиации каким-либо газом (водяным паром, углекислым газом, озоном и др.) в уравнении (1.19) и соотношении (1.20) плотность воздуха (ρ) заменяется на плотность поглощающего газа ρ_w , при этом k_λ рассчитывается при значении ρ_w , соответствующем нормальным условиям.

Иногда встречаются понятия так называемых десятичных показателей ослабления (α'_λ и k'_λ), которые связаны с α_λ и k_λ простыми соотношениями: $\alpha'_\lambda = 0,434\alpha_\lambda$, $k'_\lambda = 0,434k_\lambda$ (здесь 0,434... — мо-

дуть перехода от натуральных логарифмов к десятичным: $e^{-\alpha\lambda} = 10^{-\alpha\lambda}$.

Энергетическая яркость. Наряду с потоком (F) и спектральной плотностью потока (F_λ) радиации вводится понятие *энергетической яркости*. Через элементарную площадку dS в общем случае проходят лучи всевозможных направлений. Рассмотрим только те из этих лучей, которые группируются вокруг определенного направления R , составляющего с нормалью (n) к площадке dS угол ϑ (рис. 5.2). Тогда количество лучистой энергии $d\Phi_\lambda^{(R)}$, за-

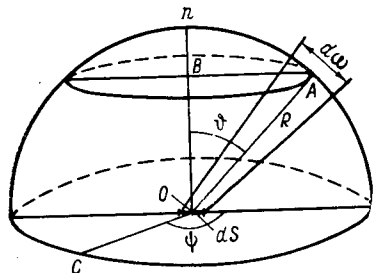


Рис. 5.2. К введению понятия энергетической яркости.

ключенной в спектральном интервале $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ и проходящей за единицу времени через площадку dS в направлении R , запишем в виде

$$d\Phi_\lambda^{(R)} = G_\lambda \cos \vartheta dS d\lambda d\omega, \quad (1.22)$$

где $d\omega$ — телесный угол конуса вокруг направления R .

Введенная этим соотношением величина G_λ , зависящая в общем случае от направления распространения лучей (R), и носит

название *энергетической яркости*. Нетрудно видеть, что произведение $\cos \vartheta dS = dS_n$ представляет собой площадь проекции dS на поверхность, перпендикулярную к направлению лучей R . Таким образом, энергетическая яркость — это количество лучистой энергии, которое проходит за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную лучам ($dS_n = \cos \vartheta dS = 1 \text{ м}^2$), и заключено в единичном интервале длин волн ($d\lambda = 1 \text{ мкм}$) и единичном телесном угле ($d\omega = 1 \text{ ср}$). Единица G_λ — Вт/(м³·ср), а практической единицей G_λ чаще служит 1 Вт/(м²·мкм·ср).

Элемент телесного угла $d\omega$ в сферических координатах (R, ϑ, ψ) записывается в виде

$$d\omega = \frac{R \sin \vartheta d\psi \cdot R d\vartheta}{R^2} = \sin \vartheta d\vartheta d\psi, \quad (1.23)$$

где ψ — азимут, R — расстояние точки на сфере от начала координат; за ось z , от которой отсчитываются углы ϑ , принята нормаль n .

Для количества лучистой энергии $d\Phi_\lambda$, проходящей за единицу времени через dS по всем направлениям R в пределах полусферы, справедливо, очевидно, выражение

$$d\Phi_\lambda = \int_{(R)} d\Phi_\lambda^{(R)}$$

или, с учетом (1.22) и (1.23)

$$d\Phi_\lambda = \left[\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} G_\lambda(\vartheta, \psi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right] d\lambda dS. \quad (1.24)$$

Сопоставляя соотношения (1.2) и (1.24) получаем формулу, связывающую спектральную плотность потока F_λ (монохроматический поток) с энергетической яркостью G_λ :

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} G_\lambda(\vartheta, \psi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (1.25)$$

Если G_λ не зависит от направления, то поле излучения называется *изотропным*. В этом случае $G_\lambda = G_\lambda(x, y, z, t)$ — функция лишь координат точки x, y, z и времени t , а между F_λ и G_λ существует наиболее простая связь

$$F_\lambda = \pi G_\lambda, \quad (1.26)$$

поскольку

$$\int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \sin^2 \vartheta / 2 \Big|_0^{\pi/2} = 1/2.$$

2 Солнце и солнечная постоянная

Солнце можно разделить на *внутреннюю часть* и *атмосферу*.

Внутренняя часть имеет температуру свыше 5 млн. кельвинов. Здесь возникают термоядерные реакции перехода водорода в гелий. Энергия этих реакций распространяется из недр Солнца путем поглощения и переизлучения световых квантов вышележащими слоями. В верхнем слое (толщиной около 100 000 км) этой части, называемом конвективной зоной, перенос энергии осуществляется также путем конвекции (скорость подъема горячих масс газа и опускания холодных масс — 1–2 км/с).

Атмосфера Солнца состоит из трех слоев. Самый нижний слой толщиной 100–300 км носит название *фотосферы*. Она представляет собой сильно ионизованный газ с температурой 5000–6000 К и давлением на верхней границе около 100 гПа. Фотосфера излучает практически всю энергию, поступающую на Землю от Солнца. Выше фотосферы расположена *хромосфера*, простирающаяся до высоты 10 000–15 000 км, и *солнечная корона*, представляющая собой почти полностью ионизованный газ — плазму (с числом частиц в 1 см³ около $3 \cdot 10^7$ у основания короны и около 200 вблизи орбиты Земли).

Температура Солнца падает с увеличением расстояния от центра его лишь до верхней границы фотосферы. В хромосфере температура возрастает с увеличением высоты, сначала медленно (до десятков тысяч кельвинов), а затем быстро, и достигает миллиона кельвинов на границе между хромосферой и солнечной короной.

Рост температуры в хромосфере и короне принято объяснять рассеянием энергии звуковых и других волн, которые возникают в конвективной зоне.

Скорость истечения плазмы вблизи Солнца относительно мала (порядка десятков километров в секунду), а затем она растет и вблизи орбиты Земли достигает нескольких сотен километров в секунду. Поток заряженных частиц — *корпускул*, летящих от Солнца во всех направлениях, получил название *солнечного ветра*.

Солнечная атмосфера, и в частности фотосфера, весьма неоднородна и неспокойна. В ней наблюдаются *факелы*, *флоккулы*, *хромосферные вспышки* и другие процессы, являющиеся источниками корпускулярных потоков, более сильных, чем солнечный ветер. Особенно резко возрастает корпускулярное и электромагнитное излучение Солнца при хромосферных вспышках продолжительностью от нескольких минут до нескольких часов. Плотность вещества в местах вспышки значительно превышает плотность в окружающих областях хромосферы, а скорость движения корпускул достигает 1000 км/с. При определенной ориентации такой поток корпускул через 1—2 сут приходит к Земле и вызывает магнитные бури, полярные сияния и другие геофизические явления. Во время вспышки сильно возрастает интенсивность рентгеновского и радиоволнового излучения, а также в некоторых участках ультрафиолетовой и видимой областей спектра.

В фотосфере возникают относительно холодные образования (с температурой около 4600 К) неправильной формы с очень сильными магнитными полями, получившими название *солнечных пятен*. Они обычно появляются группами в широтных зонах 35—5° по обе стороны от солнечного экватора и существуют от нескольких часов до нескольких месяцев.

Весь комплекс кратко описанных нестационарных явлений в солнечной атмосфере называют *солнечной активностью*. Для ее количественной характеристики используются различные индексы. Наиболее распространенный среди них — число Вольфа W , пропорциональное сумме общего числа пятен f и удесятеренного числа их групп g :

$$W = k(f + 10g),$$

где k — эмпирический коэффициент.

Числа Вольфа обнаруживают колебания во времени со средним периодом около 11 лет (при изменении отдельных периодов от 7

до 17 лет). Такие колебания свойственны и другим проявлениям солнечной активности и обусловленным ею геофизическим явлениям. Числа Вольфа во время минимума солнечной активности изменяются от 0 до 11, а во время максимума — от 40 до 240. В течение 11 летнего цикла меняется не только число солнечных пятен, но и положение зоны их образования. Кроме колебания с периодом около 11 лет, наблюдения позволили выявить ряд колебаний солнечной активности с другими периодами (27 сут, 22 года, 80—90 лет).

Важнейшее значение имеет проблема выяснения связи солнечной активности с процессами и явлениями земной атмосферы — так называемая проблема солнечно-земных связей. По этой проблеме за последние десятилетия выполнено много исследований. Однако в целом она удовлетворительно еще не решена. В частности, остается неясным механизм связи с солнечной активностью погодообразующих процессов, наблюдаемых в тропосфере и стратосфере.

Весь спектр излучения Солнца принято делить на ряд областей (в скобках указаны граничные длины волн λ):

- 1) гамма-лучи ($\lambda < 10^{-5}$ мкм);
- 2) рентгеновское излучение (10^{-5} мкм $< \lambda < 10^{-2}$ мкм);
- 3) ультрафиолетовая радиация (0,01 мкм $< \alpha < 0,39$ мкм);
- 4) видимое излучение спектра или видимый свет (0,39 мкм $< \alpha < 0,76$ мкм), который в свою очередь подразделяется на семь цветов:

Цвет	Длины волн, мкм	Цвет	Длины волн, мкм
Фиолетовый	0,390—0,455	Желтый	0,575—0,585
Синий	0,455—0,485	Оранжевый	0,585—0,620
Голубой	0,485—0,505	Красный	0,620—0,760
Зеленый	0,505—0,575		

- 5) инфракрасная радиация (0,76 мкм $< \lambda < 3000$ мкм);

- 6) радиоволновое излучение ($\lambda > 0,3$ см).

Выделяют также близкий ультрафиолетовый (0,29—0,39 мкм) и близкий инфракрасный (0,76—2,4 мкм) участки спектра.

Большая часть (свыше 95 %) излучения Солнца приходится на область так называемого оптического окна (0,29—2,4 мкм), включающего видимый, близкие ультрафиолетовый и инфракрасный участки спектра. Эта область носит название оптического окна по той причине, что именно здесь земная атмосфера наиболее прозрачна для солнечного излучения (пропускает около 80 %), в то время как излучение в дальних коротковолновой и инфракрасной областях (на которые приходится соответственно около 1 и 3,6 %) полностью или почти полностью поглощается атмосферой. Отметим попутно, что, помимо оптического окна, атмосфера прозрачна также для радиоволнового излучения в интервале длин волн 1—20 см.

Излучательная способность Солнца близка к излучательной способности абсолютно черного тела с температурой около 5800 К. В табл. 5.1 и на рис. 5.3 приведено распределение по длинам волн солнечной радиации на верхней границе земной атмосферы. Однако излучение Солнца близко к излучению абсолютно черного тела только в видимой и близких инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. В интервале 0,29—0,21 мкм излучение Солнца убывает с длиной волны быстрее, чем у черного тела. Однако далее оно падает медленнее, и уже вблизи $\lambda \approx 0,1$ мкм Солнце излучает в 2—3 раза больше энергии, чем черное тело.

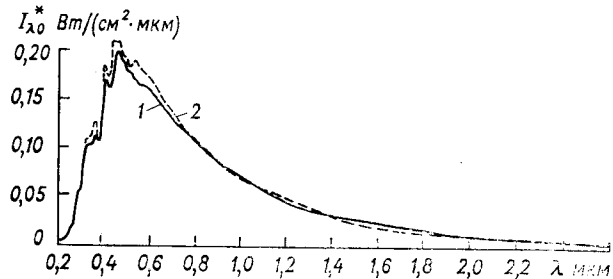


Рис. 5.3. Спектральная плотность $I_{\lambda 0}^*$ потока солнечной радиации на верхней границе атмосферы.

1 — по данным Такакары и Драммонда (1970 г.); 2 — по данным Джонсона (1954 г.).

При $\lambda < 0,05$ мкм излучение Солнца резко отличается от излучения черного тела. Это объясняется тем, что в области $\lambda < 0,2$ мкм излучение фотосферы падает до минимума и основным источником излучения служит горячая плазма верхней хромосферы и нижней короны Солнца.

Интенсивность излучения Солнца в области очень коротких волн (особенно интенсивность рентгеновского излучения) подвержена резким колебаниям во времени — в десятки и сотни раз в 11-летнем цикле солнечной активности. Эти колебания, несмотря на малую энергию, оказывают определенное влияние на процессы, протекающие в самых верхних слоях земной атмосферы. Однако вклад рентгеновского, равно как и радиоволнового, излучения, которое подвержено еще более значительным колебаниям, в общий поток солнечной радиации ничтожно мал. По этой причине даже резкие колебания этих излучений практически не сказываются на интегральном потоке солнечной радиации, для которого характерно большое постоянство во времени.

Считая Солнце по своим свойствам близким к абсолютно черному телу, можно оценить температуру Солнца. При этом разные методы дают несколько различные результаты. Максимум излучательной способности Солнца приходится на видимый участок

Таблица 5.1. Спектральная плотность потока $I_{\lambda 0}^*$ солнечной радиации на верхней границе атмосферы (при $I_0^* = 1,353$ кВт/м²) и доля (D_{λ}) потока солнечной радиации во всем интервале длин волн короче λ

λ мкм	$I_{\lambda 0}^*$ Вт/(см ² ·мкм)	D_{λ} %	λ мкм	$I_{\lambda 0}^*$ Вт/(см ² ·мкм)	D_{λ} %
0,18	0,0901	0,00	0,64	0,1544	40,42
0,20	0,0011	0,01	0,66	0,1486	42,16
0,22	0,0057	0,05	0,68	0,1427	44,81
0,24	0,0063	0,14	0,70	0,1369	46,88
0,26	0,0130	0,27	0,72	0,1314	48,86
0,28	0,0222	0,56	0,75	0,1235	51,69
0,30	0,0514	1,21	0,80	0,1107	56,02
0,32	0,0830	2,22	1,00	0,0746	69,46
0,34	0,1074	3,72	1,20	0,0484	78,39
0,36	0,1068	5,32	1,40	0,0336	84,34
0,38	0,1120	7,00	1,60	0,0244	88,61
0,40	0,1429	8,73	1,80	0,0159	91,59
0,42	0,1747	11,22	2,00	0,0103	93,49
0,44	0,1810	13,73	3,00	0,0031	97,83
0,46	0,2066	16,65	4,00	0,0009	99,06
0,48	0,2074	19,68	5,00	0,0004	99,51
0,50	0,1942	22,60	6,00	0,0002	99,72
0,52	0,1833	25,38	7,00	0,0001	99,82
0,54	0,1783	28,08	8,00	0,0001	99,88
0,56	0,1695	30,65	10,00	0,0000	99,44
0,58	0,1715	33,18	15,00	0,0000	99,98
0,60	0,1666	35,68	20,00	0,0000	99,99
0,62	0,1602	38,10			

спектра, на длину волны $\lambda_m = 0,4738$ мкм. На основании закона Вина получаем так называемую цветовую температуру Солнца: $T_c = 6116$ К.

Второй метод определения температуры Солнца основан на формуле (1.17) для потока излучения и на понятии солнечной постоянной. Количество солнечной радиации, поступающее на верхней границе земной атмосферы в единицу времени на единичную поверхность, перпендикулярную солнечным лучам, при среднем расстоянии Земли от Солнца, называется *солнечной постоянной*. Обозначим солнечную постоянную через I_0^* . Другими словами, I_0^* — поток солнечной радиации на верхней границе земной атмосферы через площадку, перпендикулярную солнечным лучам, при среднем расстоянии Земли от Солнца. Точное значение солнечной постоянной вследствие тех больших трудностей, которые возникают при ее определении, не установлено до настоящего времени.

Огромное число наблюдений за солнечной радиацией и расчетов солнечной постоянной выполнено Ч. Г. Абботом и другими со-

трудниками Смитсоновского института (США). В последующем уточнением I_0^* занимались Н. Н. Калитин, В. Г. Фесенков, М. Николе, Ф. Джонсон, К. Я. Кондратьев и др.

Широкие возможности для определения I_0^* появились в последние десятилетия на основе наблюдений потока солнечной радиации с помощью ИСЗ. Согласно новейшим данным актинометрических измерений на спутниках, наиболее вероятное значение солнечной постоянной заключено в интервале 1,368—1,377 кВт/м² (максимальный разброс составляет 1,322—1,428 кВт/м² при отсутствии какой-либо регулярности изменения во времени — отсюда и термин «солнечная постоянная»).

Международная комиссия по радиации рекомендовала принять в качестве стандартного значения солнечной постоянной (по Международной пиргелиометрической шкале 1956 г.)

$$I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2.$$

К. Я. Кондратьев и Г. А. Никольский на основе данных измерений на аэростатах, поднимавшихся до высоты около 30 км, получили (путем экстраполяции аэростатных данных за пределы атмосферы) для I_0^* значение 1,36 кВт/м². Не исключено, что солнечная постоянная испытывает некоторые изменения во времени под влиянием колебаний активности Солнца, в частности чисел Вольфа. По К. Я. Кондратьеву и Г. А. Никольскому, наибольшее значение I_0^* наблюдается при W в интервале 80—100. При числах

Вольфа вне этого интервала солнечная постоянная уменьшается, при этом максимальное отклонение достигает 2%. Для окончательного решения вопроса о солнечной постоянной необходимы, как подчеркивает К. Я. Кондратьев, длительные прямые (с помощью спутников) измерения спектрального распределения солнечной радиации вне земной атмосферы.

Наряду с понятием солнечной постоянной, включающей энергию всех длин волн (ее называют также *астрономической солнечной постоянной*), некоторые авторы (Дж. Джордж, С. И. Сивков) предложили ввести понятие *метеорологической солнечной постоянной*. Последняя представляет собой поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы в спектральном интервале 0,346—2,4 мкм. Из спектра солнечной радиации исключается, таким образом, та часть излучения, которая никогда не достигает тропосферы и не оказывает влияния на ее тепловой режим. Метеорологическая солнечная постоянная равна по Джорджу 1,26 кВт/м², по Сивкову 1,25 кВт/м².

Если известно значение солнечной постоянной, то можно подсчитать поток излучения Солнца B_C . Обозначим через r_0 среднее расстояние Земли от Солнца, через a радиус Солнца; $r_0 = 149,5$ млн. км, $a = 696,6$ тыс. км.

Каждый квадратный метр сферы радиусом r_0 получает в 1 с энергию I_0^* ; количество энергии, получаемое всей сферой радиусом r_0 , равно количеству энергии, излучаемой Солнцем:

$$4\pi a^2 B_C = 4\pi r_0^2 I_0^*.$$

Отсюда

$$B_C = (r_0/a)^2 I_0^*.$$

Зная поток B_C и приравнявая его σT_C^4 , находим температуру фотосферы Солнца: $T_C = 5805$ К. Температура Солнца, определенная по значениям I_0^* и B_C , носит название *эффективной* или *радиационной температуры*. При практических расчетах температуру Солнца полагают равной 6000 К.

Количество энергии, излучаемое Солнцем, распределяется между различными участками спектра следующим образом: ультрафиолетовая область ($\lambda < 0,39$ мкм) — около 9%, видимый участок спектра ($0,39 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,76$ мкм) — 47%, инфракрасная область ($\lambda \geq 0,76$ мкм) — 44%.

Из изложенного выше следует, что Солнце излучает энергию в широком диапазоне длин волн. Однако свыше 99% этой энергии приходится на участок спектра, заключенный между 0,10 и 4 мкм. Солнечную радиацию по этой причине часто называют *коротковолновой*, в отличие от инфракрасной (*длинноволновой*) радиации Земли и атмосферы, свыше 99% которой приходится на интервал длин волн от 3—4 до 80—120 мкм.

3 Распределение солнечной радиации по земному шару при отсутствии атмосферы

Распределение солнечной радиации по земному шару при отсутствии атмосферы или, что практически одно и то же, на верхней границе атмосферы и изменение ее во времени определяются чисто астрономическими факторами: вращением Земли вокруг Солнца, наклоном оси вращения Земли по отношению к плоскости орбиты Земли (эклиптике), суточным вращением Земли. Теорию распределения солнечной радиации по земному шару при отсутствии атмосферы (так называемую астрономическую теорию климата) разработал югославский ученый М. Миланкович.

Пусть r_0 — среднее, а r — произвольное расстояние Земли от Солнца. Определим поток солнечной радиации I_0 через единичную площадку, перпендикулярную солнечным лучам, при расстоянии r . Очевидно, между I^* и I_0 существует связь:

$$4\pi r_0^2 I_0 = 4\pi r^2 I_0^*.$$

откуда

$$I_0 = \frac{I_0^*}{(r/r_0)^2}. \quad (3.1)$$

Установим связь между потоками солнечной радиации, поступающими к площадке, перпендикулярной солнечным лучам (I_0), и на горизонтальную поверхность (I_0'). Поток солнечной радиации на горизонтальную поверхность называют *инсоляцией*. Если обозначить через h_\odot высоту Солнца над горизонтом в произвольный момент времени, то непосредственно из рис. 5.4 следует, что на площадки AB и AC поступает одно и то же количество солнечной радиации

$$I_0 AB = I_0' AC.$$

Так как $AB = AC \sin h_\odot$, то получаем соотношение

$$I_0' = I_0 \sin h_\odot, \quad (3.2)$$

Рис. 5.4. К установлению связи между потоками солнечной радиации на перпендикулярную (I_0) и горизонтальную (I_0') поверхность.

которое справедливо для любого потока радиации.

Из астрономии известно, что

$$\sin h_\odot = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \frac{2\pi}{\Pi} t, \quad (3.3)$$

где φ — географическая широта места наблюдения; δ — склонение Солнца; $\Pi = 86400$ с — длина солнечных суток; $\frac{2\pi}{\Pi} t$ — часовой угол; t — время, отсчитываемое от полудня.

Определим количество солнечной радиации Q , получаемой 1 м^2 горизонтальной поверхности в течение суток при отсутствии атмосферы, т. е. *суточную инсоляцию*. Очевидно,

$$Q = \int_{-t_0}^{+t_0} I_0' dt, \quad (3.4)$$

где $\pm t_0$ — моменты восхода и захода Солнца, определяемые из условия $\sin h_\odot = 0$. Согласно (3.3),

$$\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \frac{2\pi}{\Pi} t_0 = 0,$$

откуда

$$\cos \frac{2\pi}{\Pi} t_0 = -\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta, \quad (3.5)$$

т. е. t_0 зависит только от широты места и склонения Солнца (времени года). Заменяя в (3.4) I_0' на I_0^* по (3.1) и (3.2) и $\sin h_\odot$ по (3.3), найдем

$$Q = I_0^* \int_{-t_0}^{+t_0} \left(\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \frac{2\pi}{\Pi} t \right) \frac{dt}{(r/r_0)^2}.$$

Поскольку в течение суток δ и r/r_0 изменяются незначительно, то, считая их постоянными, из последнего соотношения получаем

$$Q = \frac{2I_0^*}{(r/r_0)^2} \left(t_0 \sin \varphi \sin \delta + \frac{\Pi}{2\pi} \right) \cos \varphi \cos \delta \sin \left(\frac{2\pi}{\Pi} t_0 \right). \quad (3.6)$$

Формула (3.6) показывает, что Q зависит только от широты места φ и склонения Солнца δ (времени года).

Результаты расчета суточной инсоляции Q приведены в табл. 5.2. Согласно этим данным, в день летнего солнцестояния ($\delta = 23,5^\circ$) суточная инсоляция достигает максимума над Северным полюсом. Второй, более слабый максимум Q наблюдается на широте $43,5^\circ$, где влияние меньшей продолжительности дня перекрывается большей высотой Солнца в околополуденные часы. В день зимнего солнцестояния ($\delta = -23,5^\circ$) суточная инсоляция равна нулю на всех широтах, расположенных севернее полярного круга ($\varphi > 66,5^\circ$). С приближением к экватору (в северном полушарии) инсоляция при $\delta = -23,5^\circ$ монотонно растет. На Южном полюсе суточная инсоляция в этот день достигает максимума, равного $48,76 \text{ МДж/м}^2$, вторичный же максимум на $43,5^\circ$ ю. ш. составляет $45,01 \text{ МДж/м}^2$. Эти значения Q в середине лета южного полушария больше соответствующих значений для северного полушария (где они равны $45,67$ и $42,09$). Это объясняется тем, что Земля во время лета северного полушария находится вблизи афелия своей орбиты (удаленного от Солнца на расстояние около $1,52 \cdot 10^8 \text{ км}$), а летом

Таблица 5.2. Суточная инсоляция (МДж/м^2) при $I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2$

Солнцестояние	φ°									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Северное полушарие										
Летнее (22 июня)	33	37	40	41	42	42	42	43	45	46
Зимнее (22 дека- бря)	36	31	26	20	7	7	2	0	0	0
Южное полушарие										
Зимнее (22 июня)	33	29	24	18	12	7	2	0	0	0
Летнее (22 дека- бря)	36	40	42	44	45	45	44	46	48	49

южного полушария — вблизи перигелия орбиты (находящегося на расстоянии около $1,47 \cdot 10^8$ км).

Приведем еще выражения для потоков солнечной радиации на горизонтальную поверхность, поступающих за летнее (от весеннего, 21 марта, до осеннего, 23 сентября, равноденствия) и зимнее (от осеннего до весеннего равноденствия) астрономические полугодия, т. е. выражения для *летней* (Q_s) и *зимней* (Q_w) инсоляции.

Выполнив в формуле (3.6) интегрирование по δ с учетом изменения r/r_0 , придем к следующим формулам:

$$Q_s = \frac{Q_0}{2} + \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi \sqrt{1-e^2}} \sin \varphi \sin \varepsilon, \quad (3.7)$$

$$Q_w = \frac{Q_0}{2} - \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi \sqrt{1-e^2}} \sin \varphi \sin \varepsilon, \quad (3.8)$$

где $\Pi_0 = 365,2422$ солн. сут — длина тропического года, $\varepsilon = 23,4457^\circ$ — угол наклона экватора к эклиптике, e — эксцентриситет орбиты Земли, Q_0 — годовое количество солнечной радиации (инсоляция).

Для различных широт получены следующие значения количества солнечной радиации (Γ Дж/м²), поступающей на горизонтальную поверхность Земли при $I_0^* = 1,37$ кВт/м²:

φ° . . .	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Q_s . . .	6,60	6,99	7,18	7,20	6,99	6,62	6,13	5,70	5,53	5,47
Q_w . . .	6,60	6,05	5,31	4,44	3,45	2,43	1,38	0,55	0,12	0
Q_0 . . .	13,20	13,04	12,49	11,64	11,45	9,05	7,51	6,25	5,65	5,47

Согласно приведенным данным, годовая инсоляция на полюсе в 2,5 раза меньше, чем на экваторе.

Анализ формул для Q_s и Q_w показывает, что полугодовые значения инсоляции в северном и южном полушариях на соответствующих широтах одинаковы. Однако продолжительность астрономических полугодий в полушариях различна. Используя известное из астрономии уравнение земной орбиты (уравнение кеплерова эллипса), найдем выражения для продолжительности летнего (Π_s) и зимнего (Π_w) полугодий в северном полушарии:

$$\Pi_s = \frac{\Pi_0}{2} \left(1 + \frac{4}{\pi} e \sin \lambda_{\pi} \right), \quad (3.9)$$

$$\Pi_w = \frac{\Pi_0}{2} \left(1 - \frac{4}{\pi} e \sin \lambda_{\pi} \right), \quad (3.10)$$

где λ_{π} — долгота перигелия земной орбиты (по современным данным произведение $e \sin \lambda_{\pi} = 0,016454$).

По указанной выше причине средние значения суточной инсоляции Q_s/Π_s и Q_w/Π_w в северном полушарии отличаются от аналогичных значений в южном полушарии, где средняя суточная инсоляция летом равна Q_s/Π_w , зимой Q_w/Π_s . Значения Q_s , Q_w , Π_s и Π_w определяются по формулам (3.7) — (3.10).

Результаты расчета средних значений суточной инсоляции в северном и южном полушариях приведены в табл. 5.3. Согласно данным этой таблицы, в южном полушарии на верхнюю границу атмосферы поступает летом солнечной радиации больше, чем в северном; зимой же имеет место обратное соотношение. Таким образом, разность между средними значениями инсоляции за летнее и зимнее полугодия (годовая амплитуда инсоляции) в северном полушарии меньше, чем в южном. Так, годовая амплитуда суточной инсоляции на широте 30° составляет 13,74 МДж/м² в северном полушарии и 16,46 МДж/м² в южном, на широте 60° — соответственно 25,18 и 26,87 МДж/м².

Таблица 5.3. Средние значения суточной инсоляции (МДж/м²) при $I_0^* = 1,37$ кВт/м²

Полушарие	φ°									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	
Летнее полугодие										
Северное	37,5	38,5	38,6	37,5	35,6	32,9	30,6	29,7	29,3	
Южное	39,1	40,2	40,3	39,1	37,1	34,3	31,9	30,9	30,6	
Зимнее полугодие										
Северное	33,8	29,7	24,8	19,3	13,6	7,7	3,1	0,7	0,0	
Южное	32,4	28,5	23,8	18,5	13,0	7,4	3,0	0,7	0,0	

При решении ряда задач, в частности, в теории климата, удобно иметь дело с полугодиями одинаковой продолжительности, равной $\Pi_0/2$. В связи с этим вводится понятие летнего и зимнего калорического полугодий, определяемых как такие полугодия равной продолжительности $\Pi_0/2$, для которых суточная инсоляция на широте в любой день летнего полугодия больше, чем в любой день зимнего полугодия. Из теории, развитой Миланковичем и другими учеными, следует, что инсоляция в калорические полугодия зависит от широты и изменяется под влиянием колебаний элементов орбиты Земли, а также наклона оси вращения Земли к плоскости эклиптики (плоскость вращения Земли вокруг Солнца). Выполнен расчет инсоляции за калорические полугодия на различных широтах северного и южного полушарий для различных моментов времени (охватывающих период от -1 млн. лет до $+50$ тыс. лет).

Глава 6 Ослабление солнечной радиации

1 Поглощение солнечной радиации в атмосфере Земли

Солнечная радиация, поступившая на верхнюю границу атмосферы Земли, прежде чем дойти до земной поверхности, претерпевает ряд существенных изменений. Часть ее рассеивается молекулами воздуха и содержащимися в атмосфере твердыми и жидкими примесями; частично солнечная радиация поглощается. Рассмотрим процесс поглощения солнечной радиации.

К основным газам, поглощающим солнечную радиацию, относятся водяной пар, озон, углекислый газ, а также кислород и ряд малых газовых примесей.

Солнечная радиация в результате поглощения преобразуется в другие виды энергии (главным образом в тепловую; в верхних слоях в процессе ионизации также в электрическую). Процесс поглощения солнечной радиации в атмосфере носит селективный характер. Коротко рассмотрим спектры поглощения основных газов.

Озон (O₃). Как показывают наблюдения, солнечная радиация, достигающая земной поверхности, резко обрывается на длине волны около 0,3 мкм. Однако Солнце, будучи близким по своим свойствам к абсолютно черному телу с эффективной температурой излучения около 6000 К, излучает радиацию и более коротких длин волн. Такое резкое ослабление потока солнечной радиации в области ультрафиолетового участка спектра объясняется поглощением радиации озоном.

Озон имеет большое количество полос поглощения по всему спектру. Наиболее сильная полоса (полоса Хартлея) приходится на интервал 0,22—0,29 мкм, в котором коэффициенты поглощения имеют весьма большие значения (максимум достигается при $\lambda = 0,2553$ мкм, где десятичный объемный коэффициент поглощения $k'_\lambda = 126,5$ см⁻¹). В другой полосе (0,31—0,36 мкм) поглощение озона значительно слабее: значения k'_λ не превышают 0,79 см⁻¹.

В видимом участке спектра имеется достаточно широкая полоса поглощения озона (0,44—0,75 мкм), в максимуме которой значе-

ние $k'_\lambda = 0,0594$ см⁻¹. Во всех трех полосах k'_λ увеличивается с ростом температуры.

В инфракрасной области на спектрограммах выделяются сильные полосы поглощения озона с центрами при 4,75, 9,6 и 14,1 мкм, из которых полоса 9,6 мкм самая сильная. Средние (для всей полосы) коэффициенты поглощения и инфракрасной области зависят от приведенной толщины слоя озона и атмосферного давления, в то время как в ультрафиолетовой и видимой областях такая зависимость не наблюдается.

Основные полосы поглощения молекулярного кислорода приходятся на далекую ультрафиолетовую область спектра (0,13—0,24 мкм).

Водяной пар (H₂O) и углекислый газ (CO₂). Эти газы имеют очень сложный спектр, полосы поглощения которого расположены как в видимой, так и в инфракрасной области. Основные полосы поглощения водяного пара приходятся на длины волн (центр полосы) 0,72, 0,84, 0,94, 1,14, 1,38, 1,87, 2,70 и 3,20 мкм а углекислого газа — на длины волн 1,44, 1,60, 2,02, 2,70 и 4,31 мкм.

К настоящему времени функция пропускания для водяного пара и углекислого газа достаточно детально изучена экспериментальным путем. В табл. 6.1 приведены опытные значения функции пропускания $P_\lambda(Q_p)$ для некоторых полос поглощения при различных значениях содержания (массы) водяного пара Q_p в столбе воздуха, через который проходят солнечные лучи. Видно, что наиболее сильно солнечная радиация поглощается в полосах, относящихся к близкой инфракрасной области. При обычно наблюдаемых значениях Q_p (чаще всего от 1 до 20 кг/м²) при прохождении через всю атмосферу поток солнечной радиации ослабляется за счет поглощения на 5—10 %.

Таблица 6.1. Функция пропускания (%) водяным паром спектральных потоков радиации

Q_p кг/м ²	Полоса поглощения, мкм							
	0,71—0,76	0,81—0,86	0,89—1,00	1,08—1,21	1,28—1,54	1,66—2,08	2,25—3,00	3,00—3,60
0,01	99,8	99,8	99,4	98,6	95,5	94,5	86,4	97,4
0,1	99,3	99,4	98,0	95,8	87,2	88,2	71,4	92,2
0,5	98,5	98,8	95,6	91,1	76,2	78,5	61,4	83,8
1,0	97,4	98,3	93,9	87,8	70,1	73,4	57,7	78,3
10	93,4	94,6	82,9	68,7	48,0	57,8	47,2	51,9
20	90,3	92,0	76,5	59,8	41,0	53,6	44,1	42,3
40	87,4	89,5	70,7	51,7	35,2	50,1	41,5	34,7
100	81,1	84,1	60,6	40,2	27,9	44,8	38,0	25,5

Ослабление общего (интегрального) потока солнечной радиации находится путем суммирования ослабления спектральных потоков в полосах поглощения. Анализ опытных данных показал,

что с удовлетворительной точностью (погрешность менее 1%) функция пропускания водяным паром интегрального потока солнечной радиации может быть аппроксимирована следующим экспоненциальным выражением:

$$P(Q_n) = \sum_{i=1}^3 b_i \exp(-\beta_i Q_n),$$

где $b_1 = 0,077$, $b_2 = 0,145$ и $b_3 = 0,778$; $\beta_1 = 5,83$, $\beta_2 = 0,145$ и $\beta_3 = 0,002$ (если Q_n — в кг/м^2). Нетрудно видеть, что наибольший вклад вносит третье слагаемое (поскольку велико b_3 и мало β_3).

Поскольку масса водяного пара больше, чем других поглощающих газов (CO_2 , O_3), на его долю приходится основная часть поглощенной радиации (во всем атмосферном столбе).

Т. В. Кириллова по измерениям на оз. Севан получила следующие значения функции пропускания солнечной радиации для слоев жидкой воды различной толщины h за май (P_V), июль (P_{VII}) и сентябрь (P_{IX}):

h	0,5	1	2	3	5	8	10	15	20
P_V	0,49	0,38	0,27	0,22	0,12	0,06	0,04	0,01	0,00
P_{VII}	0,48	0,43	0,34	0,28	0,19	0,12	0,09	0,05	0,03
P_{IX}	0,41	0,36	0,27	0,23	0,15	0,10	0,07	0,04	0,01

Из приведенных данных видно, что уже слой воды толщиной 0,5 м поглощает поток солнечной радиации более чем наполовину, а слой толщиной 10 м — на 90—95%.

Сведения о пропускании и поглощении солнечной радиации облаками приведены в п. 7. Отметим, что солнечную, равно как и длинноволновую (земную) радиацию совершенно не поглощает основной (по массе) газ атмосферы — азот.

Солнечную радиацию поглощают атмосферные примеси (пыль). На основе спектральных измерений (в диапазоне длин волн 0,4—2,4 мкм), выполненных К. Я. Кондратьевым и его сотрудниками над пустыней, установлено, что в слое атмосферы 0,3—8,4 км водяной пар и углекислый газ поглощают 0,052 кВт/м² (3,8% солнечной постоянной), атмосферные примеси (аэрозоль) — 0,066 кВт/м² (4,8% солнечной постоянной). По данным актинометрических измерений (в интервале длин волн 0,3—3,0 мкм), в том же слое общее поглощение солнечной радиации составляет (0,150 ± 0,014) кВт/м².

При сильном замутнении атмосферы (особенно в городах) поглощение солнечной радиации твердыми примесями может быть значительным. Так, согласно измерениям, выполненным на самолете, в нижнем слое (до 3—5 км) общее поглощение солнечной радиации чаще всего в 1,5—2 раза превышает теоретически определенное значение поглощения водяным паром. В отдельных

случаях в нижнем километровом слое коэффициенты поглощения увеличивались (в безоблачной атмосфере) в 15 раз. Такое резкое увеличение замутненности атмосферы чаще всего связано с лесными и торфяными пожарами.

2 Рассеяние солнечной радиации в атмосфере

Атмосфера по отношению к потокам солнечной радиации представляет собой мутную среду. Понятие мутности связано с наличием прежде всего в атмосфере различного рода примесей — взвешенных в воздухе твердых или жидких частиц самых различных размеров. Примеси частично поглощают проходящую через атмосферу солнечную радиацию, а также вследствие дифракции частично рассеивают ее. Однако и при отсутствии примесей атмосфера является мутной средой, рассеивающей радиацию. При этом в качестве элементов мутности выступают молекулярные комплексы, изменение числа молекул и расстояний между ними в которых приводит к колебаниям плотности.

Рассеяние на молекулярных комплексах называют обычно *молекулярным*, или рэлеевским, по имени ученого, впервые установившего законы этого явления. Рассеяние на частицах примесей называют *аэрозольным*. Сущность рассеяния заключается в особой форме взаимодействия переменного поля падающей электромагнитной волны с частицей, находящейся в некоторой среде. Благодаря такому взаимодействию частица становится источником новых электромагнитных волн — рассеянной радиации.

Задача о рассеянии радиации в общем виде сводится к решению системы уравнений Максвелла с заданными граничными условиями. Из анализа уравнений Максвелла следует, что падающий поток радиации определенной длины волны создает поток рассеянной радиации с той же длиной волны.

Большое влияние на вид решения оказывают геометрическая структура мутной среды и ее физические свойства.

Геометрическая структура среды может быть охарактеризована в основном безразмерными параметрами r/λ и l/λ , где r — радиус частицы, l — расстояние между частицами и λ — длина волны падающей радиации. Законы рассеяния оказываются существенно различными для случаев, когда $r \ll \lambda$, и для частицы, размер которой соизмерим или значительно больше длины волны падающей радиации ($r \geq \lambda$).

Если $l/\lambda \gg 1$, то частицы можно рассматривать как независимые излучатели. Поскольку расположение частиц обычно хаотично, то явлений интерференции наблюдаться не будет и складываться будут не поля отдельных частиц, а лишь интенсивности рассеянного излучения. Это упрощает решение задачи так назы-

ваемого кратного рассеяния. *Кратное рассеяние* есть результат рассеяния уже прежде рассеянной радиации. Кратным рассеянием можно пренебречь, если степень мутности не очень велика.

Физические свойства среды и рассеивающих частиц характеризуются так называемым *комплексным показателем преломления* $m = n(1 + ik)$, где n — абсолютный показатель преломления; k — характеристика поглощения, связанная с показателем поглощения k соотношением $4\pi k = k\lambda$.

Молекулярное рассеяние. В нижних слоях атмосферы ослабление солнечной радиации происходит в основном под влиянием рассеяния, поглощение играет меньшую роль. Поэтому вместо комплексного показателя m можно использовать лишь вещественный показатель n , так как $k \approx 0$. Теория молекулярного рассеяния разработана английским ученым Рэлеем. В основе ее лежат следующие предположения: а) радиус рассеивающих диэлектрически однородных шарообразных частиц значительно меньше длины волны ($r \ll \lambda$); б) показатель преломления частиц мало отличается от показателя преломления среды, причем $n\mu < 1$, где $\mu = 2\pi r/\lambda$; в) частицы рассеивают свет независимо друг от друга, для чего должно выполняться условие $l \gg \lambda$; г) рассеянный свет наблюдается на расстоянии $R \gg r$.

Количество лучистой энергии di_λ^ϑ , рассеянной элементом объема dv в направлении, составляющем с падающим лучом угол ϑ , в пределах телесного угла $d\omega$ записывается в виде

$$di_\lambda^\vartheta = k_\lambda^\vartheta F_\lambda dv d\omega. \quad (2.1)$$

где F_λ — падающий монохроматический поток, k_λ^ϑ — объемный показатель рассеяния радиации в направлении ϑ (показывающий, какая доля потока F_λ рассеивается единичным объемом в направлении ϑ в пределах единичного телесного угла). Для случая падения на частицу (молекулярный комплекс) неполяризованного света (а именно такова солнечная радиация) и выполнения сформулированных выше условий Рэлей получил следующее выражение:

$$k_\lambda^\vartheta = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N\lambda^4} (1 + \cos^2 \vartheta), \quad (2.2)$$

где N — число рассеивающих частиц в единичном объеме воздуха.

Принято представлять k_λ^ϑ в виде произведения

$$k_\lambda^\vartheta = \kappa_\lambda \gamma(\vartheta), \quad (2.3)$$

где множитель κ_λ зависит от свойств среды (через n и N) и длины волны λ , а множитель $\gamma(\vartheta)$ характеризует распределение рассеянного света по углам ϑ . Функцию $\gamma(\vartheta)$ называют *функцией рассеяния*, а векторную диаграмму, изображающую зависимость рассе-

янной радиации от направления, называют *индикатрисой рассеяния* (или полярной диаграммой рассеяния).¹

В случае молекулярного рассеяния индикатриса, согласно (2.2), имеет вид

$$\gamma(\vartheta) = 1 + \cos^2 \vartheta. \quad (2.4)$$

Графически зависимость $\gamma(\vartheta)$, а вместе с этим и энергетической яркости рассеянного света от ϑ , изображена на рис. 6.1 (внешняя кривая). Согласно формуле (2.4), в случае молекулярного рассеяния яркость рассеянного света максимальна вдоль ($\vartheta = 0$) и против ($\vartheta = 180^\circ$) падающего луча и минимальна — в направлениях, перпендикулярных этому лучу ($\vartheta = 90^\circ$ и $\vartheta = 270^\circ$), при этом минимальная яркость в 2 раза меньше максимальной.

Отметим, что в отличие от падающего (неполяризованного) света рассеянный свет — частично поляризованный. Согласно теории, степень поляризации при молекулярном рассеянии описывается выражением

$$P = \frac{1 - \cos^2 \vartheta}{1,06 - \cos^2 \vartheta}. \quad (2.5)$$

Видно, что рассеянный свет неполяризован ($P = 0$) вдоль ($\vartheta = 0$) и против ($\vartheta = 180^\circ$) падающего луча, почти полностью поляризован ($P = 0,94$) в направлениях, перпендикулярных этому лучу, и частично поляризован ($0 < P < 1$) во всех других направлениях.

Распределение (по направлениям ϑ) яркости неполяризованного рассеянного света на рис. 6.1 изображается внутренней (двухлепестковой) кривой; отрезки между этой кривой и индикатрисой рассеяния (внешняя кривая) представляют собой яркость поляризованного рассеянного света.

Для дальнейших рассуждений обратимся к рис. 5.2. Пусть рассеивающий объем dv находится в точке 0, падающий луч (поток) направлен вдоль нормали n , а рассеянная радиация распространяется под углом ϑ , и наблюдатель находится в точке A на расстоянии R от точки 0. Поскольку $BA = R \sin \vartheta$, то элемент площади на сфере $dS = R d\vartheta \cdot R \sin \vartheta d\psi$, а элементарный телесный угол $d\omega = dS/R^2 = \sin \vartheta d\vartheta d\psi$ (здесь ψ — азимут точки A , отсчитываемый от некоторой точки C в плоскости, перпендикулярной n).

¹ В общем случае рассеяние радиации описывается матрицей рассеяния четвертого порядка.

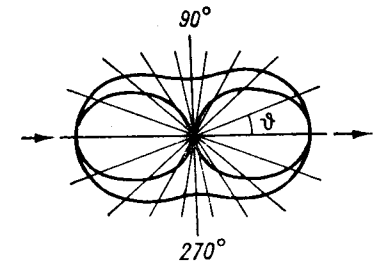


Рис. 6.1. Индикатриса молекулярного рассеяния (случай малых μ и $n\mu < 1$).

Найдем выражение для количества радиации, рассеянной элементом объема dv по всем направлениям. Для этого необходимо проинтегрировать соотношение (2.1) по углу ψ от 0 до 2π и по углу ϑ от 0 до π (т. е. по всей сфере, внутри которой расположен рассеивающий объем dv):

$$di_\lambda = \int di_\lambda^\vartheta = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi k_\lambda^\vartheta F_\lambda dv \sin \vartheta d\vartheta.$$

Поскольку F_λ и dv не зависят от ψ и ϑ , а k_λ^ϑ не зависит от ψ (индикатриса рассеяния имеет один и тот же вид во всех плоскостях, проведенных через n), то последнее выражение можем переписать в виде:

$$di_\lambda = \left(2\pi \int_0^\pi k_\lambda^\vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right) F_\lambda dv. \quad (2.6)$$

Первый множитель здесь представляет собой показатель рассеяния света k_λ — относительное количество di_λ/F_λ света, рассеянного единичным объемом воздуха ($dv = 1 \text{ м}^3$) по всем направлениям:

$$k_\lambda = 2\pi \int_0^\pi k_\lambda^\vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2.7)$$

Для случая молекулярного рассеяния, когда k_λ^ϑ задано выражением (2.2), формула (2.7) принимает вид

$$k_\lambda = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N\lambda^4}, \quad (2.8)$$

поскольку

$$\int_0^\pi (1 + \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = - \left(\cos \vartheta + \frac{\cos^3 \vartheta}{3} \right) \Big|_0^\pi = \frac{8}{3}.$$

На первый взгляд может показаться, что k_λ , согласно последней формуле, с ростом числа рассеивающих частиц (N) уменьшается. В действительности, от N зависит абсолютный показатель преломления n , а именно

$$n = 1 + c\rho, \quad (2.9)$$

где $\rho = \nu N$ — плотность воздуха (ν — масса одной рассеивающей частицы), $c = 2,29 \cdot 10^{-4}$ (если ρ в кг/м^3) — постоянная.

Поскольку, согласно (2.9), n очень мало отличается от единицы (это предположение также лежит, как указано выше, в основе теории молекулярного рассеяния), то $n^2 - 1 = (n + 1) \times$

$\times (n - 1) \approx 2c\rho = 2c\nu N$. Таким образом, формулу (2.8) можем переписать практически без потери точности в виде:

$$k_\lambda = \frac{32\pi^3 c^2 \nu^2}{3\lambda^4} N \quad (2.10)$$

или

$$k_\lambda = \frac{32\pi^4 c^2 \nu}{3\lambda^4} \rho. \quad (2.11)$$

Следовательно, показатель рассеяния в согласии с физическими представлениями прямопропорционален числу рассеивающих частиц (N) в единице объема или плотности воздуха (ρ).

Другая еще более важная особенность молекулярного рассеяния состоит в том, что как энергетическая яркость, так и общее количество рассеянной единичным объемом радиации очень сильно зависит от длины волны падающей радиации: показатель рассеяния k_λ , согласно формулам (2.2), (2.8) или (2.10), изменяется *обратно пропорционально четвертой степени длины волны λ* : $k_\lambda \sim \lambda^{-4}$.

Если принять коэффициент рассеяния для красного цвета ($\lambda = 0,7 \text{ мкм}$) за единицу, то для более коротких волн видимого участка спектра получим:

λ мкм . . .	0,62	0,57	0,52	0,47	0,44
$k_\lambda/k_{0,7}$. . .	1,6	2,2	3,3	4,9	6,4

Это означает, что в рассеянной радиации на долю более коротких волн (фиолетовый, синий, голубой цвета) приходится, по сравнению с более длинными волнами (оранжевый, красный цвета), больше энергии, чем в упавшей (прямой) солнечной радиации, т. е. рассеянный на молекулярных комплексах свет уже не может оставаться таким же белым, как прямая солнечная радиация, а должен иметь сине-голубой цвет. Поступающая от атмосферы рассеянная радиация представляет собой то, что принято называть небесным сводом (или просто небом). Из предыдущего вытекает, что в том случае, когда рассеяние солнечной радиации происходит в основном на молекулярных комплексах (атмосфера — чистая), небесный свод имеет сине-голубой цвет (окраску), при этом синева неба тем значительнее, чем меньше в атмосфере примесей (чище воздух).

Поскольку с увеличением высоты уменьшаются плотность воздуха (ρ), а вместе с ней, согласно (2.11), и показатель ослабления, то количество рассеянной (единичным объемом) радиации уменьшается и, как следствие, ослабевает яркость небесного свода: по мере увеличения высоты небо становится, с одной стороны, все более синим (даже фиолетовым), а с другой стороны, более темным (на высотах более 100 км верхняя половина неба

абсолютно черная; на нем лишь ослепительно ярко блестят Солнце, если наблюдатель находится на освещенной стороне земли, а также звезды и планеты).

Отметим, что зависимость состава рассеянного света от длины волны объясняется также голубоватый цвет удаленных от наблюдателя предметов (гор, лесов и др.).

Аэрозольное рассеяние солнечной радиации. Если размеры частиц становятся сравнимыми с длиной волны падающей радиации, то их нельзя уже рассматривать как излучающие диполи и необходимо принимать во внимание излучение систем высших порядков (квадрупольные и т. д.). Поэтому законы рассеяния света на крупных частицах будут существенно иными, чем для молекулярного рассеяния.

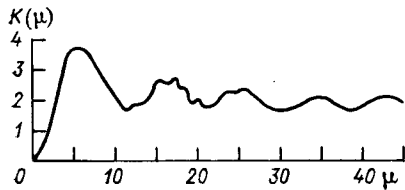


Рис. 6.2. График функции $K(\mu)$ для $n=1,33$.

Теория рассеяния на крупных частицах создана Лявом и Г. Ми. Важные исследования в этой области выполнены В. В. Шулейкиным, К. С. Шифриным, Ван де Хюлстом и др.

В атмосфере крупные частицы встречаются двух видов: непрозрачные (пыль, $n = \infty$) и прозрачные (капли воды). Водяные капли в пределах ультрафиолетового и видимого участков спектра поглощают очень слабо. Абсолютный показатель преломления воды в этой области несколько убывает с ростом λ (среднее значение $n = 1,33$).

Согласно теории, объемный коэффициент ослабления k_λ для крупных частиц выражается формулой

$$k_\lambda = \pi r^2 K(\mu, m) N. \quad (2.12)$$

где $K(\mu, m)$ — некоторая функция от $\mu = 2\pi r/\lambda$ и комплексного показателя преломления m , называемая эффективным сечением рассеяния; N — число частиц в единице объема. График функции $K(\mu)$ для случая капель воды ($n = 1,33$) приведен на рис. 6.2. Кривая имеет несколько максимумов, однако функция $K(\mu)$ близка к 2 при достаточно больших μ , т. е. для предельно больших частиц

$$k_\lambda = 2\pi r^2 N. \quad (2.13)$$

Начальный участок кривой до первого максимума (при малых μ) соответствует молекулярному рассеянию. В дальнейшем характер зависимости рассеяния от длины волны самый разнообразный. Но если частица становится достаточно большой ($\mu > 40$), то рассеяние практически не будет зависеть от длины волны (так называемое нейтральное рассеяние). Если в атмосфере такие частицы присутствуют, то цвет неба становится белесоватым, поскольку

свет всех длин волн рассеивается в одинаковой степени. По этой же причине облака и туманы имеют белый цвет.

Резко изменяется при аэрозольном рассеянии и индикатриса. Чем крупнее частица, тем больше индикатриса вытягивается вперед, т. е. крупные частицы рассеивают в основном в направлении падающего луча. На рис. 6.3 приведены индикатрисы рассеяния

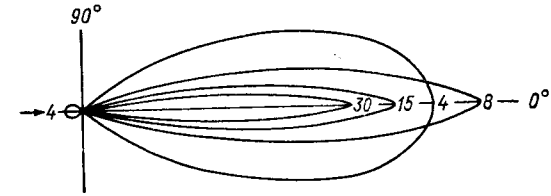


Рис. 6.3. Индикатриса рассеяния радиации каплями воды (цифры на кривых — значения $\mu = 2\pi r/\lambda$).

на облачных каплях для нескольких значений параметра μ . Однако не следует думать, что в других направлениях рассеянная радиация совершенно не распространяется. Если ту же индикатрису облачной капли изобразить в прямоугольных координатах

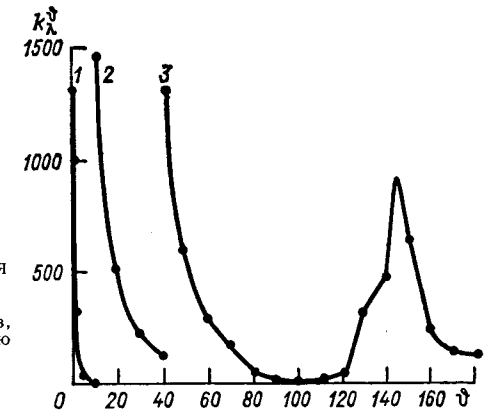


Рис. 6.4. Индикатриса рассеяния в прямоугольных координатах. Масштаб для кривой 2 уменьшен в 10 раз, а для кривой 3 — в 2500 раз по сравнению с кривой 1.

и в разном масштабе (для различных участков изменения ϑ), то получим картину, изображенную на рис. 6.4. Максимум интенсивности рассеянного света вблизи $\vartheta = 140^\circ$ обуславливает явление, известное под названием первой радуги.

Степень поляризации света при аэрозольном рассеянии значительно меньше, чем при молекулярном. В реальной атмосфере наблюдается как молекулярное, так и аэрозольное рассеяние. Наличие в атмосфере примесей самых различных размеров и концент-

раций делает расчет рассеяния очень сложным. Дело осложняется также и многократностью рассеяния. Все это ограничивает возможность применения рассмотренных теоретических схем, поэтому приходится идти по пути выявления эмпирических и полуэмпирических зависимостей, особенно при расчетах аэрозольного рассеяния. Закономерности рассеяния в реальной атмосфере очень сильно зависят от размеров атмосферных примесей, в частности от размеров водяных капель.

Многочисленные измерения потоков солнечной радиации позволили определить показатель рассеяния $k_\lambda(z)$ в различных слоях атмосферы. Общий показатель $k_\lambda(z)$ можно представить в виде суммы молекулярного ($k_{\lambda M}$) и аэрозольного ($k_{\lambda a}$) показателей рассеяния:

$$k_\lambda(z) = k_{\lambda M}(z) + k_{\lambda a}(z). \quad (2.14)$$

Поскольку объемный показатель $k_\lambda = \alpha_\lambda \rho$ пропорционален плотности воздуха (ρ), которая убывает с высотой, то и показатели $k_{\lambda M}$ и $k_{\lambda a}$ с увеличением высоты уменьшаются. В табл. 6.2 приведены средние значения $k_{\lambda M}$ и $k_{\lambda a}$ при $\lambda = 0,514$ мкм в слоях толщиной 1 км (в таблице указана высота середины слоя). Аэрозольный показатель $k_{\lambda a}$ зависит от замутненности атмосферы, которая однозначно связана с метеорологической дальностью видимости S_M (см. главу 22). В табл. 6.2 даны значения $k_{\lambda a}$ для слабо ($S_M = 25$ км) и умеренно ($S_M = 5$ км) замутненной атмосферы до высоты 7 км (выше они одинаковые). Из таблицы следует, что до высоты 3 км при $S_M = 25$ км и до высоты 4 км при $S_M = 5$ км преобладает аэрозольное рассеяние, а выше этих уровней наибольший вклад вносит молекулярное рассеяние.

Таблица 6.2. Показатели (км^{-1}) молекулярного и аэрозольного рассеяния

z км	$10^4 k_{\lambda M}$	$10^4 k_{\lambda a}$		z км	$10^4 k_{\lambda M}$	$10^4 k_{\lambda a}$
		$S_M = 25$ км	$S_M = 5$ км			
0	150	1680	8200	7,5	69	36
0,5	143	1120	4960	8,5	62	35
1,5	129	486	1810	9,5	55	34
2,5	116	207	663	10,5	49	33
3,5	105	98	242	11,5	44	32
4,5	95	62	88	12,5	38	31
5,5	86	45	44	13,5	33	30
6,5	77	36	36	14,5	26	29

По наблюдениям с земли и с космических кораблей установлено, что повышенная замутненность атмосферы отмечается в слое толщиной 1—2 км, расположенном на высоте около 20 км.

Просуммированные по всей толщине атмосферы объемные показатели ослабления

$$\tau_\lambda = \int_0^\infty k_\lambda(z) dz \quad (2.15)$$

носят название *оптической толщины атмосферы*. Получены следующие значения оптических толщин, обусловленных молекулярным ($\tau_{\lambda M}$) и общим (τ_λ) рассеянием, для различных длин волн:

λ мкм	0,30	0,32	0,34	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,70	0,80
$\tau_{\lambda M}$	1,22	0,93	0,72	0,36	0,22	0,14	0,10	0,07	0,04	0,02
τ_λ	1,97	1,55	1,05	0,62	0,46	0,37	0,33	0,30	0,22	0,19

В соответствии с теорией, значения $\tau_{\lambda M}$ с увеличением λ резко уменьшаются. В ультрафиолетовой области ($\lambda < 0,40$ мкм) молекулярное рассеяние вносит наибольший (по сравнению с аэрозольным) вклад в общее рассеяние. (Например, при $\lambda = 0,30$ мкм значение $\tau_{\lambda M} = 1,22$, а $\tau_{\lambda a} = 0,75$). Но поскольку оптическая толщина, обусловленная аэрозольным рассеянием ($\tau_{\lambda a} = \tau_\lambda - \tau_{\lambda M}$), очень медленно уменьшается при увеличении λ , то уже при $\lambda = 0,45$ мкм вклад молекулярного ($\tau_{\lambda M} = 0,22$) и аэрозольного ($\tau_{\lambda a} = 0,24$) рассеяния практически одинаков. При $\lambda > 0,45$ мкм основной вклад вносит аэрозольное рассеяние (здесь $\tau_{\lambda a} > \tau_{\lambda M}$).

3 Законы ослабления радиации в земной атмосфере

В п. 1 и 2 были рассмотрены процессы поглощения и рассеяния, которые приводят к ослаблению потока солнечной радиации в земной атмосфере. При практических расчетах потоков солнечной радиации ослабление радиации, обусловленное поглощением и рассеянием, учитывают суммарно, путем введения некоторого общего коэффициента ослабления солнечной радиации. Наиболее простой вид имеют формулы для потока монохроматической радиации. Расчет интегрального потока, как будет показано ниже, сопряжен с целым рядом трудностей.

Монохроматический поток. Рассмотрим прежде всего *монохроматический поток* солнечной радиации, т. е. поток лучей определенной длины волны. Пусть в точку A_1 (рис. 6.5), расположенную на верхней границе атмосферы, поступает монохроматический поток солнечной радиации $I_{\lambda 0}$. Будем от точки A_1 отсчитывать

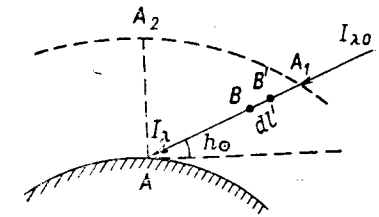


Рис. 6.5. К выводу формулы для потока солнечной радиации.

расстояние l' , проходимое солнечным лучом в земной атмосфере. Поток радиации с длиной волны λ в точке B' на расстоянии l' от A_1 обозначим через I'_λ . Пусть луч сместился еще на малое расстояние dl' и достиг точки B . Поток радиации в точке B обозначим через $I'_\lambda + dI'_\lambda$. Величина dI'_λ представляет собой ослабление радиации на пути dl' . Обозначим через ρ плотность воздуха между точками B' и B . Тогда, согласно известному закону Бугера, ослабление радиации dI'_λ прямо пропорционально I'_λ , ρ и dl' , т. е.

$$dI'_\lambda = -\alpha_\lambda \rho I'_\lambda dl', \quad (3.1)$$

где α_λ — коэффициент пропорциональности (в $\text{м}^2/\text{кг}$), называемый *массовым показателем ослабления* солнечной радиации (см. п. 1 главы 5).

Для того чтобы получить поток радиации на земной поверхности в точке A , проинтегрируем правую и левую части формулы (3.1) в пределах от верхней границы атмосферы, где поток солнечной радиации $I_{\lambda 0}$, до земной поверхности, где поток I_λ :

$$\int_{I_{\lambda 0}}^{I_\lambda} \frac{dI'_\lambda}{I'_\lambda} = - \int_0^l \alpha_\lambda \rho dl', \quad (3.2)$$

где $l = A_1A$ — путь, пройденный солнечным лучом от верхней границы атмосферы до земной поверхности.

Массовый показатель ослабления солнечной радиации, введенный формулой (3.1), вообще говоря, различен в различных точках столба воздуха A_1A . Это объясняется тем, что при изменении расстояния l' изменяется процентный состав поглощающих газов, а вместе с этим и показатель поглощения. Поскольку α_λ представляет собой характеристику ослабления радиации в столбе воздуха единичной массы, массовый показатель ослабления (в отличие от объемного $k_\lambda = \alpha_\lambda \rho$) не должен сильно изменяться с изменением расстояния l' . Поэтому формулу (3.2) можно переписать в виде

$$\ln \frac{I_\lambda}{I_{\lambda 0}} = -\alpha_\lambda \int_0^l \rho dl' \quad \text{или} \quad I_\lambda = I_{\lambda 0} \exp \left(-\alpha_\lambda \int_0^l \rho dl' \right), \quad (3.3)$$

где под α_λ строго следует понимать средний для всего столба показатель ослабления солнечной радиации.

Нетрудно видеть, что интеграл

$$M = \int_0^l \rho dl' \quad (3.4)$$

представляет собой массу наклонного столба с основанием 1 м^2 и длиной l . Введем в рассмотрение массу M_0 вертикального столба воздуха, располагающегося над пунктом наблюдения A (см. рис. 6.5). Отношение

$$m = M/M_0 \quad (3.5)$$

носит название *оптической массы атмосферы*.

Установим связь между m и высотой Солнца h_\odot . Рассмотрим треугольник A_2AA_1 . При больших высотах Солнца его можно считать практически прямоугольным, так как дуга A_2A_1 может быть с достаточной степенью точности заменена прямой. Тогда

$$AA_2 = AA_1 \sin h_\odot, \\ AA_1/AA_2 = 1/\sin h_\odot = \operatorname{cosec} h_\odot.$$

С другой стороны, отношение

$$\frac{AA_1}{AA_2} = M/M_0 = m.$$

Таким образом,

$$m = 1/\sin h_\odot = \operatorname{cosec} h_\odot. \quad (3.6)$$

Формула (3.6) дает удовлетворительные результаты (с точностью до 0,01) при высотах Солнца $h_\odot > 30^\circ$. При $h_\odot < 30^\circ$ необходимо учитывать кривизну атмосферы и рефракцию солнечных лучей.

Оптическая масса атмосферы m при различной высоте Солнца имеет следующие значения:

h_\odot	90	80	70	60	50	40	30	20	10	5	3	0
m	1	1,02	1,06	1,16	1,30	1,55	2,00	2,90	5,60	10,4	15,4	35,4

Приведенные значения показывают, что по мере приближения Солнца к горизонту путь солнечного луча и оптическая масса атмосферы увеличиваются. При положении Солнца на горизонте масса столба воздуха, пронизываемого солнечными лучами, в 35,4 раза больше массы вертикального столба. Приводим значения высоты Солнца h_\odot , соответствующие некоторым целым значениям m :

m	1	1,5	2	3	4	5	8
h_\odot	90	41,8	30	19,3	14,3	11,3	6,8

Из этих данных следует, что оптическая масса атмосферы быстро возрастает с уменьшением высоты Солнца при малых значениях последней и значительно более медленно — при больших. Так, например, при уменьшении высоты Солнца от 60° опти-

ческая масса атмосферы возрастает всего лишь на 0,14, при уменьшении же высоты Солнца от 10 до 0° она возрастает на 29,8. Для того чтобы масса m возросла от 4 до 5, высота Солнца должна уменьшиться на 3°, в то время как при увеличении m от 1 до 2 высота Солнца уменьшается на 60°. Этот простой факт оказывает большое влияние на вид кривой суточного хода солнечной радиации.

С введением оптической массы атмосферы по соотношению (3.5) формулу (3.3) можно переписать так:

$$\ln \frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}} = -\alpha_\lambda M_0 m. \quad (3.7)$$

Обозначим $\alpha_\lambda M_0 = \tau_\lambda$. Тогда

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp(-\tau_\lambda m). \quad (3.8)$$

Формулы (3.3) и (3.8) обычно называют *формулами ослабления солнечной радиации в атмосфере* или *формулами Бугера*.¹ Безразмерная величина

$$\tau_\lambda = \alpha_\lambda M_0 = \int_0^\infty \alpha_{\lambda\rho} dz$$

представляет собой показатель ослабления солнечной радиации для всего вертикального столба воздуха. Ее называют *оптической толщиной атмосферы* (см. п. 2).

Формула (3.8) справедлива, конечно, и для любой другой высоты, если под τ_λ понимать оптическую толщину столба воздуха от данной высоты до верхней границы атмосферы, т. е.

$$\tau_\lambda(z) = \int_z^\infty \alpha_{\lambda\rho} dz.$$

Поскольку оптическая масса атмосферы быстро изменяется при малых значениях высоты Солнца и медленно — при больших, из (3.8) следует, что и поток солнечной радиации подчиняется той же закономерности: I_λ быстро возрастает после восхода Солнца в утренние часы и быстро убывает перед заходом Солнца в вечерние часы; в околополуденные же часы поток солнечной радиации сравнительно медленно изменяется во времени.

Если плотность воздуха будем считать постоянной в направлении распространения радиации, то формулу (3.3) можно переписать в виде:

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp(-k_\lambda l), \quad (3.9)$$

¹ Отметим, что при выводе формулы (3.8) не нужно делать предположение о независимости α_λ от пройденного лучом расстояния l .

где l — пройденный лучами путь, $k_\lambda = \alpha_\lambda \rho$ — объемный показатель ослабления.

Предположение о постоянстве плотности воздуха выполняется с удовлетворительной степенью точности при распространении лучей в горизонтальном направлении на небольшие расстояния.

В случае десятичных показателей ослабления формулы для ослабления радиации в атмосфере записываются в виде

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \cdot 10^{-\alpha'_\lambda M} \quad \text{или} \quad I_\lambda = I_{\lambda_0} \cdot 10^{-k'_\lambda l}. \quad (3.10)$$

Формулы (3.10) получены соответственно из формул (3.3) и (3.9), если в последних перейти от основания показательной функции e к основанию 10.

Отметим физический смысл показателей ослабления, вытекающий из (3.3) и (3.10): массовые показатели ослабления — величины, обратные массе столба, в котором радиация ослабляется в e раз (α_λ) или в 10 раз (α'_λ); линейные (объемные) показатели — величины, обратные расстоянию, на котором поток радиации уменьшается в e раз (k_λ) или в 10 раз (k'_λ). Оптическая толщина — это величина, обратная оптической массе, ослабляющей поток в e раз.

Коэффициент прозрачности. На практике для характеристики свойств ослабления солнечной радиации в атмосфере вводят понятие *коэффициента прозрачности атмосферы*. Коэффициент прозрачности p_λ для лучей данной длины волны определяется формулой

$$p_\lambda = \exp(-\tau_\lambda). \quad (3.11)$$

С введением p_λ формулу (3.8) можно переписать в виде

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} p_\lambda^m. \quad (3.12)$$

Физический смысл коэффициента прозрачности непосредственно выясняется из (3.12). В самом деле, если положить $m = 1$, т. е. считать, что Солнце находится в зените ($h_\odot = 90^\circ$), то формула (3.12) примет вид

$$I_{\lambda, 90} = I_{\lambda_0} p_\lambda, \quad (3.13)$$

где $I_{\lambda, 90}$ — поток солнечной радиации на земной поверхности при $h_\odot = 90^\circ$. Из (3.13) получаем

$$p_\lambda = I_{\lambda, 90} / I_{\lambda_0}. \quad (3.14)$$

Таким образом, коэффициент прозрачности представляет собой ту относительную долю солнечной радиации, которая достигает земной поверхности при положении Солнца в зените. Так как $I_{\lambda, 90} < I_{\lambda_0}$, то коэффициент прозрачности всегда меньше единицы ($p_\lambda < 1$).

Коэффициент прозрачности, так же как и оптическая толщина τ_λ , характеризует физические свойства воздушной массы, располагающейся над пунктом наблюдения, с точки зрения влияния ее на поток солнечной радиации. Чем больше содержание поглощающих газов (главным образом водяного пара) и больше замутненность атмосферы примесями, тем больше для данной длины волны τ_λ и меньше коэффициент прозрачности p_λ . Подчеркнем, что коэффициент прозрачности монохроматического потока зависит только от *физического состояния вертикального столба воздуха* (его замутненности и содержания поглощающих газов) и не зависит от *высоты Солнца* (массы m).

Коэффициент прозрачности p_λ является функцией длины волны. Наибольших значений p_λ достигает в так называемой *идеальной атмосфере*, под которой понимают сухую (лишенную водяного пара) и чистую (без примесей) атмосферу. Поскольку основным процессом ослабления солнечной радиации в такой атмосфере является рассеяние, то коэффициент прозрачности с увеличением длины волны возрастает, так как рассеяние коротких волн более значительно, чем длинных.

Коэффициенты прозрачности, рассчитанные теоретически для идеальной атмосферы при разных длинах волн, равны:

λ мкм . . .	0,35	0,39	0,45	0,50	0,60	0,70	0,80	1,00	2,00
p_λ	0,551	0,685	0,812	0,874	0,938	0,966	0,980	0,992	0,999

Общий (интегральный) поток солнечной радиации. Формулы (3.8) и (3.12) для потоков солнечной радиации на земной поверхности строго справедливы лишь для монохроматического луча. Для того чтобы получить выражение для общего (интегрального) потока солнечной радиации, необходимо просуммировать I_λ по всем длинам волн, т. е. составить интеграл

$$I = \int_0^{\infty} I_\lambda d\lambda = \int_0^{\infty} I_{\lambda_0} p_\lambda^m d\lambda. \quad (3.15)$$

Вследствие очень сложной зависимости коэффициента прозрачности p_λ от λ вычисление последнего интеграла представляет значительные трудности. При практических расчетах формулу для общего (интегрального) потока солнечной радиации записывают, вводя некоторые средние значения p и τ , в виде

$$I = I_0 p^m, \quad I = I_0 \exp(-\tau m). \quad (3.16)$$

Коэффициент прозрачности p и в случае общего потока показывает, какая относительная доля солнечной радиации достигает земной поверхности при положении Солнца в зените, т. е. $p = I_{90}/I_0$. Но, в отличие от монохроматического, коэффициент прозрачности атмосферы для интегрального потока оказывается за-

висящим от массы атмосферы m . С увеличением m коэффициент прозрачности p растет. Это объясняется тем, что при прохождении через атмосферу солнечная радиация не только ослабляется, но и изменяет свой спектральный состав.

При положении Солнца в зените на долю ультрафиолетовой радиации приходится 4% всей поступающей к земной поверхности солнечной радиации, на долю видимой — 46% и инфракрасной — 50%; при высоте Солнца 30° — соответственно 3, 44 и 53%. При положении Солнца у горизонта ультрафиолетовая радиация отсутствует, а весь поток состоит только из видимой (28%) и ин-

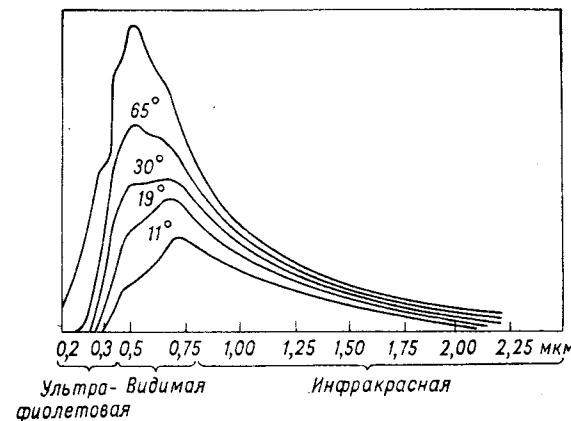


Рис. 6.6. Распределение энергии (в относительных единицах) в солнечном спектре на границе атмосферы (верхняя кривая) и при различных высотах Солнца над горизонтом.

фракрасной (72%) радиации. Спектральный состав солнечной радиации у поверхности Земли в случае идеальной атмосферы при различных высотах Солнца и на верхней границе атмосферы приведен (по Н. Н. Калитину) на рис. 6.6. Как видно из рисунка, наличие атмосферы одновременно и уменьшает поток солнечной радиации по всей длине спектра, и сдвигает максимум излучения в сторону более длинных волн, при этом чем меньше высота Солнца, тем больше это влияние. Отметим, что под влиянием именно этого эффекта изменяется цвет Солнца: при малых высотах оно красное.

Наибольшее ослабление испытывают коротковолновые лучи; таким образом, при прохождении через каждый новый слой единичной массы поток солнечной радиации все более обогащается длинноволновыми лучами, для которых атмосфера более прозрачна. Поэтому если мысленно разбить весь путь луча на части (по единичной массе каждая), то в первой по порядку единичной массе коэффициент прозрачности будет иметь наименьшее значение. Для последующих единичных масс p будет увеличиваться вследствие преобладания длинноволновой радиации в общем потоке (эффект Форбса).

Из формулы для общего потока солнечной радиации определяется некоторый средний для всего пути луча коэффициент прозрачности. Этот коэффициент оказывается тем большим, чем больше m , что подтверждают следующие значения коэффициента прозрачности p_n идеальной атмосферы для интегрального потока радиации:

m	1	2	3	4	5	8	10
p_n	0,906	0,916	0,922	0,927	0,935	0,941	0,946

Ввиду наличия такой зависимости p от m коэффициенты прозрачности, получаемые по данным наблюдений в разное время и в различных пунктах, приводят к определенной оптической массе ($m=1$ или $m=2$). Методы приведения разработаны П. Н. Тверским, С. И. Сивковым и др.

Кроме формулы (3.16), были предложены и другие формулы для расчета потоков солнечной радиации. Среди них широкую известность получила формула В. Г. Кастрова

$$I = I_0(I + cm), \quad (3.17)$$

где c — некоторая величина, характеризующая степень прозрачности атмосферы. С. И. Савиновым было показано, что величина c в формуле (3.17) меньше зависит от m , чем коэффициент прозрачности p . С увеличением прозрачности атмосферы параметр c уменьшается (поскольку при $m = \text{const}$ поток I возрастает).

Значение параметра c и других характеристик радиационного режима получены сначала Н. Н. Калитиным (1943 г.), а затем дополнены С. И. Сивковым (1968 г.) по данным наблюдений на семи станциях Советского Союза (Якутск, Иркутск, Саратов, Одесса, Евпатория, Владивосток, Ашхабад). Общее число полных рядов наблюдений за солнечной радиацией, использованных для подсчета, составило 2168 (оптическая масса атмосферы m изменялась от 1,5 до 8).

Положив в основу формулы (3.16)—(3.17) и используя наблюдения за солнечной радиацией на тех же семи станциях СССР (общее число измерений более 13 000), С. И. Сивков рассчитал приведенное в п. 2 главы 5 значение метеорологической солнечной постоянной (1,25 кВт/м²). Для определения постоянных, вошедших в эти формулы, и значения I_0 использованы измерения I при высотах Солнца, соответствующих массам атмосферы $m_1 = 1,5$, $m_2 = 2$ и $m_3 = 3$. При этом оказалось, что наиболее устойчивое значение I_0 при разной прозрачности атмосферы дает формула Кастрова. Рассчитанное по формуле (3.16) значение I_0 оказалось сильно заниженным — около 1,13 кВт/м².

Коэффициент прозрачности реальной атмосферы, приведенный к определенной оптической массе, зависит от физического состояния атмосферы, т. е. от содержания атмосферных примесей и по-

глощающих газов. Как показали наблюдения, коэффициент прозрачности атмосферы существенно зависит как от места наблюдения, так и от того, какая воздушная масса располагается над данным районом. Коэффициент прозрачности колеблется от 0,5 до 0,9. В среднем в более низких широтах коэффициент прозрачности меньше, чем в более высоких широтах. Средние (по семи станциям СССР) значения коэффициента прозрачности, определенные при $m = 2$, составляют: 0,826 при высокой прозрачности атмосферы, 0,786 при повышенной, 0,747 при нормальной, 0,697 при пониженной, 0,652 при низкой и 0,594 при очень низкой.

Фактор мутности атмосферы. Оптическую толщину атмосферы можно представить как сумму трех слагаемых:

$$\tau = \tau_n + \tau_p + \tau_{пр}, \quad (3.18)$$

где τ_n , τ_p , $\tau_{пр}$ — оптические толщины атмосферы, обусловленные соответственно ослаблением радиации в сухой и чистой (идеальной) атмосфере, поглощением переменными составными частями (главным образом водяным паром, а также углекислым газом) и ослаблением радиации твердыми и жидкими примесями (пылью, каплями облаков и туманов и т. д.). Составим отношение

$$\tau/\tau_n = T, \quad (3.19)$$

которое называется *фактором мутности атмосферы*. Фактор мутности атмосферы всегда больше единицы ($T > 1$). Величину $\tau = \tau_n T$ подставим в формулу (3.16):

$$I = I_0 \exp(-\tau_n T m). \quad (3.20)$$

Величина $\exp(-\tau_n) = p_n$ представляет собой коэффициент прозрачности идеальной атмосферы для интегрального потока.

С введением p_n формула (3.16) принимает вид

$$I = I_0 p_n^{Tm}. \quad (3.21)$$

Из сравнения формул (3.21) и (3.16) видно, что фактор мутности показывает, сколько потребовалось бы масс сухой и чистой атмосферы, чтобы получить такое же ослабление солнечной радиации, которое дает одна масса реальной атмосферы. Из формул (3.16) и (3.21) следует

$$T = \lg p / \lg p_n. \quad (3.22)$$

Фактор мутности изменяется в более широких пределах и меньше зависит от m , чем коэффициент прозрачности. Средние (по семи станциям СССР) значения фактора мутности при $m = 2$ составляют: 5,20 при очень низкой прозрачности, 4,26 при низкой, 3,62 при пониженной, 2,92 при нормальной, 2,41 при повышенной и 1,91 при высокой.

Фактор мутности T , так же как и ρ , зависит от физических свойств воздушной массы. Средние значения T для разных воздушных масс (по Л. И. Мамонтовой и С. П. Хромову) следующие:

Воздушная масса	кАВ	мУВ	кУВ	кТВ
T	2,45	2,66	3,09	3,49

Согласно данным В. С. Самойленко (1973 г.), в низких широтах (над океанами) наименьшей прозрачностью обладает экваториальный воздух (ЭВ), в котором $\rho = 0,55$ и $T = 7,6$; морской тропический воздух (мТВ) значительно прозрачнее: $\rho = 0,80$, $T = 3,6$.

Фактор мутности T и коэффициент прозрачности ρ имеют хорошо выраженный годовой ход, что подтверждают следующие данные для Ленинграда:

Месяц	I	III	V	VII	IX	XI
ρ	0,798	0,795	0,780	0,766	0,786	0,800

4 Прямая солнечная радиация

Под *прямой солнечной радиацией*, которую нередко называют просто *солнечной радиацией*, понимают радиацию, доходящую до места наблюдения в виде пучка параллельных лучей непосредственно от Солнца.

Потоки солнечной радиации на перпендикулярную лучам (I) и горизонтальную ($I' = I \sin h_0$) поверхности зависят от следующих факторов: а) солнечной постоянной; б) расстояния между Землей и Солнцем (поток I_0 на верхней границе атмосферы в январе примерно на 3,5 % больше, а в июле на 3,5 % меньше, чем I_0^*); в) физического состояния атмосферы над пунктом наблюдения (содержания поглощающих газов и твердых атмосферных примесей, наличия облаков и туманов); г) высоты Солнца.

В зависимости от указанных факторов потоки I и I' изменяются в широких пределах. В каждом пункте они имеют отчетливо выраженный суточный и годовой ход (максимумы I и I' в течение суток наблюдаются в местный полдень). Хотя высота Солнца (от которой зависит m) и оказывает большое влияние на потоки солнечной радиации, но не меньшее влияние оказывает и замутненность атмосферы. Это подтверждают максимальные (из полуденных) значения потока I , которые когда-либо наблюдались в различных пунктах (табл. 6.3 и 6.4). Из приведенных в табл. 6.3 данных следует, что несмотря на большое различие в широте станций и, следовательно, в максимальной высоте Солнца, различие I_{\max} на них невелико. Более того, на о. Диксон значение I_{\max} больше, чем в пунктах, расположенных южнее его.

Таблица 6.3. Максимальные значения потока солнечной радиации I_{\max} (кВт/м²) в пунктах, расположенных ниже 500 м над уровнем моря

Пункт	I_{\max}	Пункт	I_{\max}
Северный полюс	0,90	Москва	1,03
о. Диксон	1,04	Ашхабад	1,01
Ленинград	1,00	Ташкент	1,05
Якутск	1,05		

Таблица 6.4. Максимальные значения потока солнечной радиации I_{\max} (кВт/м²) в горных районах

Пункт	Высота, м	I	III	V	VII	IX	XI	Год
Такубая (Мексика)	2300	1,14	1,07	1,06	1,03	1,10	1,10	1,16
Тянь-Шань	3670	1,14	1,16	1,14	1,17	1,18	1,30	1,18

Объясняется это тем, что атмосфера в низких широтах содержит больше водяного пара и примесей, чем в высоких.

С увеличением высоты над уровнем моря потоки солнечной радиации возрастают, что объясняется уменьшением оптической толщины $\tau(z)$. Вследствие этого и I_{\max} в горных районах (табл. 6.4) больше, чем на равнинной местности.

Приведем значения потока I на различных высотах по измерениям во время подъема аэростата при высоте Солнца около 50°:

z км	0	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8
I кВт/м ²	0,76	0,82	0,89	1,01	1,06	1,09	1,11	1,14	1,17	1,20
z км	9	10	11	12	13	15	20	25	29	
I кВт/м ²	1,21	1,22	1,23	1,24	1,24	1,25	1,27	1,28	1,28	

Поток I растет с увеличением высоты сравнительно быстро в нижних слоях и более медленно в верхних.

Средние значения потоков I и I' по данным наблюдений на семи станциях СССР (общее число измерений превышает 13 000) при разных высотах Солнца и различной прозрачности атмосферы приведены в табл. 6.5 и 6.6.

Таблица 6.5 составлена по данным непосредственных измерений при различных высотах Солнца. Анализ наблюдений, выполненных Н. Н. Калитиным, показал, что потоки при одинаковых значениях m и ρ для всех семи станций близки между собой. Благодаря этому все данные измерений можно было объединить и получить средние (нормальные) значения потоков солнечной радиации при разных высотах Солнца и прозрачности атмосферы.

Таблица 6.5. Поток прямой солнечной радиации (кВт/м²) на перпендикулярную поверхность

Прозрачность	c	h_{\odot}°						Число измерений
		6,8	11,3	14,3	19,3	30,3	41,8	
Очень низкая	0,91	0,110	0,208	0,272	0,366	0,487	0,595	17
Низкая	0,67	0,170	0,292	0,364	0,456	0,588	0,699	83
Пониженная	0,54	0,237	0,372	0,452	0,541	0,670	0,768	340
Нормальная	0,43	0,476	0,552	0,636	0,644	0,769	0,852	1023
Повышенная	0,34	0,419	0,568	0,644	0,735	0,852	0,926	658
Высокая	0,27	0,522	0,667	0,745	0,828	0,942	1,000	47
Идеальная атмосфера	0,13	0,837	0,949	0,998	1,053	1,131	1,173	

Таблица 6.6. Поток прямой солнечной радиации (кВт/м²) на горизонтальную поверхность (инсоляция)

c	h_{\odot}°										
	7	10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
0,91	0,01	0,04	0,07	0,13	0,19	0,24	0,37	0,50	0,61	0,70	0,74
0,67	0,02	0,05	0,10	0,16	0,22	0,29	0,44	0,58	0,68	0,78	0,82
0,54	0,03	0,06	0,12	0,19	0,26	0,34	0,48	0,62	0,73	0,84	0,89
0,43	0,04	0,08	0,15	0,22	0,30	0,38	0,54	0,68	0,80	0,91	0,96
0,34	0,05	0,09	0,17	0,25	0,34	0,43	0,59	0,73	0,86	0,97	1,12
0,27	0,06	0,11	0,20	0,29	0,38	0,48	0,64	0,79	0,91	1,03	1,08
0,13	0,11	0,16	0,26	0,36	0,46	0,56	0,75	0,91	1,05	1,17	1,22

Потоки I' (табл. 6.6) для высот Солнца от 7 до 40° рассчитаны по данным табл. 6.5 путем интерполяции (и последующего умножения на $\sin h_{\odot}$), а для высот 50, 60, 75 и 90° — с помощью формулы В. Г. Кастрова: сначала по значению потока I при $m=1,5$ был найден параметр c , а затем рассчитаны потоки I и I' при значениях m , соответствующих этим высотам Солнца.

Определяющее влияние на поток прямой солнечной радиации оказывает облачность. Из данных, проанализированных Н. Н. Калитиным, следует, что при малых высотах Солнца (до 15—20°) даже в случае облаков верхнего яруса (C_i , C_s) поток I' в Ленинграде равен нулю. При высоко-кучевых облаках I' становится отличным от нуля лишь при $h_{\odot} > 30^{\circ}$. Слоистые и слоисто-кучевые (равно как и слоисто-дождевые) облака полностью задерживают прямую солнечную радиацию при всех высотах Солнца.

Потоки солнечной радиации на наклонные поверхности. Потоки солнечной радиации, поступающие на наклоненные (под некоторым углом α) и горизонтальные поверхности существенно различаются.

В табл. 6.7 приведены значения отношений осредненных за год потоков прямой солнечной радиации на наклонную и горизонтальную поверхность при различной крутизне склонов (α) и различной их ориентации. Эти данные относятся к средним широтам (54—62° с. ш.).

Таблица 6.7. Значения отношений потоков прямой солнечной радиации на наклонную и горизонтальную поверхности

α°	Ориентация склонов							
	С	СВ	В	ЮВ	Ю	ЮЗ	З	СЗ
10	0,83	0,89	1,00	1,11	1,50	1,09	0,98	0,87
20	0,66	0,77	0,99	1,19	1,25	1,17	0,95	0,74
30	0,49	0,65	0,97	1,24	1,32	1,20	0,93	0,61
45	0,27	0,50	0,93	1,27	1,38	1,22	0,86	0,46
60	0,14	0,42	0,86	1,23	1,32	1,17	0,79	0,37

Для осредненных за год радиационных балансов значения таких отношений в случае северной ориентации склонов составляют 0,92—0,95 при $\alpha = 10^{\circ}$ и 0,85—0,88 при $\alpha = 20^{\circ}$; в случае южной ориентации склонов составляют 1,02—1,04 при $\alpha = 10^{\circ}$ и 1,05—1,10 при $\alpha = 20^{\circ}$.

5 Рассеянная радиация

Рассеянная радиация представляет собой солнечную радиацию, претерпевшую рассеяние в атмосфере. Количество рассеянной радиации, поступающей на единичную горизонтальную поверхность в единицу времени, носит название *потока рассеянной радиации*; поток рассеянной радиации будем обозначать через i . Поскольку первоисточником рассеянной радиации служит прямая солнечная радиация, поток i должен зависеть от факторов, которые определяют I , а именно: а) высоты Солнца h_{\odot} (чем больше h_{\odot} , тем больше i); б) прозрачности атмосферы (чем больше p , тем меньше i); в) облачности.

Как следует из табл. 6.8, составленной Н. Н. Калитиным по наблюдениям в Ленинграде, под влиянием облачности поток рассеянной радиации по сравнению с безоблачным небом, как правило, довольно значительно увеличивается. Исключение составляют облака нижнего яруса (St , Sc) при малых высотах Солнца ($h_{\odot} < 10-15^{\circ}$). Наибольших значений поток i достигает при облаках среднего (Ac) и верхнего (Cs) ярусов, когда он в 2—3 раза больше, чем при безоблачных условиях.

Связать поток рассеянной радиации с потоком прямой позволяют следующие рассуждения. Если к земной поверхности посту-

Таблица 6.8. Поток рассеянной радиации (кВт/м²) при безоблачном небе и сплошной облачности различных форм

Форма облаков	h_{\odot}°									
	0	2,5	5	10	15	20	25	30	40	50
Безоблачно	0,00	0,01	0,02	0,04	0,05	0,06	0,06	0,07	0,08	0,08
С1	0,01	0,02	0,04	0,06	0,09	0,11	0,13	0,15	0,18	0,20
Сs	0,01	0,03	0,04	0,08	0,10	0,13	0,16	0,19	0,24	0,28
Ac	0,01	0,03	0,04	0,06	0,11	0,15	0,18	0,22	0,27	0,31
As	0,01	0,02	0,04	0,06	0,09	0,12	0,14	0,17	0,21	0,24
Sc	0,00	0,00	0,01	0,03	0,06	0,09	0,12	0,14	0,19	0,23
St	0,00	0,01	0,14	0,03	0,04	0,06	0,07	0,09	0,11	0,13
Ns	—	—	0,01	0,02	0,04	0,04	0,06	0,06	0,08	0,10
Сb	—	—	—	0,04	0,05	0,07	0,08	0,01	0,12	0,14

пает поток I , то потеря прямой солнечной радиации в атмосфере равна разности $I_0 - I$. В идеальной атмосфере вся эта радиация переходит в рассеянную. При симметричной форме индикатрисы молекулярного рассеяния к земной поверхности направляется половина всего количества рассеянной радиации. Таким образом, поток рассеянной радиации на горизонтальную поверхность

$$i = b(I_0 - I) \sin h_{\odot}.$$

Множитель b , в идеальной атмосфере равный $1/2$, в реальных условиях, когда часть потока I_0 поглощается, как следует из сравнения с опытными данными, близок к $1/3$.

Если воспользоваться формулой В. Г. Кастрова (3.17) и соотношением $\sin h_{\odot} = 1/m$, то последняя формула примет вид

$$i = bcl \text{ или } i = bc \frac{I'}{\sin h_{\odot}}. \quad (5.1)$$

На основании формул (5.1) можно сделать следующие выводы.

1. При заданной прозрачности атмосферы ($c = \text{const}$) поток i пропорционален I , т. е. увеличение высоты Солнца (уменьшение m) сопровождается увеличением потока рассеянной радиации.

2. Отношение i/I зависит только от прозрачности атмосферы, и по опытным данным для высот Солнца от 10 до 75° оно близко к 0,22; 0,17; 0,12; 0,09 и 0,04 соответственно при низкой ($c = 0,67$), пониженной ($c = 0,54$), нормальной ($c = 0,43$), повышенной ($c = 0,34$) прозрачности и в идеальной атмосфере ($c = 0,13$).

3. Отношение i/I' растет с уменьшением высоты Солнца и прозрачности атмосферы.

Указанные выводы иллюстрирует табл. 6.9, построенная по результатам наблюдений в Ленинграде, Москве, Саратове и Франкфурте-на-Майне (обобщение и анализ данных выполнены М. С. Аверкиевым и С. И. Сивковым). Из таблицы следует, что

Таблица 6.9. Поток рассеянной i радиации (кВт/м²) при различной прозрачности безоблачной атмосферы

c	h_{\odot}°									
	10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
0,67	0,07	0,08	0,10	0,12	0,13	0,15	0,16	0,17	0,18	0,18
0,54	0,06	0,08	0,09	0,10	0,11	0,13	0,14	0,15	0,15	0,15
0,43	0,05	0,06	0,08	0,08	0,09	0,10	0,12	0,12	0,13	0,13
0,34	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,08	0,09	0,10	0,10	0,10
0,13	0,03	0,04	0,04	0,05	0,05	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06

при заданной прозрачности ($c = \text{const}$) поток i растет с увеличением высоты Солнца, а при фиксированной высоте Солнца — с понижением прозрачности.

Рассеянная радиация, так же как и прямая, имеет хорошо выраженный суточный ход. При этом максимум достигается в момент наибольшей высоты Солнца, т. е. в местный полдень. Значение максимума существенно зависит от состояния атмосферы.

При безоблачном небе поток рассеянной радиации составляет около 10 % инсоляции. Роль рассеянной радиации увеличивается при наличии облаков. В высоких широтах, где преобладает значительная облачность и малые высоты h_{\odot} , значение i может достигать примерно 0,7 кВт/м². Кроме облачности, большое влияние на рассеянную радиацию оказывает снежный покров. При наличии снежного покрова увеличивается отражение прямой солнечной радиации, повторное рассеяние которой в атмосфере приводит к увеличению i .

На рис. 6.7 приведена (по К. С. Шифрину) зависимость потока рассеянной радиации (в относительных единицах) от высоты Солнца и альбедо земной поверхности. Согласно рисунку, значения i летом значительно меньше, чем зимой. Основная доля рассеянной радиации приходится на видимую область спектра. В инфракрасной области около 96 % рассеянной радиации заключено в интервале 0,7—1,7 мкм, а на радиацию с $\lambda > 2,27$ мкм приходится менее 1 %.

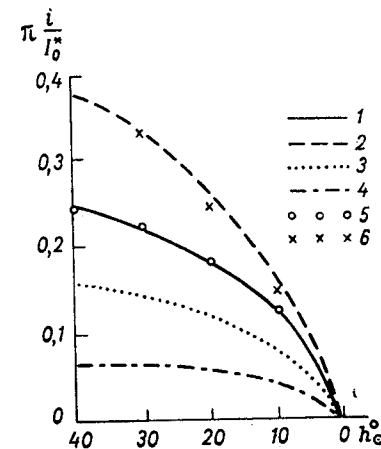


Рис. 6.7. Поток рассеянной радиации.

1 и 2 — по наблюдениям в Тарту летом и зимой соответственно; 3 — $\lambda < 0,7$ мкм; 4 — $\lambda > 0,7$ мкм; 5 и 6 — расчет при $\tau_{0,55} = 0,3$. $Q_{\text{п}} = 21$ кг/м² и альбедо, равном соответственно 0,1 и 0,8.

С увеличением высоты над уровнем моря поток рассеянной радиации уменьшается. Распределение энергии в спектре рассеянной радиации отличается от распределения энергии в спектре прямой радиации. Максимум энергии в спектре рассеянной радиации приходится на более короткие волны, примерно на 0,425—0,450 мкм. Колебания спектрального состава рассеянной радиации весьма значительны. Эти колебания вызваны изменением прозрачности атмосферы.

6 Суммарная радиация

Потоком суммарной радиации Q называется сумма потоков прямой (I') и рассеянной (i) солнечной радиации, поступающих на горизонтальную поверхность. Путем решения приближенных уравнений переноса радиации К. Я. Кондратьев и др. получили следующую формулу для потока суммарной радиации при безоблачных условиях:

$$Q_0 = \frac{I_0 \sin h_{\odot}}{1 + \epsilon \tau \operatorname{cosec} h_{\odot}} \quad (6.1)$$

Здесь τ — оптическая толщина для интегрального потока, которую, как показано О. А. Авасте, можно полагать равной $\tau_{0,55}$ — оптической толщине для монохроматического потока с $\lambda = 0,55$ мкм; ϵ — множитель, принимающий при разных высотах Солнца следующие значения:

h_{\odot}°	60	30	15
ϵ	0,14	0,20	0,24

Погрешность расчета Q_0 по формуле (6.1) при $0,2 < \tau < 0,6$ меньше 5% (при сравнении с данными, полученными путем численного решения уравнений переноса).

Суммарная радиация, в отличие от прямой и рассеянной, очень слабо зависит от оптической толщины τ : с увеличением τ суммарная радиация медленно уменьшается.

Таблица 6.10. Поток суммарной радиации (кВт/м²) при безоблачном небе

с	h_{\odot}°										
	7	10	15	20	25	30	40	50	60	75	90
0,91	0,05	0,08	0,15	0,23	0,31	0,38	0,53	0,69	0,80	0,90	0,95
0,67	0,06	0,10	0,18	0,26	0,34	0,41	0,58	0,73	0,84	0,95	0,98
0,54	0,07	0,12	0,20	0,28	0,36	0,44	0,60	0,75	0,87	0,98	1,03
0,43	0,08	0,13	0,22	0,30	0,38	0,48	0,65	0,79	0,91	1,02	1,07
0,34	0,08	0,14	0,22	0,31	0,41	0,50	0,68	0,82	0,96	1,06	1,11
0,27	0,10	0,15	0,24	0,34	0,44	0,54	0,70	0,86	0,98	1,10	1,14

Нормальные значения потока суммарной радиации при разной прозрачности атмосферы и высоте Солнца приведены в табл. 6.10. Потоки прямой радиации взяты из табл. 6.6, а потоки рассеянной радиации рассчитаны по формуле (5.1) при $b = 0,38$. На рис. 6.8 приведены значения потоков суммарной (Q) и рассеянной (i) солнечной радиации в среднем за год, по данным актинометрических измерений в 340 пунктах земного шара.

Поток суммарной радиации увеличивается сравнительно медленно до широты 50°, а затем растет очень быстро до субтропиче-

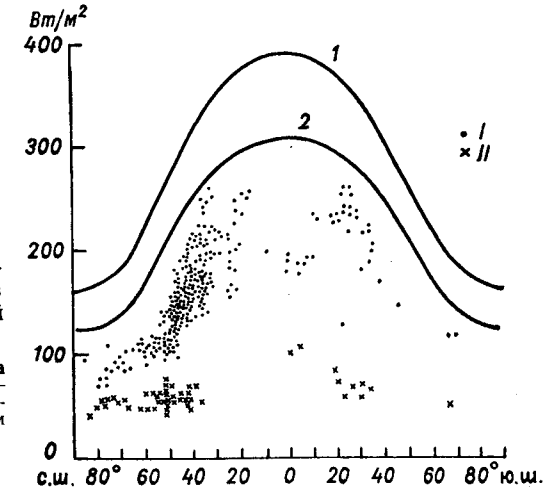


Рис. 6.8. Зависимость от широты средних за год потоков суммарной (I) и рассеянной (II) радиации.

1 — поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы, 2 — поток суммарной радиации на земной поверхности при безоблачном небе.

ских широт, где наблюдается максимум Q . В экваториальной области поток суммарной радиации несколько меньше, чем в субтропиках. В одной и той же широтной зоне возможны значительные колебания средних годовых потоков суммарной радиации. Диапазон изменения средних за год значений Q на всем земном шаре составляет около 215 Вт/м².

Средний годовой поток рассеянной радиации изменяется с широтой и при переходе от одного пункта к другому в значительно более узких пределах: изменение i не превышает 25—50 Вт/м².

Рисунок 6.8 характеризует также изменение с широтой среднего за год зонального потока прямой солнечной радиации на верхней границе атмосферы (I) и потока суммарной радиации на земной поверхности при безоблачном небе (2). Сравнение кривых I и 2 показывает, что под влиянием поглощения и рассеяния в безоблачной атмосфере поток солнечной радиации ослабляется примерно на 20%. Облачность ослабляет его еще на 20—30%. Таким образом, земной поверхности достигает в среднем 50—60%

солнечной радиации, поступившей на верхнюю границу атмосферы.

На поток суммарной радиации облачность оказывает столь же существенное влияние, как и на потоки прямой и рассеянной радиации. Зависимость осредненного по большим площадям и за много лет потока суммарной радиации от количества облачности описывают формулами двух видов:

$$Q = Q_0(1 - fn), \quad (6.2)$$

$$Q = Q_0[1 - (a + bn)n], \quad (6.3)$$

где Q_0 — поток суммарной радиации при безоблачном небе; n — количество облаков (в долях единицы); a , b , f — эмпирические коэффициенты: b — можно считать примерно постоянным (равным 0,38); коэффициенты f и a различны на суше и море и зависят от широты (φ). На суше они принимают следующие значения:

φ°	0	10	20	30	40	50	60	70	75	80	85
f	0,65	0,66	0,67	0,68	0,67	0,64	0,60	0,50	0,45	—	—
a	0,38	0,40	0,37	0,36	0,38	0,40	0,36	0,18	0,16	0,15	0,14

Таблица 6.11. Поток суммарной радиации (кВт/м^2) при безоблачном небе и сплошной облачности различных форм

Количество (баллы) и форма облаков	h_\odot°									
	5	10	15	20	25	30	40	50	55	
Безоблачно	0,05	0,13	0,22	0,30	0,38	0,46	0,63	0,78	0,84	
☉ Ci, Cs	0,04	0,10	0,18	0,24	0,32	0,39	0,54	0,66	0,68	
☉ 10Cs	0,04	0,10	0,17	0,24	0,31	0,38	0,52	0,59	0,61	
☉ Ac, Sc	0,04	0,11	0,19	0,26	0,34	0,41	0,56	0,73	—	
☉ 10Ac, Ci	—	—	—	0,13	0,20	0,26	0,37	0,47	—	
☉ Cb, Ci	—	0,07	0,10	0,15	0,19	0,22	0,30	0,37	0,40	

Таблица 6.12. Отношение Q_{10}/Q_0 (%) при различных формах облаков

Количество (баллы) и форма облаков	h_\odot°							
	5	10	15	20	30	40	50	
☉ Ci, Cs	86	83	80	81	87	85	85	
10Cs	86	78	77	79	83	82	76	
10Ac, Sc	86	89	87	88	89	89	93	
10Sc	43	33	32	35	39	41	42	
10Ns	14	17	16	14	14	13	14	
10Cb	—	22	23	23	21	20	19	
Туманы	43	28	26	26	24	—	—	

Формула (6.3) обеспечивает более высокую точность (относительная ошибка расчета не превышает 8—10 %).

Насколько существенно влияют на поток суммарной радиации облака различных форм, показывают табл. 6.11 и 6.12, составленные Б. М. Гальперин и Л. П. Серяковой по данным наблюдений за радиацией в Ленинграде, Тарту, Риге и Минске (1953—1960 гг.).

На основе анализа результатов измерений солнечной радиации на морях (за 1956—1962 гг.) установлен вид функции пропускания P суммарной радиации для атмосферы в целом (с учетом поглощения и рассеяния). По средним данным, зависимость P от количества облаков n , давления водяного пара e и дефицита давления пара d имеет следующий вид:

$$P = \frac{Q_n}{Q_0} = 0,8 - 0,7 \exp(-a_1 x). \quad (6.4)$$

Здесь $a_1 = 1,0 - 0,11 \sqrt{e}$, $x = (1,1 - n)d$, где e и d — в гектопаскалях; Q_n и Q_0 — средние за день (от восхода до захода Солнца) потоки суммарной радиации у земной поверхности и на верхней границе атмосферы (солнечная постоянная принята равной $1,33 \text{ кВт/м}^2$); $n = \frac{n_{\text{об}} + n_{\text{н}}}{2}$ — полусумма количества общей и нижней облачности (в долях единицы).

При отсутствии сведений о влажности воздуха расчет P можно производить по формуле

$$P = Q_n/Q_0 = 0,8 - 0,6n^2. \quad (6.5)$$

Согласно формуле (6.5), из потока солнечной радиации, падающей на верхнюю границу атмосферы, в среднем достигает поверхности океана при безоблачном небе ($n = 0$) около 80 %, при $n = 0,5$ около 65 %, а при сплошной облачности ($n = 1$) лишь около 20 %. Относительная ошибка расчета Q_n по формулам (6.4) и (6.5) не превышает 20 % соответственно в 80 и 75 % случаев; ошибка меньше 30 % обеспечивается этими формулами в 90 и 89 % случаев.

Ряд новых статистических характеристик солнечной радиации получен в последние годы на основе непрерывной регистрации потоков на Украине, под Москвой и в Эстонии. Каждое измерение проводилось (начиная с 1966 г.) только при облаках одной формы, при этом их количество изменялось за время записи потоков не более чем на 1 балл.

В табл. 6.13 представлены сведения о безразмерной величине

$$Q^* = Q/Q_0,$$

где Q и Q_0 — потоки суммарной радиации соответственно при наличии облачности и при безоблачной атмосфере. Поток Q_0 рассчитывался по формуле (6.1), его нередко называют *возможным потоком суммарной радиации*.

Таблица 6.13. Статистические характеристики безразмерного потока суммарной радиации

Характеристика	Количество и форма облаков								Туман
	10Ns	10St	10Sc	10As	$\overline{10}$ Ac	$\overline{10}$ Cu	10Cs	$\overline{10}$ Ci	
\bar{Q}^*	0,24	0,21	0,31	0,48	0,71	0,48	0,65	0,72	0,31
σ^2	0,003	0,002	0,004	0,010	0,030	0,039	0,027	0,012	0,003
N	4	6	7	4	4	2	3	2	3

Примечание. В таблице обозначено: \bar{Q}^* — среднее значение Q^* ; σ^2 — дисперсия Q^* , характеризующая его изменчивость; N — число записей, т. е. реализаций, потока Q (продолжительность записей от 1 до 5 ч, значения Q снимались с ленты через 9 или 12 с).

Из табл. 6.13 следует, что наименьшие средние значения и дисперсии наблюдаются при низкой сплошной облачности (Ns, St, Sc), а также в тумане. Переход к облакам среднего (Ac, As) и верхнего (Cs, Ci) ярусов сопровождается значительным увеличением средних значений и дисперсии потока Q^* . Особенно велика изменчивость потока суммарной радиации при кучевой облачности.

В случае кучевых облаков средние значения \bar{Q}^* связаны линейной зависимостью с их количеством n :

$$\bar{Q}^* = 1,24 - 0,09n,$$

где n — в баллах. Коэффициент корреляции между \bar{Q}^* и n равен 0,85. Дисперсия σ^2 принимает максимальные значения при n , равных 4—6 баллам.

Для части наблюдений рассчитаны функции распределения потока Q^* . Некоторые их параметры приведены в табл. 6.14.

Как правило, при сплошной облачности распределение потоков Q^* имеет мономодальную (с одним максимумом) форму с близкими значениями моды и медианы. В случае кучевой облачности распределение приобретает бимодальную (с двумя максимумами) форму: первая (меньшая) мода характеризует поток рассеянной радиации при закрытом облаками Солнце, вторая — потоки прямой и рассеянной радиации, когда заметную роль играет рассеяние прямой радиации боковыми поверхностями облаков, в результате чего расширяется интервал изменения Q^* и нередко встречаются значения $Q^* > 1$, т. е. поток суммарной радиации при облачности больше, чем при ясном небе.

Отметим, что в горах наблюдались случаи, когда поток суммарной радиации под влиянием отражения от соседних горных

Таблица 6.14. Числовые параметры функции распределения потока

Количество и форма облаков	Q^*_{\min}	Q^*_{\max}	Мода	Модальная вероятность	Медиана
10Ns	0,12	0,36	0,24	0,42	0,24
10St	0,12—0,31	0,30—0,88	0,21—0,36	0,30—0,55	0,21—0,40
9St fr.	0,43—0,48	1,17—1,21	0,63	0,12—0,17	0,63—0,65
$\overline{10}$ Sc	0,39—0,51	0,90	0,50—0,65	0,12—0,18	0,59—0,65
10As	0,24—0,35	0,72—0,74	0,36—0,45	0,24—0,34	0,42—0,48
$\overline{10}$ Ac	0,42	0,96	0,54	0,13	0,66
9Ac	0,52	1,20	0,98	0,16	0,94
5Cu	0,43	1,20	0,45 и 0,94	0,07 и 0,22	0,95
7Cu	0,42	1,20	0,48 и 1,08	0,16 и 0,14	0,72
9Cu	0,29	1,34	0,50 и 0,98	0,13 и 0,05	0,54
Туман	0,18—0,20	0,42—0,60	0,30—0,36	0,25—0,44	0,30—0,38

Примечание. Мода — это такое значение случайной величины, которому соответствует наибольшая частота (вероятность) появления этой величины. Медиана — значение случайной величины, при котором накопленная (интегральная) частота составляет половину объема всей совокупности. Пределы изменения, указанные в таблице, относятся к различным записям (реализациям) потока Q .

вершин и облаков превышал солнечную постоянную. Так, на пике Терскол (3100 м над уровнем моря) 6 марта 1959 г. в 12 ч 30 мин при кучевой облачности 8 баллов и чистом снежном покрове измеренный поток Q составлял 1,40 кВт/м², 11 мая 1962 г. при 7-балльной кучевой облачности в 12 ч 30 мин поток суммарной радиации равнялся 1,44 кВт/м², 3 августа 1961 г. при 10-балльной (с просветами) кучевой облачности поток $Q = 1,45$ кВт/м², при этом альбедо почвы составляло всего лишь 10—15 %.

При наличии снежного покрова потоки рассеянной и суммарной радиации больше, чем при отсутствии его. Согласно М. С. Аверкиеву, поправочный множитель для суммарной радиации имеет вид

$$k = \frac{1}{1 - 0,2r},$$

где r — альбедо земной поверхности. При $r = 0,20$ (травяной покров) $k = 1,04$, при $r = 0,80$ (снег) $k = 1,19$. Таким образом поток суммарной радиации над снежной поверхностью увеличивается в 1,14 раза по сравнению с травяным покровом.

7 Альбедо

Альбедо, или отражательной способностью какой-либо поверхности, как уже указывалось, называют отношение потока отраженной данной поверхностью радиации к потоку падающей радиации, выраженное в долях единицы или в процентах.

Наблюдения показывают, что альbedo различных поверхностей изменяются в сравнительно узких пределах (10—30%), исключение составляют снег и вода. В табл. 6.15 и 6.16 приведены значения альbedo различных поверхностей.

Таблица 6.15. Альbedo естественных поверхностей (по В. Л. Гаевскому и М. И. Будыко)

Поверхность	Альbedo	Поверхность	Альbedo
Снег и лед		Поля, луга тундра	
Свежий сухой снег	0,80—0,90	Поля ржи и пшеницы	0,10—0,25
Чистый влажный снег	0,60—0,70	Картофельные поля	0,15—0,25
Загрязненный снег	0,40—0,50	Хлопковые поля	0,20—0,25
Морской лед	0,30—0,40	Луга	0,15—0,25
Обнаженная почва		Сухая степь	0,20—0,30
Темные почвы	0,05—0,15	Тундра	0,15—0,20
Влажные серые почвы	0,10—0,20	Древесная растительность	
Сухие глинистые или серые почвы	0,20—0,45	Хвойные леса	0,10—0,15
Сухие светлые песчаные почвы	0,25—0,45	Лиственные леса	0,15—0,20

Таблица 6.16. Средние значения альbedo для основных видов естественных поверхностей суши (по М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенко)

Поверхность	Альbedo	Поверхность	Альbedo
Устойчивый снежный покров:		Хвойные леса	0,14
высокие широты (60° и более)	0,80	Тундра, степи, лиственные леса, саванны во влажное время года	0,18
умеренные широты (менее 60°)	0,70	Саванны в сухое время года и полупустыни	0,25
Неустойчивый снежный покров	0,45	Пустыни	0,30

Альbedo снега в среднем составляет 60%, а при свежеснежившем снеге может достигать 90%. Альbedo водной поверхности сильно зависит от угла падения солнечных лучей:

h_{\odot}°	90	50	45	20	5
Альbedo, %	2	4	5	12	35

В целом альbedo водных поверхностей (океанов) меньше, чем альbedo суши: его средние значения колеблются между 0,06 в эк-

ваториальной зоне (20° ю. ш.—20° с. ш.) и 0,15—0,20 на широте 60—70° (при этом альbedo больше 0,15 наблюдается только зимой).

Существенно альbedo зависит от влажности почвы, с возрастанием которой оно уменьшается. Значительное уменьшение альbedo с увеличением влажности почвы играет важную роль в процессе изменения альbedo при увлажнении почвы происходит увеличение поглощаемой радиации. Альbedo различных поверхностей имеет хорошо выраженный дневной и годовой ход, обусловленный зависимостью альbedo от высоты Солнца. Наименьшие значения альbedo наблюдаются в околополуденные часы, а в течение года — летом.

В табл. 6.17 представлены сведения о средних значениях альbedo травы и снега для ультрафиолетового (0,30—0,39 мкм), видимого (0,39—0,76 мкм) и интегрального (менее 3 мкм) потоков солнечной радиации, полученные по наблюдениям на метеостанции МГУ.

Таблица 6.17. Альbedo (%) травы и снега в различных участках спектра (σ — среднее квадратическое отклонение)

Вид поверхности	Ультрафиолетовый участок		Видимый участок		Интегральный поток	
	$\bar{r}_{уф}$	σ	$\bar{r}_{вид}$	σ	$\bar{r}_{инт}$	σ
Зеленая трава	1,4	0,6	3,9	0,9	20	4,8
Пожелтевшая трава	1,6	0,6	4,2	0,8	19	5,2
Прошлогдняя трава	2,3	0,9	6,8	1,7	13	3,9
Насыпной грунт с редкой травой	2,5	0,7	5,4	1,9	18	2,5
Свежеснеживший снег	77	10	79	9	73	8
Чистый сухой снег	75	9	74	13	71	7
Грязный сухой снег	61	12	63	11	64	8
Тающий грязный снег	54	14	60	4	56	9

Из табл. 6.17 следует, что альbedo травы в ультрафиолетовом и видимом участках спектра значительно меньше, чем интегральное альbedo. Пожелтение травы сопровождается ростом $\bar{r}_{уф}$ и $\bar{r}_{вид}$ и уменьшением интегрального альbedo. Спектральные различия отражательной способности снега практически отсутствуют. Альbedo травы во всех участках спектра в пасмурный день, когда поток прямой радиации равен нулю, несколько меньше, чем в ясный день (для зеленой травы $\bar{r}_{инт}$ уменьшается от 24 до 20%, $\bar{r}_{вид}$ — от 4,5 до 3,9%, $\bar{r}_{уф}$ — от 1,6 до 1,4%). Для снега таких различий не установлено. Максимальные значения альbedo снега наблюдаются в околополуденные часы. На потоки отраженной радиации I'' в ультрафиолетовом и видимом участках спектра определяющее

влияние оказывает альbedo земной поверхности, в то время как на интегральный поток — поступивший поток солнечной радиации. Зимой альbedo земной поверхности (снег) существенно больше, чем летом. По этой причине потоки отраженной ультрафиолетовой и видимой радиации (за сутки) зимой больше, чем летом (соответственно в 5—6 раз и 1,5—2,0 раза). Интегральный поток отраженной радиации (за сутки) летом при ясном небе в 3 раза больше, чем зимой, а при пасмурном — в 2 раза.

Альbedo облаков. Большой интерес представляют данные об альbedo облаков. Непосредственные измерения альbedo облаков

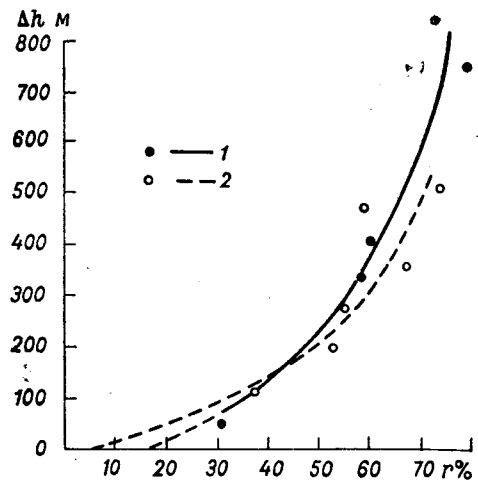


Рис. 6.9. Зависимость альbedo слоистых облаков от их толщины по данным измерений в Москве (1) и Калифорнии (2).

толщине облаков (до 200—300 м) и замедляется при дальнейшем ее увеличении.

Альbedo зависит от формы облаков. Наибольшими значениями альbedo характеризуется высоко-кучевая и слоисто-кучевая облачность. Так, при одинаковой толщине (300 м) альbedo A_c равно примерно 73 %, S_c — 64 %, смешанных облаков S_c — C_u — около 52 % (в районе Архангельска) и A_c — 71 %, S_c — 56 % (в районе Москвы).

Более полные исследования радиационных характеристик слоистых и слоисто-кучевых облаков проведены на Украине (Н. И. Гойса, В. М. Шошин). Средние значения альbedo оказались равными: 73 % для S_t (при средней толщине облаков 430 м и их водности 0,20 г/м³, по наблюдениям в 58 случаях), 66 % для S_c (при средней толщине облаков 350 м и их водности 0,13 г/м³, по наблюдениям в 54 случаях). Функции пропускания для этих облаков соот-

ветственно равны 21 и 26 %. С ростом толщины облака Δh альbedo r растет, а функция пропускания P уменьшается:

Δh	100	120	145	185	225	275	325	375	425	550	650	850
r %	31	37	44	52	59	66	71	74	76	79	81	82
P %	63	56	50	39	32	27	23	21	18	16	14	12

Альbedo увеличивается, а функция пропускания уменьшается с ростом так называемого водозапаса облака (массы капель воды в вертикальном столбе единичного сечения).

Альbedo r , функции пропускания P и поглощения A зависят от высоты Солнца. При толщине облака 350 м эта зависимость такова:

h_{\odot}°	10	20	30	40	50
r %	76	73	71	69	67
P %	18	20	22	24	26
A %	6	7	7	7	7

Альbedo облака зависит от альbedo земной поверхности r_z , над которой находится облако: физически очевидно, что, чем больше r_z , тем больше поток отраженной от земли радиации и поток радиации, уходящей через верхнюю границу облака. Поскольку альbedo облака r есть отношение этого последнего потока к поступившему, то с увеличением r_z растет и альbedo облака. Для облаков S_t и S_c получены следующие данные:

r_z %	0	20	40	60	75	85
r %	74	74	76	78	80	82
P %	19	23	27	34	43	52
A %	7	8	8	9	9	10

С увеличением альbedo земной поверхности растут, согласно этим данным, функции поглощения A и пропускания P , что объясняется поглощением идущего от земли потока радиации облаком и вторичным отражением его от нижней поверхности облака.

В табл. 6.18 приведены значения альbedo облаков различных форм, определенные по измерениям яркости облачного покрова с искусственных спутников Земли. Альbedo облаков по этим данным колеблется в широких пределах — от 29 до 86 %. Характерно, что перистые облака в большинстве случаев отличаются меньшими значениями альbedo по сравнению с остальными формами облаков; и только плотные перисто-слоистые облака, имеющие большую вертикальную протяженность, хорошо отражают солнечную радиацию ($r = 74$ %).

Таблица 6.18. Средние значения альbedo облаков различных форм

Форма облаков	Альbedo, %
Кучево-дождевые	86
Кучевые облака хорошей погоды над сушей, более 8 баллов	29
Слоисто-кучевые над сушей, более 8 баллов	68
Слоисто-кучевые, сплошной массив над океаном	60
Слоистые облака, просвечивающие, над океаном	42
Перисто-слоистые облака, плотные	74
Перистые облака над сушей	36
Перисто-слоистые облака над сушей	32

В 1971—1974 гг. на Украине выполнены наблюдения (с самолета) за потоками солнечной радиации преимущественно при облаках *Ci hum.* и *Ci med.* (90 %) и отчасти при *Ci cong.* (10 % наблюдений). Каждое измерение является результатом осреднения на пути от 70 до 100 км. Материалы этих наблюдений позволили получить сведения об альbedo облаков и об альbedo облачного слоя атмосферы в целом.

Альbedo слоя $r_{вг}(n)$ связано с альbedo собственно облаков $r_{обл}$ соотношением

$$r_{вг}(n) = r_{вг}(0)(1 - n) + r_{обл}n, \quad (7.1)$$

где n — количество облаков (в долях единицы), $r_{вг}(0)$ — альbedo безоблачной атмосферы на уровне верхней границы облаков.

При отсутствии облаков альbedo в свободной атмосфере изменяется с высотой незначительно (при альbedo земной поверхности, равном 15—20 %, в слое 1—3 км альbedo, по данным измерений, уменьшается в среднем на 0,3 % на 1 км высоты), поэтому можно положить $r_{вг}(0) = r_{вг}$. Из соотношения (7.1) следует

$$r_{обл}(n) = \frac{r_{вг}(n) - r_{вг}(1 - n)}{n}. \quad (7.2)$$

На альbedo и другие радиационные характеристики облачного слоя оказывает влияние (наряду с n и толщиной облаков) высота Солнца. Однако это влияние существенно лишь при высоте Солнца меньше 30°. При проводимых наблюдениях высота Солнца в 94 % случаев превышала 30°. Среднее значение $r_{вг}$ составило 14,5 %, причем значения $r_{вг} < 13$ % и $r_{вг} > 20$ % зафиксированы только в 20 % случаев (минимальные значения $r_{вг}$, равные 5—6 %, наблюдались весной вскоре после схода снежного покрова).

Сведения об альbedo $r_{вг}(n)$ слоя атмосферы при разном количестве облаков помещены в табл. 6.19. Видно, что с увеличением n растут как средние, так и экстремальные значения $r_{вг}(n)$.

Таблица 6.19. Статистические характеристики альbedo верхней границы облачного слоя $r_{вг}$ (%)

Параметр	n баллы									
	0	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10
$r_{вг}$, ср	14,5	18,8	19,1	20,7	22,9	25,0	27,2	31,0	43,6	54,5
$r_{вг}$, макс	22,0	25,3	25,7	35,2	43,2	43,3	39,5	41,1	66,8	78,8
$r_{вг}$, мин	5,0	11,2	10,9	11,0	13,7	14,5	19,3	21,4	21,5	39,0
σ	2,1	3,1	2,9	3,7	4,9	5,3	5,4	6,3	12,2	10,4
V	8,7	16,0	15	18	21	21	20	20	28	19
δ	1,4	2,3	2,3	2,8	3,6	4,0	4,5	5,6	9,2	8,2
N	242	38	63	60	68	57	41	29	19	28

Примечание. В таблице обозначено: σ — среднее квадратическое отклонение, V — коэффициент вариации, δ — среднее арифметическое из абсолютных отклонений от среднего, N — число наблюдений.

Анализ опытных данных показал, что связь между $r_{вг}(n)$ и n может быть с удовлетворительной точностью аппроксимирована выражением

$$r_{вг}(n) - r_{вг}(0) = \frac{n}{0,826 - 0,060n}, \quad (7.3)$$

где альbedo — в процентах; n — в баллах.

Коэффициент корреляции между фактическими значениями $r_{вг}(n)$ и рассчитанными по выражению (7.3) достаточно высок: он равен $0,91 \pm 0,01$. Среднее квадратическое отклонение вычисленных по (7.3) значений $r_{вг}(n)$ от фактических составляет 4,5 %, среднее арифметическое из абсолютных отклонений этих величин равно 3,3 %.

Альbedo собственно облаков $r_{обл}(n)$, определенное по (7.2), при увеличении n до 6—7 баллов остается практически постоянным (31—34 %), а затем быстро возрастает и при $n=10$ баллам приближается к $r_{вг}(n)$. Объяснить такой ход $r_{обл}(n)$ можно тем, что при небольшом количестве облаков ($n \leq 6$ баллам) расстояние между ними велико (существенно больше толщины) и отдельные облака в отношении радиации ведут себя самостоятельно, не взаимодействуя друг с другом. При увеличении n растут геометрические размеры отдельных облаков, в том числе их толщина (при описываемых наблюдениях средняя толщина облаков изменялась от 0,40 км при $n=1$ баллу до 1,94 км при $n=10$ баллам).

Радиация, рассеянная боковыми частями одних облаков, достигает поверхности других и вновь рассеивается. Вследствие этого увеличивается отражательная способность облачного слоя в целом, а также растет поглощательная способность под влия-

нием увеличения длины пути солнечных лучей в облачном слое. В таком слое альbedo безоблачного пространства на верхней границе облаков $r_{вг}(0)$ уже нельзя считать равным альbedo атмосферы на уровне нижней границы облаков $r_{нг}$ (поэтому формула (7.2) при больших n неточна).

Анализ опытных данных показал, что альbedo облачного слоя $r_{вг}(n)$ слабо зависит от толщины облаков (так, при n , равном 4—6 баллам, коэффициент корреляции между $r_{вг}(n) — r_{вг}(0)$ и толщиной облаков составляет всего лишь $0,19 \pm 0,10$). Объясняется это тем, что альbedo самих облаков существенно изменяется при увеличении их толщины лишь при малых значениях последней (рассеивание радиации в облаке происходит главным образом в его верхней части). Так, альbedo облаков растет от 40 до 72 % при увеличении их толщины от 100 до 400 м, дальнейший рост толщины до 700 м сопровождается увеличением альbedo только на 10 %. Поскольку в обсуждаемых наблюдениях толщина облаков, как правило, превышала 400 м, изменение ее существенно не влияло на альbedo собственно облаков $r_{обл}$, а следовательно, и на альbedo облачного слоя в целом.

Глава 7 Излучение Земли и атмосферы

1 Излучение земной поверхности

Земля и атмосфера, как и любое другое тело, излучают энергию. Поскольку по сравнению с температурой Солнца температура Земли и атмосферы мала, излучаемая ими энергия приходится преимущественно на невидимый инфракрасный участок спектра. Следует отметить, что ни земную поверхность, ни тем более атмосферу нельзя рассматривать как абсолютно черное тело. Однако изучение спектров длинноволновой радиации различных поверхностей показало, что с вполне достаточной степенью точности земную поверхность можно считать серым телом. Это значит, что излучение земной поверхности при всех длинах волн отличается на один и тот же множитель от излучения абсолютно черного тела, имеющего температуру, одинаковую с температурой земной поверхности. Таким образом, формула для потока излучения земной поверхности B_0 может быть записана (на основе закона Кирхгофа) в следующем виде:

$$B_0 = \delta \sigma T_0^4, \quad (1.1)$$

где T_0 — температура земной поверхности; δ — относительный коэффициент поглощения, или поглощательная способность земной поверхности.

Значения δ для различных поверхностей, по данным измерений, колеблются от 0,85 до 0,99 (табл. 7.1). Наибольшей поглощательной способностью в инфракрасном участке спектра обладает снег, для которого $\delta = 0,986$ (по другим данным 0,995). В среднем для земной поверхности δ полагают равным 0,95.

Поток излучения земной поверхности B_0 значительно меньше потока излучения Солнца ($B_0 \ll B_c$), но вполне сравним с потоком солнечной радиации I' , поступающим на поверхность земли. Поток излучения абсолютно черного тела $B = \sigma T^4$ при разных температурах имеет следующие значения:

t °C	—40	—20	0	20	40
B кВт/м ²	0,17	0,24	0,32	0,43	0,55

Таблица 7.1. Поглощательная способность различных естественных покровов (по В. Л. Гаевскому)

Поверхность	δ
Песок мелкозернистый:	
сухой	0,949
хорошо увлажненный	0,962
Супесчаная почва:	
сухая	0,954
хорошо увлажненная	0,968
Торф:	
сухой	0,970
хорошо увлажненный	0,983
Зеленая трава:	
густая	0,986
редкая на влажной супесчаной почве	0,975
Хвойные иглы	0,971
Снег:	
свежевыпавший	0,986
загрязненный	0,969
Водная поверхность:	
гладкая	0,893
при волнении 4—5 баллов	0,910

Из этих данных следует, что B_0 имеет тот же порядок величины, что и I' (см. табл. 6.6). Подчеркнем, что поток излучения земной поверхности зависит от ее температуры, с увеличением которой он растет. Этот поток наблюдается днем и ночью и непосредственно не зависит от того, каков поток солнечной радиации.

2 Излучение атмосферы

Излучение атмосферы носит более сложный характер, чем излучение земной поверхности. Во-первых, по закону Кирхгофа энергию излучают лишь те газы, которые ее поглощают: водяной пар, углекислый газ и озон. Во-вторых, излучение (как и поглощение) каждого из этих газов носит сложный избирательный (селективный) характер.

Кроме основных, поглощающих инфракрасную радиацию газов (H_2O , CO_2 и O_3), в атмосфере содержится ряд других газов, имеющих полосы поглощения в инфракрасной области. Это всевозможные окислы азота (NO , N_2O , N_2O_4 , N_2O_5), ряд углеводородных соединений (C_2H_4 , CH_4) и др. Однако ввиду ничтожного содержания

этих газов в атмосфере поглощение и излучение ими длинноволновой радиации практического значения не имеют.

Наиболее широкими и интенсивными полосами поглощения в инфракрасной области спектра обладает водяной пар. Значения массового показателя поглощения радиации α_λ водяным паром в различных спектральных интервалах длин волн приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2. Массовый показатель поглощения радиации α_λ водяным паром и энергетическая яркость черного тела E_λ при $T = 290$ K

λ мкм	α_λ см ² /г	$10^2 E_\lambda$ Вт/(м ² ·ср)	λ мкм	α_λ см ² /г	$10^2 E_\lambda$ Вт/(м ² ·ср)
5,0—5,5	40	16	19—20	43	396
5,5—6,0	198	131	20—21	23	350
6,0—6,5	98	200	21—22	58	318
6,5—7,0	156	244	22—23	64	285
7,0—7,5	46	306	23—24	75	254
7,5—8,0	12,8	350	24—25	80	223
8,0—8,5	3,4	398	25—26	53	202
8,5—9,0	0,10	408	26—27	93	179
9,0—12,0	0,10	2708	27—28	116	162
12—13	0,25	803	28—29	136	145
13—14	0,84	759	29—30	152	133
14—15	1,30	690	30—31	179	119
15—16	1,65	593	31—32	179	109
16—17	4,40	557	32—33	179	99
17—18	17,2	500	33—34	198	89
18—19	14,0	442	34—35	110	81

Из табл. 7.2 следует, что наиболее сильные полосы поглощения водяного пара приходятся на спектральные интервалы 5,5—7,0 мкм и более 17 мкм. В интервале 8,5—12 мкм водяной пар практически прозрачен для инфракрасной радиации (здесь показатель поглощения всего лишь около 0,1 см²/г). По этой причине данный участок спектра называют *окном прозрачности атмосферы* или *атмосферным окном*.

Кроме водяного пара, играющего преобладающую роль в поглощении инфракрасного излучения в атмосфере, определенное влияние на потоки радиации оказывают углекислый газ и озон. Приведем значения объемного коэффициента поглощения углекислого газа $\alpha_\lambda \rho$ (ρ — плотность воздуха при нормальных температуре и давлении):

λ мкм	2,6—2,8	4,10—4,45	9,1—10,9	12,9—17,1
$\alpha_\lambda \rho$ м ⁻¹	0,025	0,33	$2 \cdot 10^{-5}$	0,083

Как показывают эти данные, в области атмосферного окна углекислый газ также очень слабо поглощает радиацию. Наиболее

важное значение имеет полоса поглощения 12,9—17,1 мкм, где энергия излучения Земли все еще велика (см. табл. 7.2).

Озон имеет несколько полос поглощения в инфракрасной области. Однако практический интерес представляет полоса озона, центр которой приходится на длину волны 9,65 мкм, так как она расположена в области атмосферного окна. Все другие полосы поглощения озона перекрываются полосами поглощения водяного пара и углекислого газа.

Функция пропускания для интегрального потока длинноволновой радиации, учитывающая поглощение водяным паром и углекислым газом, может быть представлена (аппроксимирована) в следующем виде:

$$P(Q_n, Q_{CO_2}) = P_1(Q_n) + P_2(Q_n) P_3(Q_{CO_2}), \quad (1.2)$$

где Q_n — содержание (масса) водяного пара в столбе единичного сечения, на выходе из которого рассчитывается функция пропускания; Q_{CO_2} — содержание (масса) углекислого газа в том же столбе; P_1, P_2, P_3 — функции, имеющие следующий (экспоненциальный) вид:

$$P(Q_n) = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(-\beta_i Q_n). \quad (1.3)$$

Вошедшие сюда постоянные α_i и β_i принимают следующие значения (если Q_n и Q_{CO_2} — в кг/м²):

Функция пропускания	$P_1(Q_n < 10)$	$P_1(Q_n = 10 \div 100)$	P_2	P_3
α_1	0,19	0,19	0,05	0,32
α_2	0,21	0,26	0,19	0,40
α_3	0,35	0,29	—	0,28
β_1	47	43	0,29	0,056
β_2	1,1	1,0	0,023	$1,2 \cdot 10^{-3}$
β_3	0,03	0,015	—	$1,5 \cdot 10^{-5}$

Определенная с помощью соотношений (1.2) и (1.3) функция пропускания удовлетворительно согласуется с опытными данными (относительная погрешность не превышает 2—3 %).

Функции пропускания атмосферы для потока, излученного земной поверхностью, в случаях, если учитывать поглощение только водяным паром (P_n) и если, кроме того, учитывать поглощение углекислым газом и озоном (P'_n), при различном содержании водяного пара принимают следующие значения:

Q_n кг/м ²	10	20	50
P_n	0,599	0,333	0,237
P'_n	0,348	0,227	0,168

Из приведенных данных видно, что при учете поглощения углекислым газом и озоном функция пропускания атмосферы существенно уменьшается.

Таким образом, через безоблачную атмосферу проходит от 17 до 35 % инфракрасной радиации, испускаемой земной поверхностью.

Особенно большое влияние на поглощение инфракрасной радиации оказывает облачность. Для различных форм облаков массовые коэффициенты поглощения этой радиации каплями воды колеблются от 500 до 2000 см²/г (ср. с водяным паром — табл. 7.2).

Функция пропускания инфракрасной радиации облаками P зависит от массы капель воды Q_0 , содержащейся в вертикальном столбе единичного сечения (водозапаса облака):

Q_0 кг/м ²	0,01	0,03	0,07
P	0,144	0,013	0,0004

Таким образом, уже при Q_0 , превышающем 0,03 кг/м² (а реальные значения водозапаса облаков, как правило, превосходят их — см. главу 17), облако практически полностью поглощает инфракрасную радиацию (функция пропускания радиации атмосферой с учетом поглощения водяным паром, CO_2 , O_3 и облаком при $Q_0 \approx 0,07$ кг/м² имеет порядок 10^{-8}).

Благодаря сильному поглощению длинноволновой радиации водяным паром, углекислым газом и, особенно, облаками большая часть излучения земной поверхности поглощается атмосферой, в то время как солнечную радиацию атмосфера в значительной степени пропускает. В целом атмосфера оказывает сильное тепляющее воздействие на земную поверхность.

Вопрос об излучении атмосферы и изменении температурного режима атмосферы под влиянием потоков радиации неоднократно подвергался теоретическому рассмотрению. Однако до настоящего времени теоретический расчет излучения атмосферы встречает значительные трудности.

Уравнения переноса инфракрасной радиации в атмосфере. Получим дифференциальные уравнения для потока монохроматической радиации, с помощью которых описывается процесс переноса ее в атмосфере. Строгий вывод этих уравнений с учетом всех факторов, влияющих на ослабление радиации в атмосфере (в частности, рассеяния), дан Е. С. Кузнецовым. Ограничимся здесь выводом приближенных уравнений переноса инфракрасной радиации.

В основе приводимых ниже рассуждений лежит введенное в гл. 5 понятие *энергетической яркости*. Это понятие родственно понятию потока излучения, однако отличается от последнего тем, что энергетическая яркость характеризует количество лучистой энергии, распространяющейся в единичном телесном угле (1 ср) за единицу времени и через единичную площадку, перпендикуляр-

ную лучам. Единицами энергетической яркости служат: Вт/(м³ × ср) — для монохроматической радиации (J_λ) и Вт/(м² · ср) — для интегральной (J). В общем случае энергетическая яркость зависит от направления распространения лучей. В том частном случае, когда она по всем направлениям одинакова, поле излучения называют *изотропным*. В последнем случае между потоком I и яркостью J существует простая связь: $I_\lambda = \pi J_\lambda$; $I = \pi J$.

Пусть в направлении, составляющем с вертикалью угол θ , распространяется пучок монохроматических лучей (рис. 7.1). Обозначим через J_λ^\downarrow и J_λ^\uparrow энергетическую яркость излучения, поступающего в точку A из верхней и нижней полусферы соответственно. Если в точке A яр-

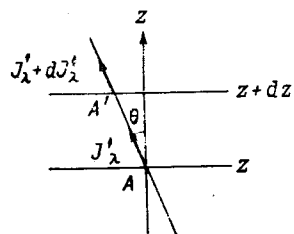


Рис. 7.1. К выводу уравнений переноса инфракрасной радиации.

кость J_λ^\uparrow , то яркость излучения, прошедшего слой атмосферы толщиной dz , изменится на dJ_λ^\uparrow . Изменение яркости излучения происходит под влиянием следующих процессов:

а) поглощения лучистой энергии, которое может быть записано в виде

$$-\alpha_\lambda J_\lambda^\uparrow \rho_n dl, \quad (2.1)$$

где dl — расстояние AA' , которое проходит луч внутри элементарного слоя; ρ_n — плотность поглощающих газов; α_λ — массовый показатель поглощения;

б) излучения элементарного слоя

$$\alpha_\lambda E_\lambda \rho_n dl, \quad (2.2)$$

где E_λ — яркость излучения черного тела (это выражение записано на основе закона Кирхгофа);

в) рассеяния лучистой энергии; Этот процесс, с одной стороны, приводит к ослаблению яркости, а с другой — к увеличению ее вследствие того, что в направлении AA' распространяется часть энергии, рассеянной другими объемами.

Рассеяние лучистой энергии играет определяющую роль, и его необходимо учитывать при изучении коротковолновой (солнечной) радиации. Ослабление инфракрасной радиации при отсутствии облачности вследствие рассеяния мало по сравнению с поглощением и может не приниматься во внимание при построении приближенной теории. Разность энергетических яркостей в точках A' и A

$$(J_\lambda^\downarrow + dJ_\lambda^\downarrow) - J_\lambda^\downarrow = dJ_\lambda^\downarrow$$

должна равняться сумме выражений (2.1) и (2.2), т. е.

$$dJ_\lambda^\downarrow = (-\alpha_\lambda J_\lambda^\downarrow + \alpha_\lambda E_\lambda) \rho_n dl. \quad (2.3)$$

Учитывая, что $dl = dz / \cos \theta$, можем уравнение (2.3) переписать в виде

$$\cos \theta \frac{\partial J_\lambda^\downarrow}{\partial z} = \alpha_\lambda \rho_n (E_\lambda - J_\lambda^\downarrow). \quad (2.4)$$

Аналогичные рассуждения приводят к уравнению для J_λ^\uparrow :

$$\cos \theta \frac{\partial J_\lambda^\uparrow}{\partial z} = \alpha_\lambda \rho_n (J_\lambda^\uparrow - E_\lambda). \quad (2.5)$$

Дифференциальные уравнения (2.4) и (2.5) являются *уравнениями переноса длинноволновой (тепловой) радиации*.

Для того чтобы получить уравнения для восходящего (U_λ) и нисходящего (G_λ) монохроматических потоков длинноволновой радиации, необходимо выполнить интегрирование уравнений (2.4) и (2.5) по углу θ (от 0 до $\pi/2$) и по азимуту ψ (от 0 до 2π).

Детальный анализ получаемых при этом соотношений приводит к заключению, что дифференциальные уравнения для U_λ и G_λ имеют вид:

$$\frac{\partial U_\lambda}{\partial z} = \beta \alpha_\lambda \rho_n (B_\lambda - U_\lambda), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial G_\lambda}{\partial z} = \beta \alpha_\lambda \rho_n (G_\lambda - B_\lambda), \quad (2.7)$$

где $B_\lambda = B(\lambda, T)$ — функция Планка, $\beta \approx 1,66$ — числовой коэффициент (отражающий влияние интегрирования по θ). Уравнения для потоков инфракрасной радиации имеют, следовательно, такой же вид, как и для яркости излучения в вертикальном направлении ($\theta = 0$), с тем, однако, отличием, что коэффициент поглощения должен быть увеличен в 1,66 раза. Потоки U_λ и G_λ , кроме уравнений (2.6) и (2.7), удовлетворяют граничным условиям:

$$G_\lambda \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty,$$

$$U_\lambda = \delta B_\lambda + (1 - \delta) G_\lambda \text{ при } z = 0.$$

Первое из этих условий означает, что на достаточно большой высоте нисходящий поток длинноволновой радиации отсутствует; второе — что поток на земле складывается из собственного излучения δB_λ и отраженной от земной поверхности части нисходящего потока, т. е. $(1 - \delta) G_\lambda$.

Если температура T и плотность поглощающих газов ρ_n на всех высотах известны (например, измерены), то можно построить решение уравнений (2.6) и (2.7) при этих граничных условиях. Од-

нако практический интерес представляют интегральные потоки радиации

$$U = \int_{(\lambda)} U_{\lambda} d\lambda, \quad G = \int_{(\lambda)} G_{\lambda} d\lambda;$$

здесь интегрирование проводится по всем длинам волн, для которых U_{λ} и G_{λ} непренебрежимо малы.

Исследованиями В. А. Амбарцумяна, К. Я. Кондратьева и др. установлено, что весь сложный спектр поглощения радиации достаточно разбить на несколько участков, в каждом из которых коэффициент поглощения можно считать постоянной величиной. Такая схематизация позволяет существенно упростить задачу и в то же время обеспечивает удовлетворительные по точности результаты.

Потоки и притоки инфракрасной радиации в атмосфере. На практике расчет интегральных потоков U и G , а также *эффективного потока* $\Phi = U - G$ осуществляется с помощью так называемых *радиационных диаграмм*, в основе которых лежат решения дифференциальных уравнений для интегральных потоков U и G . Первые радиационные диаграммы построены в 1940 г. А. А. Дмитриевым.

Расчет потоков U , G и Φ выполняется по данным зондирования атмосферы, при котором получено распределение температуры и абсолютной влажности по высоте. Анализ результатов таких расчетов показал, что восходящий (U) и нисходящий (G) потоки убывают с высотой, быстрее в тропосфере и медленнее в стратосфере. Эффективный поток Φ , вследствие того, что U убывает с высотой медленнее, чем G , растет с увеличением высоты.

Наиболее полные данные о радиационных потоках получены с помощью актинометрических радиозондов (АРЗ). Данные, полученные с помощью АРЗ в 1963—1967 гг., обобщены и проанализированы В. И. Шляховым, Н. А. Зайцевой и Г. Н. Костяным (общее число выпусков АРЗ за эти годы составило 3786). Вертикальные профили средних значений восходящего (U), нисходящего (G) и эффективного (Φ) потоков длинноволновой радиации в разных пунктах подобны друг другу. Сведения о восходящем потоке на различных высотах приведены в табл. 7.3.

Среднее по всем пунктам значение U составляет у земли $0,343$ кВт/м² и колеблется от $0,391$ до $0,307$ кВт/м², т. е. отличается примерно на $\pm 10\%$ от среднего значения. В тропосфере до уровня 200 гПа восходящий поток в среднем на всех станциях убывает с высотой. Среднее по всем пунктам значение U на уровне 200 гПа равно $0,187$ кВт/м² при колебаниях от $0,171$ до $0,197$ кВт/м² в разных пунктах ($5-8\%$ среднего значения). В стратосфере поток U изменяется незначительно: от $0,175$ до $0,195$ кВт/м², при этом выше 100 гПа он медленно увеличивается с высотой.

Таблица 7.3. Средние (за 1963—1967 гг.) значения восходящего потока U (Вт/м²) на разных высотах в пунктах с наибольшим числом наблюдений

Пункт	Земля	Давление, гПа											
		850	700	600	500	400	300	250	200	150	100	70	50
Минск	338	334	312	292	269	243	213	197	182	177	179	182	184
Ростов-на-Дону	368	362	332	309	284	256	224	206	191	184	184	186	190
Свердловск	314	316	300	283	262	239	209	194	182	179	181	181	182
Владивосток	327	325	307	291	271	246	218	203	191	183	180	179	181
Киев	352	346	320	297	274	246	216	200	184	178	177	179	182

Нисходящий поток G также убывает с высотой: среднее по всем пунктам значение G у земли составляет $0,327$ кВт/м² при колебаниях от $0,363$ до $0,288$ кВт/м². На уровне 200 гПа поток G равен $0,084$ кВт/м² при колебаниях от $0,079$ до $0,091$ кВт/м². В стратосфере нисходящий поток изменяется с высотой незначительно: от $0,056$ до $0,063$ кВт/м².

Осредненные по всем пунктам и годам потоки тепловой радиации наиболее тесно связаны с осредненной температурой T на том уровне, на котором измерен поток. Статистический анализ позволил получить следующие соотношения:

а) слой $1000-300$ гПа

$$U = (2,650 - 0,360x - 0,061x^2) \sigma T^4,$$

$$G = (0,158 + 0,260x) \sigma T^4;$$

б) слой $300-150$ гПа

$$U = (0,675 + 0,333x) \sigma T^4,$$

$$G = (-0,350 + 0,380x + 0,003x^2) \sigma T^4;$$

в) слой $150-10$ гПа

$$U = (0,620 + 0,932x - 0,265x^2) \sigma T^4,$$

$$G = (0,150 + 0,200x) \sigma T^4.$$

Здесь $x = \lg p$ (p — давление воздуха (гПа) на уровне, для которого рассчитывается поток).

Среднее значение эффективного потока Φ у земли равно $0,018$ кВт/м² при колебаниях в отдельных пунктах от -100 до 55% среднего значения. На уровне 200 гПа поток Φ достигает $0,102$ кВт/м² при колебаниях около $\pm 10\%$. В стратосфере Φ возрастает до $0,140$ кВт/м² при колебаниях $\pm 10\%$. Среднее квадратическое отклонение σ_{Φ} , отнесенное к среднему значению, до уровня 800 гПа составляет 100% , выше оно уменьшается: до $30-35\%$ в тропосфере и до $20-22\%$ в стратосфере.

Большой интерес представляют данные о вертикальных градиентах восходящего ($-\partial U/\partial z$), нисходящего ($-\partial G/\partial z$) и эффективного ($-\partial \Phi/\partial z$) потоков. В табл. 7.4 приведены сведения об этих величинах по наблюдениям во Владивостоке и Киеве. С градиентом Φ , как было показано в главе 4, однозначно связано изменение температуры воздуха во времени под влиянием радиационного притока:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial \Phi}{\partial z}.$$

Из табл. 7.4 следует, что длинноволновое излучение во всех слоях в среднем приводит к охлаждению воздуха. Скорость охлаждения в тропосфере составляет 0,7—1 °C/сут.

Таблица 7.4. Вертикальные градиенты потоков длинноволновой радиации (кВт/м² на 1 км)

Слой, гПа	$-\partial U/\partial z$		$-\partial G/\partial z$		$-\partial \Phi/\partial z$	
	Владивосток	Киев	Владивосток	Киев	Владивосток	Киев
1000—800	0,005	0,009	0,017	0,028	—0,012	—0,017
800—500	0,014	0,018	0,023	0,028	—0,009	—0,009
500—200	0,013	0,015	0,017	0,018	—0,004	—0,003
200—70	0,001	0,001	0,003	0,001	—0,001	—0,002
70—15	—0,0007	—0,0007	0,0007	0,001	—0,003	—0,003

3 Полуэмпирические формулы для излучения атмосферы и эффективного излучения земной поверхности

Земная поверхность, поглощая коротковолновую радиацию, одновременно теряет энергию путем длинноволнового излучения. Значительная часть излучения земной поверхности поглощается атмосферой. Атмосфера в свою очередь излучает длинноволновую радиацию, часть которой, направленная к земной поверхности, называется *встречным излучением* или *противоизлучением* атмосферы.

Поток встречного излучения атмосферы B_A представляет собой количество длинноволновой радиации, поступающей от атмосферы в единицу времени на единичную площадь земной поверхности. Поскольку земная поверхность не является абсолютно черным телом, то она поглощает часть поступившего потока, равную δB_A .

Разность между собственным излучением земной поверхности B_0 и поглощенной ею частью встречного излучения атмосферы называют *эффективным излучением земной поверхности*.

Обозначая эффективное излучение через B^* , имеем

$$B^* = B_0 - \delta B_A. \quad (3.1)$$

Температура атмосферы, как правило, ниже температуры земной поверхности, поэтому в большинстве случаев $B_0 > \delta B_A$ и, следовательно, $B^* > 0$, т. е. вследствие длинноволнового излучения земная поверхность почти всегда теряет энергию. Лишь в редких случаях очень сильных инверсий температуры и большой влажности воздуха эффективное излучение может оказаться отрицательным ($B^* < 0$). Эффективное излучение оказывает большое влияние на температурный режим земной поверхности, играет существенную роль в образовании радиационных заморозков и туманов, при снеготаянии и пр.

Эффективное излучение сильно зависит от содержания водяного пара в атмосфере и наличия облачности. О тесной связи между B^* и давлением водяного пара e вблизи поверхности земли свидетельствуют, например, данные наблюдений в Ленинграде:

e гПа	6,0	10,7	15,7
B^* кВт/м ²	0,13	0,12	0,11

Как видим, с увеличением e эффективное излучение B^* уменьшается. Объясняется это тем, что с ростом e увеличивается встречное излучение атмосферы B_A .

Вообще говоря, излучение атмосферы может быть определено теоретически, путем решения уравнений переноса инфракрасной радиации, полученных в п. 2. Однако для выполнения расчетов необходимо иметь данные о распределении температуры и влажности по высоте. Поскольку такие данные часто отсутствуют, на практике для расчета излучения атмосферы и эффективного излучения широко используются эмпирические формулы, предложенные различными авторами.

Обозначим через a относительный коэффициент поглощения атмосферы, на основе закона Кирхгофа формулу для B_A запишем в виде

$$B_A = a \sigma T_1^4, \quad (3.2)$$

где T_1 — температура воздуха на каком-либо уровне z_1 (например, 2 м). Коэффициент a характеризует излучательную способность атмосферы ($a < 1$) и зависит в основном от содержания водяного пара, количества и высоты облаков. С увеличением давления пара и количества облаков коэффициент a , а вместе с ним и встречное излучение возрастают.

Наиболее широкое распространение при выполнении расчетов встречного излучения атмосферы получила формула шведского

ученого А. Ангстрема, которая для случая безоблачного неба имеет следующий вид:

$$B_A = \sigma T_1^4 (A_1 - D \cdot 10^{-ce_1}). \quad (3.3)$$

Здесь e_1 — давление водяного пара на уровне z_1 ; A_1 , D и c — эмпирические постоянные (больше нуля), определенные путем сравнения одновременно измеренных значений T_1 , e_1 и B_A .

Согласно формуле (3.3), с ростом давления водяного пара встречное излучение атмосферы возрастает. Множитель, стоящий в скобках, равен коэффициенту a :

$$a = A_1 - D \cdot 10^{-ce_1}. \quad (3.4)$$

Подставляя потоки B_0 и B_A по формулам (1.1) и (3.3) в (3.1), получаем эмпирическую формулу Ангстрема для эффективного излучения B_0^* земной поверхности при безоблачном небе:

$$B_0^* = \delta(\sigma T_0^4 - a \sigma T_1^4). \quad (3.5)$$

Эту формулу можно преобразовать к виду

$$B_0^* = \delta \sigma T_1^4 (1 - a) + \delta \sigma (T_0^4 - T_1^4) \approx \delta \sigma T_1^4 (1 - a) + 4\delta \sigma T_1^3 \Delta T. \quad (3.6)$$

Здесь $\Delta T = T_0 - T_1$ — разность температур воздуха на земной поверхности и уровне z_1 ; при этом использовано разложение

$$\left(\frac{T_0}{T_1}\right)^4 = \left(\frac{T_1 + \Delta T}{T_1}\right)^4 = 1 + 4\frac{\Delta T}{T_1} + \dots$$

в котором ограничились двумя первыми слагаемыми, поскольку $\Delta T/T_1$ — малая величина, не превышающая 0,03. Подставляя в формулу (3.6) величину a по (3.4), получаем окончательно формулу Ангстрема для B_0^* в следующем виде:

$$B_0^* = \delta \sigma T_1^4 (A + D \cdot 10^{-ce_1}) + \delta \Delta B_0^*, \quad (3.7)$$

где $A = 1 - A_1$; $\Delta B_0^* = \sigma (T_0^4 - T_1^4) \approx 4\sigma T_1^3 \Delta T$ — поправка на разность температур. По данным Больца и Фалькенберга, постоянные $A = 0,180$, $D = 0,250$ (величины безразмерные), $c = 0,95$ (если e_1 в гПа).

Наряду с формулой Ангстрема широкое распространение получила эмпирическая формула английского ученого Д. Брента

$$B_A = \sigma T_1^4 (a_1 + b_1 \sqrt{e}), \quad (3.8)$$

где $a_1 = 0,526$ и $b_1 = 0,065$ (если e в гПа).

4 Влияние облачности на встречное и эффективное излучение

Особенно большое влияние на встречное излучение атмосферы и эффективное излучение земной поверхности оказывает облачность. С увеличением количества и вертикальной протяженности облаков возрастает встречное излучение атмосферы и уменьшается эффективное излучение.

По данным наблюдений в Одессе, эффективное излучение B^* зависит от формы облаков следующим образом:

Облачность	Ясно	С1	Ас	Облака нижнего яруса
B^* кВт/м ²	0,103	0,086	0,030	0,029

Кроме того, эффективное излучение существенно зависит от количества облаков n :

n баллы	0	1	2—4	5—6	7	8	9	10
B^* кВт/м ²	0,100	0,098	0,092	0,073	0,063	0,058	0,032	0,015

Теоретический учет влияния облачности на эффективное излучение представляет большие трудности. Однако можно воспользоваться приближенными соотношениями. Облако толщиной в несколько сотен метров практически можно рассматривать как черное тело: оно поглощает всю падающую на него инфракрасную радиацию. Лишь вблизи нижней и верхней границ наблюдаются слои, которые по своим свойствам излучения и поглощения отличаются от абсолютно черного тела (в них радиация поглощается частично), но толщина этих слоев составляет для облаков нижнего и среднего ярусов несколько десятков метров. Если вертикальная протяженность облака превышает эти значения, то в первом приближении облако в целом можно отнести к черному телу.

Рассмотрим прежде всего случай сплошной (10-балльной) облачности. Встречный поток радиации B_k от облака по направлению к земной поверхности на уровне нижней границы облака (уровень конденсации) запишется в виде

$$B_k = \sigma T_k^4, \quad (4.1)$$

где T_k — температура нижней границы облака (уровня конденсации). Из этого потока часть, равная $a\sigma T_k^4$ (a — относительный коэффициент поглощения атмосферы), поглощается в слое между облаком и землей. Так как этот слой по направлению к земной поверхности также излучает поток радиации

$$B_A = a \sigma T_1^4, \quad (4.2)$$

то эффективное излучение земной поверхности при сплошной облачности можно записать в виде

$$B^* = \delta \sigma T_0^4 - \delta a \sigma T_1^4 - \delta(1-a)\sigma T_k^4, \quad (4.3)$$

где $(1-a)\sigma T_k^4$ — часть излучения облака, дошедшая до земной поверхности. С учетом (3.5) формулу (4.3) можно переписать в виде

$$B^* = B_0^* \left[1 - \left(\frac{T_k}{T_1} \right)^4 \right]. \quad (4.4)$$

При этом полагаем $T_0 = T_1$: при сплошной облачности разность ΔT незначительна и введенная выше поправка ΔB_0^* пренебрежимо мала.

Значительно большую погрешность при расчете эффективного излучения по формуле (4.4) вызывает предположение о том, что относительный коэффициент поглощения a в слое атмосферы между облаком и земной поверхностью постоянен и равен коэффициенту поглощения вблизи земной поверхности. Некоторые основания для такого предположения приведены в главе 17, где показано, что в случае облаков нижнего яруса массовая доля водяного пара практически не изменяется с высотой от земной поверхности до основания облака. В общем же случае (облака среднего и верхнего ярусов) массовая доля водяного пара, а вместе с тем и коэффициент поглощения изменяются с высотой.

При сплошной облачности вертикальный градиент температуры γ , как показывают наблюдения, является постоянной величиной в слое от земной поверхности до основания облака. Таким образом, температура нижней границы облака может быть записана в виде

$$T_k = T_1 - \gamma z_k, \quad (4.5)$$

где z_k — высота облака над земной поверхностью. Обозначая через $\Delta T_k = T_1 - T_k = \gamma z_k$ разность температур земной поверхности и нижней границы облака, можем записать

$$\left(\frac{T_k}{T_1} \right)^4 = \left(\frac{T_1 - \Delta T_k}{T_1} \right)^4 = \left(1 - \frac{\Delta T_k}{T_1} \right)^4 = 1 - \frac{4\Delta T_k}{T_1} + \dots, \quad (4.6)$$

так как отношение $\Delta T_k/T_1$ — мало (0,01—0,03).

Подставляя последнее значение $(T_k/T_1)^4$ в формулу (4.4), получаем

$$B^* = B_0^* \frac{4\Delta T_k}{T_1} = B_0^* \frac{4\gamma}{T_1} z_k$$

или с учетом формулы (3.7)

$$B^* = 4\delta \sigma T_1^3 (A + D \cdot 10^{-cei}) \gamma z_k. \quad (4.7)$$

Таким образом, эффективное излучение тем больше, чем выше нижняя граница облаков. Экспериментальные данные (наблюдения Ф. А. Белецкого в Одессе) качественно подтверждают этот вывод:

Форма облаков (10 бал-
лов)

	Cb	Ns	Sc	St	As	Ac	Cs	Ci
B^* кВт/м ²	0,003	0,013	0,017	0,018	0,045	0,045	0,077	0,089

Формула (4.7) позволяет рассчитать эффективное излучение при сплошной облачности. Влияние количества облачности на эффективное излучение учитывается эмпирически путем введения в формулу для B^* множителя вида $(1 - \bar{c}n)$. При этом формула для эффективного излучения принимает вид

$$B_n^* = B_0^* [1 - (c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H)], \quad (4.8)$$

где n_L , n_M и n_H — количество облаков (в долях единицы) соответственно нижнего (St, Sc, Ns, Cu, Cb), среднего (Ac, As) и верхнего (Ci, Cc, Cs) ярусов; c_L , c_M и c_H — эмпирические коэффициенты. По результатам измерений в среднем коэффициент c_H равен 0,2—0,3, c_M равен 0,6—0,8 и c_L равен 0,8—1,0.

Из сравнения формул (4.8) и (4.4) вытекает, что в случае сплошной облачности, например, нижнего яруса ($n_L = 1,0$) справедливо равенство

$$1 - \left(\frac{T_k}{T_1} \right)^4 = 1 - c_L,$$

откуда с учетом (4.6) получаем

$$c_L = 1 - \frac{4\Delta T_k}{T_1} = 1 - 4\gamma \frac{z_k}{T_1}. \quad (4.9)$$

Аналогичные формулы можно получить для c_M и c_H . Таким образом, коэффициенты c_L , c_M и c_H зависят от высоты облаков z_k , вертикального градиента температуры γ и температуры воздуха вблизи земной поверхности. Так как последние величины изменяются в зависимости от времени года (зимой z_k меньше, чем летом), широты места (в высоких широтах высота облаков меньше, чем в низких), а также метеорологической обстановки, то от этих же факторов зависят и рассматриваемые коэффициенты. Средние значения этих коэффициентов, а также средневзвешенного коэффициента для всей облачности

$$c = \frac{c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H}{n}$$

приведены в табл. 7.5.

Из табл. 7.5 вытекает, что все приведенные коэффициенты уменьшаются при переходе от холодного полугодия к теплomu и от

Таблица 7.5. Средние значения эмпирических коэффициентов

φ°	Полугодие	Коэффициент			
		c_L	c_M	c_H	\bar{c}
>60	Холодное	0,90	0,77	0,28	0,82
	Теплое	0,86	0,72	0,27	0,80
60—50	Холодное	0,86	0,74	0,27	0,77
	Теплое	0,80	0,67	0,24	0,70
50—40	Холодное	0,82	0,69	0,24	0,71
	Теплое	0,78	0,65	0,19	0,69

более высоких широт к низким, что качественно удовлетворительно согласуется с формулой (4.9). Средний коэффициент \bar{c} близок к c_M . Если в формулу (4.8) ввести \bar{c} , то она примет вид

$$B_n^* = B_0^*(1 - \bar{c}n). \quad (4.10)$$

Формулой (4.10) можно пользоваться при отсутствии данных о количестве облаков всех ярусов. Другими авторами получены более сложные зависимости B_n^* от n (например, n входит в формуле (4.10) в степени 2,5).

В ряде исследований рассмотрено влияние туманов и дымов на эффективное излучение земной поверхности. Этот вопрос имеет большое прикладное значение, поскольку дымы широко используются для защиты растений от заморозков.

При ряде упрощающих предположений К. С. Шифриным получена следующая формула для эффективного излучения земной поверхности при тумане:

$$B^* = B_0^*(1 - 6,4 \cdot 10^{-2} \delta^* h),$$

где B_0^* — эффективное излучение при отсутствии тумана, δ^* — водность тумана (г/м^3), h — толщина тумана (м).

Следует подчеркнуть, что эффективное излучение представляет собой разность сравнительно больших величин B_0 и B_A . Излучение земной поверхности равно примерно 0,3—0,4 кВт/м², встречное излучение атмосферы 0,2—0,3, а эффективное излучение 0,06—0,14 кВт/м².

5 Суточный и годовой ход эффективного излучения

Эффективное излучение и его составляющие имеют достаточно хорошо выраженный суточный и годовой ход. Наиболее выражен суточный ход излучения земной поверхности B_0 . Поток B_0 близок к излучению абсолютно черного тела при температуре земной по-

верхности, поэтому с увеличением температуры (в суточном или годовом ходе) растет и B_0 , а вместе с этим и поток эффективного излучения B^* , поскольку δB_A в формуле для B^* изменяется в течение суток и года в значительно меньшей степени, чем B_0 .

Большое влияние на эффективное излучение оказывает облачность. В табл. 7.6 приведены данные по годовому ходу эффективного излучения для трех пунктов при безоблачном и облачном небе. Наибольшие значения эффективного излучения при безоблачном небе наблюдаются, как правило, в летние месяцы, когда температура земной поверхности достигает максимума. Однако простой годовой ход эффективного излучения (с одним максимумом и одним минимумом) не наблюдается, что объясняется влиянием распределения температуры и влажности воздуха по высоте на излучение атмосферы.

Таблица 7.6. Годовой ход эффективного излучения (Вт/м²)

Пункт	Состояние неба	Месяц				Год
		I	IV	VIII	X	
Якутск	Облачно	65,0	62,4	54,2	54,2	56,5
	Ясно	86,7	86,4	91,4	92,9	80,9
Павловск	Облачно	31,0	60,8	65,0	37,2	46,9
	Ясно	69,7	108,8	100,6	83,2	87,8
Ташкент	Облачно	49,5	72,0	102,4	83,6	77,4
	Ясно	72,8	102,4	108,4	97,5	98,8

Эффективное излучение и амплитуда его суточного и годового хода при облачности уменьшаются. Общая тенденция к увеличению эффективного излучения в летние месяцы по сравнению с зимними наблюдается и при облачности, однако годовой ход эффективного излучения при наличии облаков, как правило, значительно сложнее, чем при их отсутствии.

Глава 8 Радиационный баланс земной поверхности и атмосферы

Приток тепла в виде лучистой энергии является важнейшей составной частью общего притока тепла, под влиянием которого изменяется термический режим атмосферы и земной поверхности. *Балансом лучистой энергии или радиационным балансом тела* называется разность между поглощенной им радиацией и собственным излучением. Наиболее полно к настоящему времени исследован радиационный баланс земной поверхности, атмосферы в целом и системы земная поверхность — атмосфера (т. е. Земли как планеты). Сведения о балансе отдельных слоев атмосферы (тропосферы, стратосферы, пограничного слоя и др.) еще нельзя признать сколько-нибудь полными.

1 Радиационный баланс земной поверхности

Приходная часть радиационного баланса R земной поверхности состоит из поглощенных частей прямой солнечной $(1-r)I'$ и рассеянной $(1-r)i$ радиации, а также части излучения атмосферы δB_A . Расходной частью R является лишь излучение земной поверхности B_0 . Таким образом,

$$R = (1-r)I' + (1-r)i + \delta B_A - B_0$$

или

$$R = (1-r)(I' + i) - B^*, \quad (1.1)$$

где r — альbedo, B^* — эффективное излучение земной поверхности.

Радиационный баланс земной поверхности оказывает существенное влияние на распределение температуры в почве и приземном слое атмосферы, а также на процессы испарения и снеготаяния, образование туманов и заморозков, изменение свойств воздушных масс (их трансформацию).

Радиационный баланс изменяется в зависимости от широты, времени года и суток, погодных условий и т. д. Расчет баланса производят за различные промежутки времени (минуту, сутки, ме-

сяц, сезон, год и т. д.); он может быть как положительным, так и отрицательным.

Суточный ход радиационного баланса, его коротковолновой ($R_k = (1-r)(I' + i)$) и длинноволновой (B^*) составляющих по данным наблюдений в полупустыне приведен на рис. 8.1.

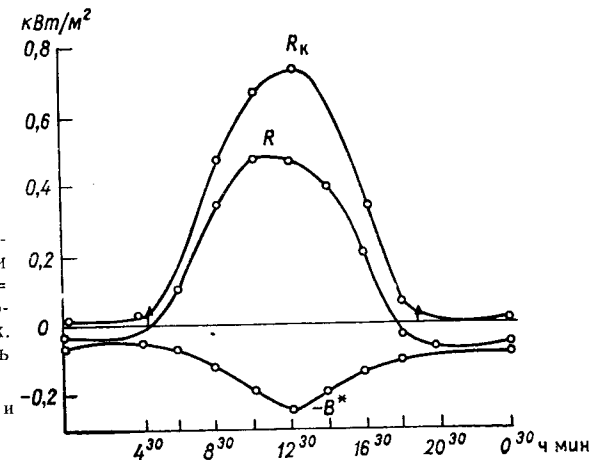


Рис. 8.1. Суточный ход радиационного баланса R и его коротковолновой $R_k = (1-r)(I' + i)$ и длинноволновой B^* составляющих. Юг Казахской ССР, июль 1952 г.

Стрелки — моменты восхода и захода Солнца.

Переход радиационного баланса через нуль ($R=0$) от отрицательных значений к положительным и обратно происходит, по данным наблюдений, при высоте Солнца $10-15^\circ$. В течение ночи радиационный баланс при отсутствии или постоянном количестве облачности сохраняется практически постоянным.

В табл. 8.1 приведено среднее время перехода радиационного баланса через нуль утром и вечером в среднем для каждого месяца на различных широтах.

При наличии снежного покрова промежуток времени, в течение которого $R > 0$, уменьшается, так как в этом случае переход R

Таблица 8.1. Среднее время (часы) перехода радиационного баланса через нуль утром (t_1) и вечером (t_2)

Месяц	φ°					
	40		50		60	
	t_1	t_2	t_1	t_2	t_1	t_2
IV	5—7	16—18	5—7	16—18	5—7	16—18
VI	4—6	17—19	4—6	18—20	4—6	18—20
VIII	5—7	17—19	5—7	16—18	5—7	17—19
X	6—8	15—17	6—8	15—17	7—9	14—16

через нуль происходит при большей высоте Солнца (20—25°). Отметим, что с моментами перехода R через нуль практически совпадает время установления (вечером) и разрушения (утром) приземных инверсий температуры.

Годовой ход радиационного баланса для некоторых пунктов Советского Союза, расположенных на разной широте, приведен в табл. 8.2. Радиационный баланс положительн ($R > 0$) в низких широтах (Тбилиси) практически в течение всего года, в умеренных широтах (Ленинград, Свердловск) в течение 6—8 месяцев, в Арктике в течение 4—5 месяцев. В среднем за год радиационный баланс положителен не только в низких и умеренных широтах, но и в тех районах Арктики, где земная поверхность освобождается от снежного и ледяного покрова хотя бы на 2—3 месяца. Объясняется это тем, что абсолютные величины радиационного баланса в Арктике летом значительно больше, чем зимой. В летние месяцы значения R (примерно 65—120 Вт/м²) в Арктике вполне сравнимы со значениями R в умеренных широтах. В период же полярной ночи радиационный баланс равен эффективному излучению (с обратным знаком), которое мало изменяется от месяца к месяцу: B^* на станциях Арктики колеблется в пределах 25—40 Вт/м².

Таблица 8.2. Годовой ход радиационного баланса (Вт/м²)

Станция	Месяц				Год
	I	II	VII	X	
Тбилиси	1,6	100,2	156,4	43,8	74,6
Свердловск	-21,9	66,3	122,0	14,1	41,1
Ленинград	-29,7	69,5	103,2	-1,6	31,4
Якутск	-37,5	27,5	115,7	-15,6	22,3
м. Шмидта	-45,4	-8,1	106,4	-23,5	7,0
о. Диксон	-37,5	-8,1	115,7	-28,2	8,4
б. Тикси	-37,5	-11,3	100,1	-31,3	7,5
м. Челюскин	-34,4	-14,6	120,4	-31,3	5,3
о. Уединения	-26,6	-6,5	95,4	-15,6	6,0

В Антарктике вследствие высоких значений альbedo поглощенная радиация невелика, а радиационный баланс за год на всех станциях, кроме Оазиса (66° 18' ю. ш.), отрицателен. В Центральной Арктике, по данным измерений на дрейфующих станциях «Северный полюс», радиационный баланс за год отрицателен в точках, расположенных к северу от 75° с. ш.

Данные о радиационном балансе суши и океанов в различных широтных зонах северного и южного полушарий представлены [по М. И. Будыко] в табл. 8.3. Из таблицы следует, что на одной и той же широте радиационный баланс океанов больше, чем суши.

Таблица 8.3. Средний за год радиационный баланс поверхности суши и океанов в различных широтных зонах (Вт/м²)

φ° с. ш.	Океан	Суша	Среднее	φ° ю. ш.	Океан	Суша	Среднее
70—60	30	26	28	0—10	153	96	139
60—50	38	40	40	10—20	150	97	138
50—40	68	60	64	20—30	134	93	125
40—30	110	80	97	30—40	109	82	106
30—20	150	92	127	40—50	76	54	74
20—10	158	94	141	50—60	37	41	37
				Земля в целом	109	65	96

Объясняется это тем, что альbedo воды в среднем меньше, чем суши; некоторую роль играет также то, что температура поверхности воды в среднем ниже температуры поверхности суши.

Анализ опытных данных, выполненных сотрудниками ГГО (В. Л. Гаевским, З. И. Пивоваровой и др.) показал, что зависимость R от высоты Солнца h_0 при отсутствии облачности приближенно описывается следующей формулой:

$$R = a(h_0 - b).$$

Параметры a и b в этой формуле зависят от альbedo r земной поверхности и принимают следующие значения:

$r\%$	10—20	20—30	50—60	60—70	80—90
a Вт/м ²	9,1	8,4	6,3	4,9	2,8
b°	10,0	9,8	7,4	7,4	8,5

Согласно приведенным данным увеличение альbedo от 10 до 80 % сопровождается уменьшением R примерно в 3 раза.

Кроме высоты Солнца и альbedo, на радиационный баланс и его изменение наиболее сильное влияние оказывает облачность. В дневное время при положительном радиационном балансе появление облачности ведет к уменьшению суммарной радиации и эффективного излучения. Но так как уменьшение суммарной радиации значительно больше, чем эффективного излучения, то радиационный баланс при появлении облачности уменьшается. При отрицательном радиационном балансе (ночью и зимой) появление облачности сопровождается уменьшением эффективного излучения, а вместе с этим и абсолютной величины радиационного баланса.

Представление о суточном и годовом ходе радиационного баланса при ясном и пасмурном небе, о порядке величины R в различные сезоны года и часы суток можно составить по данным табл. 8.4, построенной по наблюдениям в Ленинградской области. Из табл. 8.4 следует, что облачность всегда вызывает уменьшение

Таблица 8.4. Суточный ход радиационного баланса в различные сезоны года (кВт/м²)

Время, ч	Ясно				Пасмурно			
	лето	осень	зима	весна	лето	осень	зима	весна
0	-0,042	-0,047	-0,049	-0,051	-0,016	-0,009	-0,009	-0,007
4	-0,016	-0,047	-0,044	-0,033	-0,002	-0,012	-0,007	-0,005
8	0,312	0,054	-0,051	0,149	0,091	0,016	-0,002	0,051
12	0,445	0,149	-0,021	0,321	0,168	0,058	0,007	0,110
16	0,277	0,016	-0,047	0,168	0,107	0,021	0,000	0,058
20	-0,035	-0,054	-0,044	-0,035	-0,005	-0,140	-0,005	-0,005

абсолютной величины радиационного баланса. При заданных высоте Солнца (40°) и альбедо зависимость R от количества облачности n иллюстрируют следующие данные:

n баллы	3	4	5	6	7	8
R кВт/м ²	0,32	0,31	0,30	0,29	0,28	0,26

Увеличение облачности от 3 до 8 баллов вызывает уменьшение R примерно на 20 %.

2 Радиационный баланс атмосферы и системы земная поверхность — атмосфера

Приходную часть радиационного баланса атмосферы R_A составляют поглощенное атмосферой излучение земной поверхности $U_{\text{п}}$ и поглощенная ею прямая и рассеянная солнечная радиация $Q_{\text{п}}$. Теряет тепло атмосфера за счет излучения в направлении к земной поверхности (δB_A) и в мировое пространство (B_{∞}). Формулу для радиационного баланса атмосферы можно, таким образом, записать в виде

$$R_A = U_{\text{п}} + Q_{\text{п}} - \delta B_A - B_{\infty}.$$

Если через P обозначить функцию пропускания атмосферы для длинноволновой радиации, то

$$U_{\text{п}} = (1 - P) B_0,$$

где B_0 — излучение земной поверхности. Но разность $B_0 - \delta B_A = B^*$ есть эффективное излучение земной поверхности, а сумма $P B_0 + B_{\infty} = U_{\infty}$ — уходящее в мировое пространство излучение земной поверхности и атмосферы (из потока B_0 часть $(1 - P) B_0$ поглощается атмосферой, а часть $P B_0$ проходит через нее). С учетом

указанного формула для радиационного баланса принимает вид

$$R_A = B^* + Q_{\text{п}} - U_{\infty}.$$

Расчет по этой формуле показал, что радиационный баланс атмосферы на всех широтах в среднем за год отрицателен.

Изменение R_A с широтой характеризуется следующими данными (северное полушарие):

φ°	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70
R_A Вт/м ²	-101	-110	-109	-92	-80	-80	-93

Большой интерес представляет изучение радиационного баланса системы земная поверхность—атмосфера (или Земли как планеты), под которым имеют в виду баланс лучистой энергии в вертикальном столбе, включающем деятельный слой почвы (или воды) и всю атмосферу. Приходная часть этого баланса состоит из поглощенной земной поверхностью и атмосферой прямой и рассеянной солнечной радиации, расходную часть составляет уходящее излучение U_{∞} :

$$R_s = (I + i)(1 - r) + Q_{\text{п}} - U_{\infty}.$$

Формулу для R_s можно записать также в виде

$$R_s = I'_0(1 - r_s) - U_{\infty},$$

где I'_0 — поток прямой солнечной радиации (на горизонтальную поверхность) на верхней границе атмосферы (инсоляция), r_s — альбедо Земли как планеты.

Оценим прежде всего среднюю по всему земному шару инсоляцию I'_0 на верхней границе атмосферы. На Землю за единицу времени поступает количество солнечной энергии, равное произведению солнечной постоянной I_0^* на площадь поперечного сечения Земли πR^2 , т. е. $\pi R^2 I_0^*$ (R — средний радиус Земли).

Эта энергия под влиянием вращения Земли распределяется по всей поверхности земного шара, равной $4\pi R^2$. Таким образом, среднее значение потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность Земли (инсоляция) без учета ослабления ее атмосферой составляет

$$\frac{\pi R^2 I_0^*}{4\pi R^2} = \frac{I_0^*}{4} \approx 0,343 \text{ кВт/м}^2.$$

Радиационный баланс системы земная поверхность—атмосфера может быть как положительным, так и отрицательным. В годовом ходе баланс R_s в умеренных широтах больше нуля в течение летних месяцев и отрицателен остальное время года. В экваториальной области (от 10—15° с. ш. до 10—15° ю. ш.) баланс

R_s положителен в течение всего года. В среднем за год баланс R_s больше нуля в области от экватора до $35-40^\circ$ (в обоих полушариях). В зонах от широт $35-40^\circ$ до полюсов радиационный баланс R_s в среднем за год отрицателен.

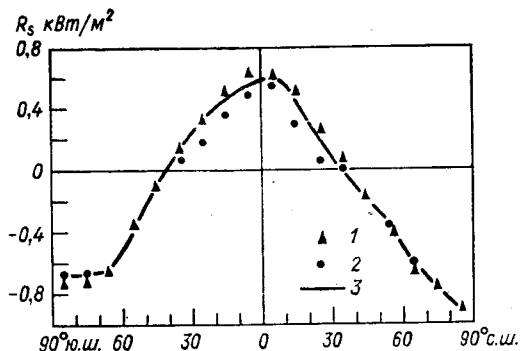


Рис. 8.2. Средний за год радиационный баланс системы земная поверхность—атмосфера по измерениям с ИСЗ в 1962—1970 гг.

1 — океаны, 2 — материка, 3 — зональные значения.

Основной вклад в приходную часть R_s вносит поглощение солнечной радиации земной поверхностью. Отражение коротковолновой радиации происходит главным образом от облаков, затем от атмосферы и земной поверхности.

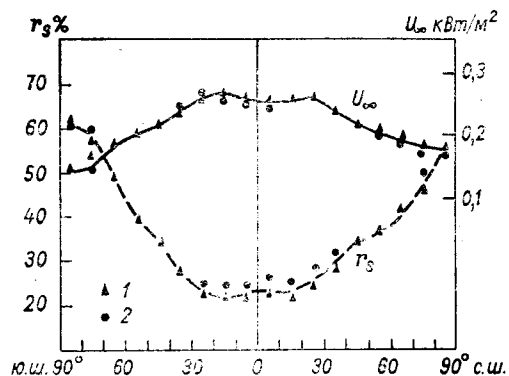


Рис. 8.3. Средние за год зональные значения уходящего излучения U_∞ и альbedo Земли r_s по измерениям с ИСЗ в 1962—1970 гг.

1 — океаны; 2 — материка.

В последние два десятилетия обширный материал наблюдений за составляющими радиационного баланса получен с помощью метеорологических искусственных спутников Земли (МИСЗ).

На рис. 8.2 и 8.3 и в табл. 8.5 приведены сведения о радиационном балансе R_s системы земная поверхность—атмосфера, альbedo Земли r_s , об уходящем излучении Земли U_∞ , поглощенной $I'_0(1 - r_s)$ и отраженной $I'_0 r_s$ системой солнечной радиации, полученные по данным измерений с американских МИСЗ за 1962—1971 гг.

Таблица 8.5. Осредненные за год и по широтным зонам значения альbedo (r_s), радиационного баланса (R_s) системы земная поверхность—атмосфера и его составляющих (Вт/м²)

Широта φ°	r_s %	$I'_0(1 - r_s)$	U_∞	R_s	$I'_0 r_s$
90—80 с.	58,9	71,5	174,7	-103,2	102,4
80—70	54,4	84,6	178,2	-93,6	100,9
70—60	45,2	117,0	189,1	-72,1	96,5
60—50	40,7	154,5	201,2	-46,7	106,0
50—40	35,7	197,4	218,3	-20,9	109,6
40—30	30,9	240,3	239,6	0,7	107,4
30—20	27,2	276,7	258,5	18,2	103,4
20—10	24,8	302,6	257,1	45,5	99,8
10—0	25,4	308,9	250,0	58,9	105,2
0—10 ю.	24,1	314,3	258,2	56,1	99,8
10—20	23,6	307,4	266,7	40,7	95,0
20—30	25,1	284,7	262,7	22,0	95,4
30—40	29,6	244,8	244,4	0,4	102,9
40—50	35,8	197,1	224,4	-27,3	109,9
50—60	42,6	149,5	206,9	-57,4	111,0
60—70	51,3	104,0	189,6	-85,6	109,6
70—80	60,2	73,8	163,3	-89,5	111,7
80—90	61,7	66,6	154,3	-87,7	107,3
Северное полушарие	28,7	240,8	242,2	-1,4	—
Южное полушарие	28,0	247,8	240,8	7,0	—
Земля в целом	28,4	241,5	241,5	0	—

В среднем за год радиационный баланс системы R_s положителен в зоне от экватора до широты около 35° в северном полушарии и около 40° в южном (рис. 8.2). В этой зоне значения R_s над океаном систематически больше, чем над сушей. Рис. 8.3 показывает, что это различие обусловлено влиянием альbedo, которое в тропической зоне над океаном меньше, чем над сушей (сказывается влияние преобладающей большей высоты Солнца в этом зоне, при которой альbedo водной поверхности мало). Уходящее излучение сравнительно слабо зависит от широты и практически одинаковое над океаном и сушей во всех широтных зонах.

Вне тропической зоны и субтропиков радиационный баланс системы в среднем за год отрицателен, при этом в Арктике абсолютное значение R_s на $10-15$ Вт/м² больше, чем в Антарктике. Объяснить это различие можно влиянием высоты излучающей поверхности: при большей высоте (Антарктика) уменьшается излучение земной поверхности, а вместе с этим и уходящее излучение.

Данные табл. 8.5 (построенной по более полным данным) несколько отличаются от данных рис. 8.2 и 8.3. Однако различие между ними не выходит, как правило, за погрешности определения

искомых величин, которые для r_s составляют около $\pm 5\%$, а для среднегодовых значений R_s не больше 10 Вт/м^2 . Хотя осредненные по полушариям значения определяются с меньшей погрешностью, однако не следует акцентировать внимание на различиях r_s , U_∞ и R_s в северном и южном полушариях. Осредненное по всей Земле уходящее излучение ($241,5 \text{ Вт/м}^2$) соответствует эффективной радиационной температуре 255 К .

Радиационный баланс системы R_s (так же, как величины r_s , $I'_0(1-r_s)$ и U_∞) в каждой широтной зоне имеет хорошо выраженный годовой ход.

С увеличением широты, согласно рис. 8.4, резко возрастает амплитуда годового хода R_s . Наиболее резкие изменения R_s наблю-

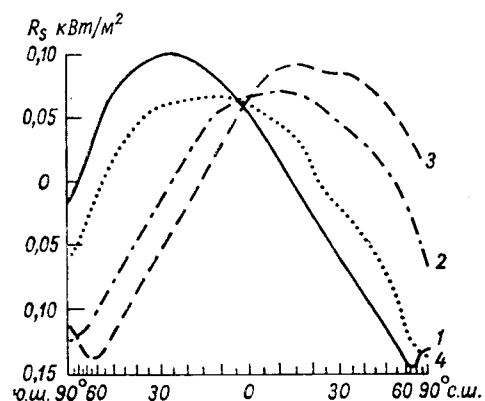


Рис. 8.4. Меридиональные профили R_s в различные сезоны года.

1 — декабрь—февраль; 2 — март—май; 3 — июнь—август; 4 — сентябрь—ноябрь.

даются в том и другом полушариях при переходе от лета к осени и от зимы к весне. Летом радиационный баланс положителен ($R_s > 0$) практически на всех широтах, осенью же R_s больше нуля только до широты около 23° , а над остальной частью полушария баланс R_s отрицателен. Зимой положительные значения R_s сохраняются до широты около 15° , в то время как весной область с $R_s > 0$ распространяется в обоих полушариях до широты около 55° . Летом значения R_s на соответствующих широтах в южном полушарии несколько больше, чем в северном, особенно максимальные значения, наблюдаемые на широтах $20\text{--}23^\circ$.

Рассмотрим результирующий приток радиации к атмосфере за счет длинноволнового излучения. Этот приток ϵ_a ко всему вертикальному столбу равен разности между эффективным излучением земной поверхности B^* и уходящим излучением Земли U_∞ : $\epsilon_a = B^* - U_\infty$. Приток ϵ_a отрицателен, т. е. атмосфера в целом за счет длинноволнового излучения охлаждается. К. Я. Кондратьевым, В. Суоми и др. установлены статистические связи между ϵ_a и U_∞ . Оказалось, что коэффициенты корреляции r между ϵ_a и U_∞ достаточно высоки (по модулю), если связь устанавливается для

различных состояний неба (ясно, пасмурно), разных сезонов года и конкретных пунктов. Уравнения регрессии, полученные по данным актинометрических радиозондов, имеют следующий вид:

а) в случае пасмурной погоды (облачность 10 баллов)

$$\epsilon_a = -1,05U_\infty + 0,018, \quad r = -0,99 \text{ (для лета),}$$

$$\epsilon_a = -1,18U_\infty + 0,048, \quad r = -0,98 \text{ (для зимы),}$$

б) в случае ясной погоды

$$\epsilon_a = -1,44U_\infty + 0,199, \quad r = -0,92 \text{ (для лета),}$$

$$\epsilon_a = -1,43U_\infty + 0,143, \quad r = -0,89 \text{ (для зимы).}$$

Особенно тесная связь между ϵ_a и U_∞ отмечается при сплошной низкой облачности (N_s, C_b), когда эффективное излучение близко к нулю.

Влияние облачности на радиационные характеристики Земли. Поскольку для облаков характерны очень высокие значения альбедо, то они, естественно, оказывают существенное влияние на альбедо, потоки и притоки радиации в целом.

На рис. 8.5 показаны меридиональные профили зональных значений альбедо системы

земная поверхность—атмосфера, полученные по данным наблюдений с МИСЗ (реальная атмосфера) и по результатам расчета для безоблачной атмосферы (солнечная постоянная принята равной $1,36 \text{ кВт/м}^2$). Как и следовало ожидать, альбедо системы в случае реальной (облачной) атмосферы существенно больше (от нескольких процентов в субтропиках северного полушария и экваториальной области до $15\text{--}20\%$ в умеренных широтах северного и, особенно, южного полушарий) альбедо системы при отсутствии облаков (которое для всей Земли составляет 17%). Можно отметить увеличение альбедо вблизи 7° с. ш., обусловленное влиянием облачного покрова внутритропической зоны конвергенции (ВЗК). Резкое возрастание альбедо системы в высоких широтах связано с ледяным покровом, альбедо которого так же велико, как и облачности.

Облачность оказывает влияние не только на альбедо системы, но и на уходящий поток (U_∞) длинноволновой радиации. Облака, как уже указывалось (см. главу 7), уменьшают эффективное излучение земной поверхности и, как следствие, при наличии облаков уходящий поток радиации меньше, чем при их отсутствии. Та-

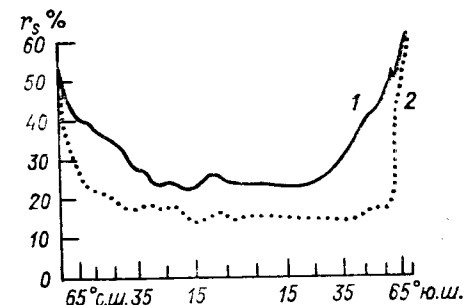


Рис. 8.5. Средние годовые меридиональные профили зональных значений альбедо (1) и альбедо системы при отсутствии облачности (2).

ким образом, в выражении для радиационного баланса системы

$$R_s = I_0'(1 - r_s) - U_\infty$$

под влиянием облачности первое и второе (U_∞) слагаемые уменьшаются. Однако определяющую роль играет уменьшение (за счет увеличения r_s) притока солнечной радиации к системе земная поверхность — атмосфера. По этой причине радиационный баланс системы в случае реальной (облачной) атмосферы меньше баланса системы при отсутствии облаков.

На рис. 8.6 представлена осредненная за год и по кругам широт разность ΔR_s между первым и вторым радиационными балан-

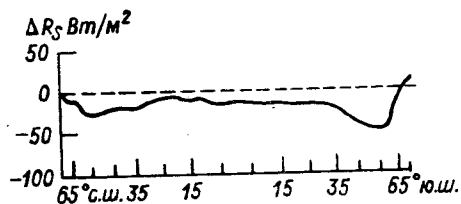


Рис. 8.6. Осредненная по широтным зонам и за год разность ΔR_s между радиационными балансами системы в случае реальной (облачной) и безоблачной атмосферы.

сами системы. Видно, что практически всюду $\Delta R_s < 0$ (исключение составляет узкая околополярная область). Абсолютное значение ΔR_s в каждом полушарии растет с увеличением широты (примерно до 60°), при этом минимальное значение (7 Вт/м^2) отмечается около 7° с. ш., а максимальное (49 Вт/м^2) — около 55° ю. ш.

Разность ΔR_s изменяется не только с широтой, но зависит также от времени года, долготы и других факторов. Результаты осреднения ΔR_s по сезонам года и полушариям (точнее, для зон от экватора до 65°) и Земли в целом (65° с. ш.— 65° ю. ш.) приведены в табл. 8.6. Поскольку влияние облачности на поглощенную радиацию сильнее, чем на уходящее излучение, то прежде всего во все сезоны года и в обоих полушариях $\Delta R_s < 0$, а модуль ΔR_s летом (когда приток солнечной радиации к системе, а следовательно, и уменьшение его за счет альbedo облачности, достигают максимума) существенно (в северном полушарии — примерно в 2 раза, в южном — почти в 5 раз) больше, чем зимой.

Таблица 8.6. Значения разности ΔR_s (Вт/м^2) между радиационными балансами системы в случаях реальной (облачной) атмосферы и безоблачной

Зона	Сезон				Год
	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	
0— 65° с. ш.	-14,2	-23,5	-12,0	-11,3	-15,3
0— 65° ю. ш.	-13,8	-8,5	-34,9	-42,0	-24,8
65° с. ш.— 65° ю. ш.	-14,0	-16,0	-23,5	-26,7	-20,0

В среднем за год изменение R_s под влиянием облачности в южном полушарии также сильнее (на $9,5 \text{ Вт/м}^2$), чем в северном. Это обусловлено различием в альbedo подстилающей поверхности: в южном полушарии с преобладанием водной поверхности особенно резко увеличивается альbedo при увеличении облачности и уменьшается R_s именно летом, поскольку при большой высоте Солнца h_\odot альbedo воды достигает наименьших значений. По этой же причине зимой при малых высотах Солнца (когда альbedo водной поверхности увеличивается) влияние облачности в южном полушарии не столь значительно, как летом (и меньше, чем в се-

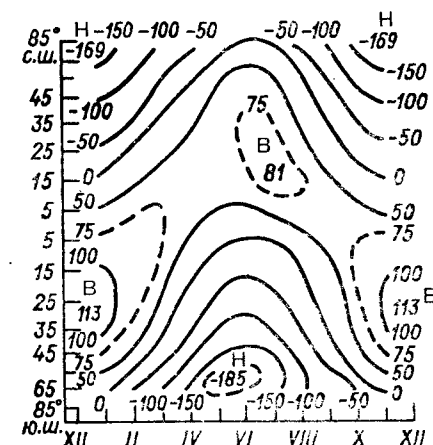


Рис. 8.7. Годовой ход радиационного баланса (Вт/м^2) системы земная поверхность—атмосфера по данным наблюдений с ИСЗ за 29 месяцев (1964—1971 гг.).

верном полушарии). Эта же закономерность (обусловленная влиянием водной поверхности на альbedo системы) подтверждается и средним за год значением ΔR_s для Мирового океана в целом, равным $-30,6 \text{ Вт/м}^2$, т. е. по модулю оно больше значений этой разности не только для Земли в целом, но и для обоих полушарий.

Радиационный баланс системы R_s на данной широте изменяется в широких пределах в течение года (рис. 8.7). Максимальная амплитуда годового хода R_s наблюдается в субтропиках и умеренных широтах. Так, в северном полушарии на широте $15-25^\circ$ баланс R_s изменяется от $75-80 \text{ Вт/м}^2$ в июле—августе до $-25 \div -50 \text{ Вт/м}^2$ в январе; на широте $55-60^\circ$ — от 50 Вт/м^2 в июле до -125 Вт/м^2 в январе; максимальное среднемесячное значение R_s здесь равно 81 Вт/м^2 (на широте 15° в июле), минимальное -169 Вт/м^2 (вблизи полюса в декабре—январе). В южном полушарии диапазон колебаний среднемесячных значений R_s еще более значителен: от 113 Вт/м^2 (на широте 25° в декабре—январе) до -185 Вт/м^2 (на широтах $65-70^\circ$ в июне).

Значительный вклад в увеличение амплитуды годовых колебаний R_s в южном полушарии по сравнению с северным вносит эффект эксцентриситета орбиты Земли (под его влиянием поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы в декабре—январе примерно на 7% больше, чем в июне—июле).

Для Земли в целом радиационный баланс системы R_s достигает максимума (16 Вт/м²) в марте и минимума (—14 Вт/м²) в июне, при этом вклад изменения в течение года инсоляции на верхней границе атмосферы в амплитуду R_s составляет примерно половину.

По данным спутниковых наблюдений оценена чувствительность поглощаемой системой солнечной радиации $I_0'(1-r_s)$ и уходящего излучения U_∞ к изменению количества облаков (n). При увеличении n на 1 балл поглощаемая системой солнечная радиация уменьшается в среднем за год и для Земли в целом на 95,2 Вт/м², а уходящее излучение — на 53,1 Вт/м². Радиационный баланс системы R_s , таким образом, уменьшается на 42,1 Вт/м² при увеличении количества облаков на 1 балл.

Одна из важнейших задач физических наук в настоящее время — ведение приходно-расходной книги солнечного тепла, получаемого земным шаром, с его воздушной и водной оболочкой.

Трудности достижения цели не могут испугать ученых, способных понять широкие задачи науки.

А. И. Воейков (1884 г.)

Раздел III

Тепловое состояние атмосферы

Глава 9. Турбулентное состояние атмосферы. Приземный слой

Ламинарное и турбулентное состояние атмосферы. Простейшие характеристики турбулентности. Конвективный и турбулентный потоки тепла. Уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере. Определение и высота приземного слоя. Распределение температуры по высоте в приземном слое. Логарифмический закон. Методика расчета турбулентных потоков тепла по данным градиентных наблюдений.

Глава 10. Суточный ход температуры воздуха в пограничном слое атмосферы

Экспериментальные данные. Распределение температуры воздуха по высоте в пограничном слое атмосферы. Теория суточного хода температуры воздуха в пограничном слое атмосферы. О роли радиационных притоков тепла в пограничном слое атмосферы. Ночное понижение температуры. Заморозки

Глава 11. Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью (сушей и водой)

Уравнение теплопроводности почвы. Уравнение теплового баланса земной поверхности. Взаимодействие атмосферы с деятельным слоем. Температура земной поверхности. Вертикальное распределение температуры почв. Роль растительного и снежного покрова. Суточные и годовые колебания температуры воды в морях и крупных водоемах.

Глава 12. Термический режим тропосферы, стратосферы и мезосферы

Распределение температуры в тропосфере и нижней стратосфере. Термический режим стратосферы и мезосферы по ракетным данным. Влияние материков и океанов на распределение температуры в атмосфере. Периодические изменения температуры воздуха в тропосфере и стратосфере. Непериодические изменения температуры в различных слоях атмосферы. Стратосферные потепления. Особенности термического режима Арктики и Антарктики

Глава 9 Турбулентное состояние атмосферы. Приземный слой

1 Ламинарное и турбулентное состояние атмосферы

Атмосфера находится в непрерывном движении. Отличительная особенность атмосферных движений заключается в том, что движение отдельных частиц воздуха носит неупорядоченный характер. Режим движения, при котором отдельные частицы жидкости или газа имеют неправильные, хаотические траектории с поперечными и даже попятными (по отношению к общему движению) перемещениями отдельных малых объемов, носит название *турбулентного*. При этом режиме скорость движения пульсирует, т. е. резко изменяет свое значение и направление в течение коротких промежутков времени. Турбулентное движение атмосферы оказывает большое влияние на состояние атмосферы и физические процессы, протекающие в ней.

Чтобы подойти к количественной характеристике турбулентного движения атмосферы, рассмотрим следующий опыт. В трубу, по которой течет жидкость, вводится струя подкрашенной жидкости. В трубе подкрашенная жидкость течет тонкой струйкой, пока скорость течения невелика. При увеличении скорости струйка становится извилистой, затем теряет резкие очертания и разбивается на отдельные вихри. Первый режим течения (при малых скоростях) называется ламинарным.

Ламинарный режим движения — этой такой режим, при котором частицы жидкости или газа перемещаются параллельно друг другу по траекториям, представляющим плавные, лишь слегка изменяющиеся во времени кривые.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что характер движения жидкости или газа зависит от безразмерного числа, называемого *числом* (или параметром) *Рейнольдса*:

$$Re = \rho cl / \eta,$$

где ρ — плотность, c — скорость движения, l — характерный масштаб движения, η — динамический коэффициент молекулярной вязкости.

При малых числах Рейнольдса движение жидкости или газа носит ламинарный характер; при числе Re , равном критическому значению $Re_{кр}$, наблюдается переход из ламинарного движения в турбулентное, а при больших значениях Re движение становится полностью турбулентным. При постоянных ρ и η переходу ламинарного режима движения в турбулентный способствует увеличение скорости движения и его характерного масштаба. Увеличение же вязкости приводит к сохранению ламинарного движения до больших значений скорости.

Оценка числа Рейнольдса для атмосферных движений показывает, что подавляющая часть их носит турбулентный характер, за исключением движений в очень тонком слое воздуха (толщиной в несколько миллиметров), непосредственно прилегающем к земной поверхности (так называемый вязкий подслой). Однако степень развития турбулентного обмена может быть самой различной. Об этом можно судить хотя бы по наблюдениям за распространением дыма, выходящего из печных, фабричных и заводских труб. Вид струй дыма, выходящих из труб при разной степени турбулентности атмосферы, изображен на рис. 9.1.

При малых скоростях ветра, при устойчивой и особенно при инверсионной стратификации в нижнем слое атмосферы (например, при безоблачной погоде ночью или сильных морозах зимой в течение суток) дым распространяется в виде тонкой струи на значительное расстояние.

При большой скорости ветра струя дыма приобретает извилистый характер, а при сильной термической неустойчивости струя разбивается на отдельные части. При турбулентном режиме движения скорость ветра, температура и другие метеорологические величины, испытывают беспорядочные, быстро меняющиеся во времени колебания. Но наряду с хаотическим движением все частицы воздуха имеют некоторую среднюю скорость переноса. Благодаря этому *мгновенная скорость* c^* движения воздушной частицы мо-

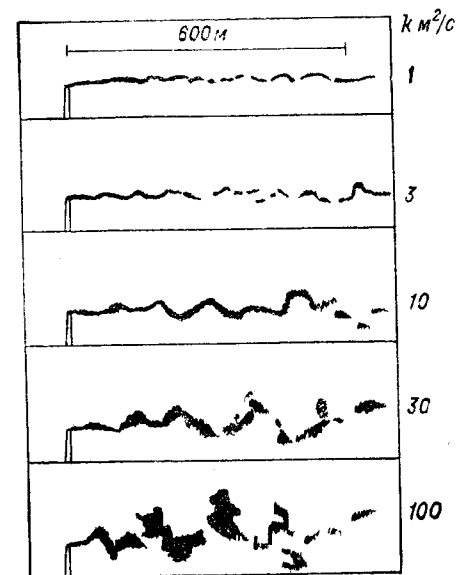


Рис. 9.1. Дымовая струя при разной степени турбулентности (k — коэффициент турбулентности).

жет быть представлена в виде

$$c^* = c + c',$$

где c — средняя скорость движения, определенная путем осреднения за некоторый промежуток времени или по некоторому достаточно большому объему воздуха; c' — отклонение мгновенной скорости от средней, или *пульсация скорости*. В виде таких же сумм (но уже скалярных) представляются мгновенные значения других метеорологических величин.

В слоях атмосферы, где температура, плотность и скорость ветра изменяются с высотой (наблюдается расслоенность по вертикали), число Рейнольдса уже не может служить единственной характеристикой турбулентного состояния среды. В п. 5 главы 4 было показано, что одной из величин, от которых зависит движение частиц по вертикали, является **вертикальный градиент температуры** γ . Более общая теория турбулентности позволяет установить, что о развитии турбулентности в атмосфере можно судить по другому безразмерному параметру — числу Ричардсона Ri (см. п. 3 главы 21).

2 Простейшие характеристики турбулентности

В состав атмосферного воздуха входят переменные части (водяной пар, углекислый газ и озон) и всевозможные атмосферные примеси, представляющие собой мельчайшие твердые и жидкие частицы. Назовем *удельным содержанием* s примеси массу ее в единице массы воздуха. Применительно к водяному пару s представляет собой массовую долю пара. Наблюдения показывают, что удельное содержание примесей изменяется в атмосфере в широких пределах как во времени, так и в пространстве (при переходе из одной точки в другую). Удельное содержание s изменяется с увеличением высоты (как правило, падает), а также в горизонтальном направлении (концентрация твердых примесей в загородной местности, например, значительно меньше, чем в городе). В процессе турбулентного перемешивания происходит перемещение отдельных частиц (масс) воздуха из одной точки в другую как по вертикали, так и по горизонтали.

Отдельную воздушную частицу, участвующую в турбулентном перемешивании, принято называть *турбулентным моле*. Турбулентные моли отрываются от общего потока в одной точке, перемещаются на некоторое расстояние и смешиваются с потоком в другой точке пространства. В реальных условиях процесс смещения турбулентных молей происходит непрерывно: оторвавшаяся от общего потока воздушная частица постепенно начинает смещи-

ваться с окружающим воздухом. Для целей теоретического изучения сложного процесса турбулентного перемешивания вводится понятие о так называемом *пути смешения* l , представляющем собой расстояние, на котором перемещается турбулентный моле от момента зарождения до полного смешения с воздушным потоком.

При своем перемещении турбулентные моли переносят водяной пар, атмосферные примеси и другие физические свойства воздуха (теплосодержание, количество движения). Рассмотрим перемешивание в вертикальном направлении. Выделим в атмосфере два каких-либо произвольных (но близко расположенных) уровня z и $z + \Delta z$. Средние значения удельного содержания примеси на уровнях z и $z + \Delta z$ обозначим соответственно через s и $s + \Delta s$ (осреднение произведено по достаточно большой горизонтальной площади). В реальных условиях атмосферы наиболее часто наблюдается случай, когда $\Delta s < 0$ (т. е. $s + \Delta s < s$), хотя в отдельных слоях в определенные промежутки времени возможно и возрастание удельного содержания с высотой ($\Delta s > 0$).

Турбулентное перемешивание ведет к выравниванию содержания примесей. Если $\Delta s < 0$, то удельное содержание будет возрастать на верхнем уровне $z + \Delta z$ и убывать на нижнем уровне z , т. е. возникает поток примеси или водяного пара. Обозначим через Q массу примеси или водяного пара (в килограммах), которая в процессе турбулентного перемешивания переносится в единицу времени (1 с) через 1 м^2 горизонтальной поверхности, расположенной между уровнями z и $z + \Delta z$. Величина Q носит название *турбулентного потока* примеси, водяного пара или какого-либо другого физического свойства, переносимого турбулентными молями.

Из физических представлений очевидно, что турбулентный поток должен быть пропорционален разности удельных содержаний на уровнях z и $z + \Delta z$, отнесенной к единице расстояния между уровнями, т. е. $\Delta s / \Delta z$. Если коэффициент пропорциональности обозначить через A , то формулу для потока Q можно записать в виде

$$Q = -A(\Delta s / \Delta z). \quad (2.1)$$

Коэффициент пропорциональности A в формуле (2.1) носит название *коэффициента турбулентного обмена* или *коэффициента перемешивания*. Если в формуле (15.1) перейти к пределу, то получим

$$Q = -\lim_{\Delta z \rightarrow 0} A \frac{\Delta s}{\Delta z} = -A \frac{ds}{dz}. \quad (2.2)$$

Здесь $-\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \Delta s / \Delta z = -ds/dz$ — *вертикальный градиент удельного содержания*. Вертикальный градиент $-ds/dz$, а вместе с этим и поток Q положительны (направлены вверх), если s убывает с высотой ($\Delta s < 0$), и отрицательны (направлены вниз), если s растет с высотой ($\Delta s > 0$).

Коэффициент турбулентного обмена A равен потоку примеси (или водяного пара) при условии, что вертикальный градиент ее содержания равен единице, т. е. $-\partial s/\partial z=1$. Так как единицей потока Q служит $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, а вертикального градиента удельного содержания $-\partial s/\partial z$ — м^{-1} , то, согласно (2.2), единицей коэффициента турбулентного обмена A является $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м})$.

Наряду с коэффициентом турбулентного обмена введем понятие *коэффициента турбулентности*

$$k = A/\rho. \quad (2.3)$$

Единица коэффициента турбулентности — $\text{м}^2/\text{с}$.

Коэффициенты A и k в условиях атмосферы подвержены значительным изменениям как во времени, так и в пространстве. Они зависят от вертикального градиента скорости ветра, термической устойчивости атмосферы, свойств земной поверхности (ее шероховатости, термической неоднородности) и др.

Коэффициенты турбулентного обмена и турбулентности непосредственно связаны с пульсациями скорости ветра. В свою очередь пульсации скорости ветра определяют путь смещения l . Из физических представлений очевидно, что путь смещения по вертикали вблизи земной поверхности не может быть большим; во всяком случае, он не может превышать расстояние от земной поверхности до уровня, где зарождается турбулентный моль, т. е. высоты z . Это совершенно очевидно в отношении частиц, перемещающихся сверху вниз, поскольку земная поверхность препятствует их дальнейшему движению. Но так как в течение промежутка осреднения масса воздуха, переносимая в процессе турбулентного обмена через некоторую поверхность снизу вверх и сверху вниз, должна быть одной и той же (это утверждение является одним из основных постулатов турбулентного обмена), то в среднем турбулентные моли могут смещаться вверх на такое же расстояние, что и при движении вниз.

По мере увеличения высоты над земной поверхностью турбулентные моли приобретают возможность перемещаться по вертикали на большие расстояния, чем на более низких уровнях. Из этих рассуждений следует, что путь смещения l , а вместе с ним коэффициенты A и k с увеличением высоты над земной поверхностью должны возрастать.

Слой атмосферы, в котором коэффициент турбулентности при любых условиях растет с высотой, называют *приземным слоем*. Его высота h изменяется от 10—20 до 200—250 м (наиболее часто от 50 до 100 м). Значения коэффициента турбулентности k_h на верхней границе приземного слоя в зависимости от термической устойчивости, скорости ветра и шероховатости земной поверхности колеблются от десятых долей до нескольких десятков $\text{м}^2/\text{с}$.

Наряду с турбулентным потоком примеси, водяного пара и других физических свойств воздуха в атмосфере наблюдаются *моле-*

кулярные потоки Q_m , обусловленные тепловым движением молекул. Эти потоки также пропорциональны градиенту удельного содержания:

$$Q_m = -\rho D \frac{\partial s}{\partial z}. \quad (2.4)$$

Коэффициент D носит название коэффициента молекулярной диффузии. Его единицей (так же, как и единицей k) служит $\text{м}^2/\text{с}$. Коэффициент диффузии зависит от температуры: для водяного пара при температурах 0 и 20 °С он равен соответственно $0,198 \cdot 10^{-4}$ и $0,283 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Сравнение этих значений коэффициента диффузии со значениями k показывает, что в условиях атмосферы перенос примесей (водяного пара и др.) осуществляется главным образом посредством турбулентного перемешивания, а не молекулярной диффузии, так как турбулентный поток Q в десятки и сотни тысяч раз больше молекулярного ($Q/Q_m \approx 10^4 \div 10^6$). Только в вязком подслое молекулярный поток сравним с турбулентным. Таким образом, за исключением этого тонкого слоя, молекулярным потоком в атмосфере можно пренебречь по сравнению с турбулентным.

Турбулентные потоки примесей в горизонтальном направлении (например, вдоль осей x и y) записываются аналогично потоку по вертикали:

$$Q_x = -A' \frac{\partial s}{\partial x} = -\rho k' \frac{\partial s}{\partial x},$$

$$Q_y = -A' \frac{\partial s}{\partial y} = -\rho k' \frac{\partial s}{\partial y}.$$

Здесь A' и k' — коэффициенты турбулентного обмена и турбулентности в горизонтальном направлении. Оценка порядка величины коэффициентов A' и k' показала, что они в десятки и сотни тысяч раз больше коэффициентов A и k .

3 Конвективный и турбулентный потоки тепла

Основным источником тепла для Земли как планеты и ее составной части — атмосферы — является солнечная радиация, большая часть которой достигает земной поверхности (см. главу 6). Тропосфера получает тепло главным образом от земной поверхности.

В переносе тепла от земной поверхности к атмосфере и внутри атмосферы основную роль играют следующие процессы: а) конвективный и турбулентный теплообмен, б) излучение и поглощенные радиации, в) фазовые превращения воды (испарение и за-

мерзание воды, конденсация и сублимация водяного пара), γ) молекулярный теплообмен.

Воздух находится в непрерывном движении. Вместе с перемещающимися частицами (массами) воздуха переносится и тепло-содержание этих частиц. Назовем *потоком тепла* теплосодержание $c_p T$, переносимое частицами воздуха в единицу времени через единичную площадку в направлении нормали к ней. Поток тепла через такую площадку складывается из двух потоков: конвективного Q_k и турбулентного Q_t .

Конвективный поток тепла обусловлен упорядоченным перемещением воздуха со средней скоростью c :

$$Q_k = c_p \rho T c, \quad (3.1)$$

так как за единицу времени через площадку 1 м^2 проходит масса воздуха, равная ρc . Поток тепла через произвольно ориентированную единичную площадку равен

$$Q_{kn} = c_p \rho T c_n, \quad (3.2)$$

где c_n — проекция вектора средней скорости c на нормаль n к площадке. Единица Q_k — Дж/(с · м²).

Так как горизонтальная составляющая средней скорости ветра в сотни раз больше вертикальной составляющей, то конвективный поток Q_k представляет собой перенос тепла преимущественно по горизонтали. Горизонтальная составляющая Q_k называется *адвективным* потоком тепла; собственно конвективным потоком чаще всего называют лишь вертикальную составляющую потока.

Турбулентный поток тепла Q_t обусловлен пульсациями скорости.

Турбулентные потоки таких субстанций, как водяной пар, примеси, озон и др., пропорциональны градиенту их удельного содержания (см. п. 2). Общими условиями, которым должна удовлетворять переносимая в процессе турбулентного перемешивания субстанция, являются: 1) *постоянство* (неуничтожаемость) ее в элементарной массе воздуха (турбулентном моле), пока она движется, не смешиваясь с окружающим воздухом; 2) *сохранение* ее количества при смешении двух масс воздуха; 3) *пассивность* — отсутствие обратного влияния субстанции на движение турбулентных частиц.

Теплосодержание воздуха $c_p T$ первому и, вообще говоря, третьему условиям не удовлетворяет. При вертикальных движениях температура частиц изменяется. Однако при отсутствии притока тепла (лучистого или вследствие конденсации водяного пара) сохраняет постоянное значение потенциальная температура частицы Θ . В результате роль неуничтожаемой субстанции при переносе тепла играет *потенциальное теплосодержание* $c_p \Theta$. Формула для

турбулентного потока тепла Q_t вдоль вертикали по этой причине имеет вид

$$Q_t = -c_p A \frac{\partial \Theta}{\partial z} = -c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = -c_p \rho k \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right). \quad (3.3)$$

Таким образом, поток Q_t пропорционален *градиенту потенциальной* (а не кинетической) *температуры* и в этом смысле существенно (принципиально) отличается от молекулярного потока тепла, который пропорционален $\partial T / \partial z$, и турбулентных потоков других субстанций.

Коэффициент A в формуле (3.3), нередко называемый *коэффициентом турбулентного теплообмена* (в то время как $c_p A$ и k — соответственно *коэффициенты турбулентной теплопроводности* и *температуропроводности*), вообще говоря, отличается от коэффициентов турбулентного обмена для других субстанций (водяного пара, количества движения), но указать, каково количественное различие между ними, в настоящее время затруднительно.

Турбулентный поток тепла Q_t отрицателен ($Q_t < 0$), т. е. направлен сверху вниз, при сухостойчивой стратификации ($\gamma < \gamma_a$), равен нулю ($Q_t = 0$) при сухобезразличной ($\gamma = \gamma_a$) и положительна ($Q_t > 0$) при сухонеустойчивой ($\gamma > \gamma_a$) стратификации атмосферы.

Турбулентный поток тепла в каком-либо горизонтальном направлении l прямо пропорционален изменению потенциальной температуры в этом направлении:

$$Q_t^{(l)} = -c_p A' \frac{\partial \Theta}{\partial l}. \quad (3.4)$$

Здесь A' — коэффициент горизонтального турбулентного теплообмена.

Результирующий горизонтальный турбулентный поток тепла совпадает по направлению с горизонтальным градиентом потенциальной температуры $\Gamma_\Theta = -\partial \Theta / \partial n$:

$$Q_t^{(n)} = -c_p A' \frac{\partial \Theta}{\partial n}, \quad (3.5)$$

где n — направление нормали к изолиниям $\Theta = \text{const}$ (положительное направление в сторону уменьшения Θ).

Так как давление по горизонтали изменяется медленно, то в формуле для горизонтального турбулентного потока тепла потенциальную температуру можно заменить кинетической температурой, т. е. считать $\partial \Theta / \partial n \approx \partial T / \partial n$. С этой точки зрения горизонтальный турбулентный поток тепла не имеет принципиальных отличий от потоков других субстанций (водяного пара, примесей и др.).

4 Уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере

В п. 3 были названы потоки тепла, которые наблюдаются в атмосфере и влияют на изменение теплового состояния воздуха. Изменение температуры в каком-либо объеме воздуха непосредственно определяется не потоком тепла, а его *притоком*, т. е. разностью потоков тепла, входящих в объем и уходящих из него.

Получим в общем виде уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере, приняв во внимание наиболее важные потоки тепла, встречающиеся в атмосфере. Исходным уравнением служит уравнение сохранения энергии (первого начала термодинамики), которое запишем в виде

$$\frac{dq}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{p} \frac{dp}{dt}, \quad (4.1)$$

где dq/dt — приток тепла к единичной массе движущегося воздуха за единицу времени (скорость удельного притока тепла), который представим в виде суммы четырех слагаемых:

$$\frac{dq}{dt} = \varepsilon_T + \varepsilon_L + \varepsilon_P + \varepsilon_K. \quad (4.2)$$

Здесь ε_T , ε_L , ε_P и ε_K — удельные притоки тепла, обусловленные соответственно турбулентным и молекулярным теплообменом, переносом лучистой энергии, фазовыми переходами воды в атмосфере и переходом (диссипацией) кинетической энергии движения в тепловую под влиянием молекулярного и турбулентного перемешивания.

Общая формула для притока тепла. Можно получить общую формулу для *притока тепла* любого вида, если известен его *поток*. Рассмотрим вывод формулы на примере распространения тепла в вертикальном направлении. Выделим в атмосфере элементарный столб воздуха, заключенный между высотами z и $z+dz$ и имеющий поперечное сечение 1 м^2 . Обозначим поток тепла на уровне нижнего основания через Q_z , а на уровне верхнего основания через Q_z+dQ_z . *Приток тепла* к выделенному объему воздуха, очевидно, равен разности входящего Q_z и уходящего Q_z+dQ_z потоков тепла:

$$Q_z - (Q_z + dQ_z) = -dQ_z. \quad (4.3)$$

Изменение потока тепла на величину dQ_z произошло на расстоянии dz (другие координаты не изменились: $dx=dy=0$). Поэтому дифференциал потока dQ_z можно представить в виде

$$dQ_z = \frac{\partial Q_z}{\partial z} dz.$$

Так как масса рассматриваемого объема воздуха равна $dm = \rho dz$, то приток тепла ε в единицу времени к 1 кг воздуха равен

$$\varepsilon = - \frac{dQ_z}{dm} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial Q_z}{\partial z}. \quad (4.4)$$

Если поток тепла имеет составляющие Q_x , Q_y , Q_z по всем трем осям координат, то результирующий приток тепла к 1 кг воздуха представим в виде

$$\varepsilon = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial Q_z}{\partial z} \right). \quad (4.5)$$

Величина, стоящая в скобках, представляет собой дивергенцию вектора \mathbf{Q} , составляющие которого по осям координат равны Q_x , Q_y , Q_z , т. е.

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial Q_z}{\partial z} = \text{div } \mathbf{Q}. \quad (4.6)$$

Дивергенция потока тепла \mathbf{Q} , рассматриваемого как вектор, равна, согласно (4.5), притоку тепла к единичному объему воздуха за единицу времени (при $\text{div } \mathbf{Q} > 0$ приток отрицателен, при $\text{div } \mathbf{Q} < 0$ приток положителен).

Турбулентный приток тепла. Согласно (3.3) и (3.4), составляющие турбулентного потока тепла по осям x , y , z равны:

$$Q_x = -c_p A' \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad Q_y = -c_p A' \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad Q_z = -c_p A \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (4.7)$$

На основании (4.5) формула для *турбулентного притока тепла* принимает вид

$$\varepsilon_T = \frac{c_p}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right]. \quad (4.8)$$

На других видах притока тепла (ε_L , ε_P), вошедших в уравнение (4.2), остановимся в следующих главах учебника.

Понятие об индивидуальной и локальной производных. Все рассуждения этой главы относились к некоторой индивидуальной воздушной частице. В общем случае метеорологические величины, характеризующие физическое состояние такой частицы при ее движении в атмосфере, являются функциями координат x , y , z и времени t :

$$F = F(x, y, z, t),$$

где F обозначает любую величину.

Поскольку частица движется, ее координаты — функции времени, т. е.

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t).$$

При изучении движения атмосферы обычно используется прямоугольная (чаще всего правая) декартова система координат, ось z

которой направлена по истинной вертикали вверх, а плоскость xy — касательная к уровенной поверхности.

Изменение величины F со временем внутри воздушной частицы можно охарактеризовать с помощью производной от F по времени (dF/dt). По известным правилам дифференцирования сложных функций можем записать

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial F}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial F}{\partial z} \frac{dz}{dt}, \quad (4.9)$$

где $dx/dt = u$, $dy/dt = v$, $dz/dt = w$ — проекции скорости движения частицы на оси координат x , y , z соответственно. С учетом этих соотношений формула (4.9) принимает вид

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z}. \quad (4.10)$$

Производную dF/dt , характеризующую скорость изменения величины F в движущейся воздушной частице, называют *индивидуальной* или *полной производной*; частную производную $\partial F/\partial t$, которая представляет собой скорость изменения величины F в неподвижной точке пространства, — *локальной или местной*. Сумма ($u \partial F/\partial x + v \partial F/\partial y$), зависящая от горизонтальной скорости движения, носит название *адвективной*, а слагаемое $w \partial F/\partial z$, зависящее от вертикальной скорости, — *конвективной производной*.

Преобразуем правую часть уравнения (4.1). С этой целью воспользуемся соотношением (4.10) для индивидуальных производных:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (4.11)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (4.12)$$

Оценка слагаемых в правой части (4.12) показывает, что последний (конвективный) член здесь примерно на порядок больше местной и адвективной производных. По этой причине сохраним в (4.12) лишь это конвективное слагаемое.

С учетом соотношений (4.2), (4.8), (4.11) и (4.12) уравнение (4.1) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & - \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w (\gamma - \gamma_a) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\epsilon_l + \epsilon_p + \epsilon_k}{c_p}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

При этом мы воспользовались основным уравнением статики ($-\frac{RT}{p} w \frac{\partial p}{\partial z} = gw$), пренебрегли изменением плотности при

записи турбулентного притока тепла ($\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} k \rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \approx \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}$), а также опустили горизонтальный турбулентный приток тепла (члены с $A' = \rho k'$).

Уравнение (4.13) и представляет собой уравнение *притока тепла в турбулентной атмосфере*. Подчеркнем, что в таком общем виде это уравнение исключительно сложное.

Частные виды уравнения притока тепла. Они получаются из общего уравнения (4.13) на основе оценок порядка величины различных членов правой части при изучении конкретных процессов и пренебрежения малыми среди них.

1. При изучении *непериодических изменений температуры* выше пограничного слоя (в свободной атмосфере) за сравнительно небольшие интервалы времени (порядка суток) в первом приближении можно пренебречь всеми видами притока тепла к индивидуальной массе воздуха, т. е. считать процесс адиабатическим. В этом случае уравнение притока тепла принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w (\gamma - \gamma_a). \quad (4.14)$$

Первое слагаемое

$$- \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) \Delta t = \Delta T_a$$

представляет собой *адвективное изменение температуры за время Δt* , обусловленное горизонтальным переносом (адвекцией) воздушной массы. Адвективное изменение положительно, если перенос воздуха происходит из области более высоких температур (область тепла) в область более низких температур (область холода). В этом случае говорят, что имеет место *адвекция тепла* (рис. 9.2). При обратном направлении движения (из области холода в область тепла) адвективное изменение температуры отрицательно, т. е. наблюдается *адвекция холода*. Адвекция тепла (холода) — важнейший фактор местного изменения температуры на всех высотах в атмосфере (не исключая и пограничного слоя). Подчеркнем, что адвективное изменение температуры (адвекция тепла) служит количественной мерой *притока* (а не потока или переноса) тепла: величина $c_p \Delta T_a$ представляет собой удельный приток тепла за время Δt в фиксированной точке пространства. Аналогичное замечание справедливо в отношении конвективного притока тепла.

Вторым существенным фактором служит изменение темпера-

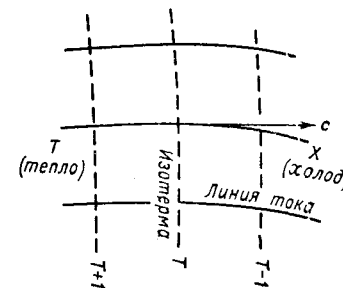


Рис. 9.2. Адвекция тепла.

туры, обусловленное вертикальным движением воздуха (конвекцией):

$$w(\gamma - \gamma_a) \Delta t = \Delta T_w.$$

При восходящих движениях ($w > 0$) изменение температуры на фиксированном уровне положительно при $\gamma > \gamma_a$ (неустойчивая стратификация), равно нулю при $\gamma = \gamma_a$ и отрицательно при $\gamma < \gamma_a$ (устойчивая стратификация). В случае нисходящих движений ΔT_w имеет обратные знаки. Если подъем или опускание воздуха происходит в облаке (во влажном насыщенном воздухе), то формула для местного изменения температуры под влиянием вертикальных токов имеет вид

$$\Delta T_w = w(\gamma - \gamma_a).$$

2. При изучении *периодических (суточных) колебаний температуры в пограничном слое* принимается во внимание лишь вертикальный турбулентный приток тепла. Поскольку адвективная и конвективная производные за счет осреднения за длительные промежутки времени (сезон, год) обращаются в нуль (их знак изменяется во времени), уравнение (4.13) для этого случая принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (4.15)$$

Это уравнение обычно называют *уравнением теплопроводности атмосферы*.

3. При исследовании свойств воздушной массы, перемещающейся над неоднородной земной поверхностью (например, вблизи берега водоема), велика роль адвекции и турбулентного обмена. Если процесс установившийся ($\partial T / \partial t = 0$), то уравнение (4.13) в этом случае принимает вид

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (4.16)$$

при этом ось x направлена вдоль потока (т. е. $v = 0$). Процесс изменения свойств воздуха под влиянием неоднородной земной поверхности называют *трансформацией* воздушной массы.

4. При рассмотрении среднего (за год, сезон) распределения температуры в атмосфере решающую роль играют притоки тепла ϵ_t , ϵ_l и ϵ_n . Производные же от температуры (местная, адвективная и конвективная) за счет осреднения по времени (за сезон, год) оказываются близкими к нулю. При этих предположениях уравнение (4.13) принимает вид

$$c_p \left(\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k' \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k'' \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \epsilon_l + \epsilon_n = 0. \quad (4.17)$$

Полученные уравнения широко используются для исследования различных атмосферных явлений и процессов.

5 Определение и высота приземного слоя

Изучение физических процессов и явлений в прилегающем к земной поверхности слое атмосферы толщиной в несколько десятков метров представляет большой научный и практический интерес. Состояние этого слоя оказывает существенное влияние на растительный и животный мир Земли, на производственную деятельность и условия жизни человека. Через приземный слой осуществляется взаимодействие атмосферы с земной поверхностью, происходит «питание» вышележащих слоев влагой и теплом. Формирующиеся в приземном слое потоки тепла, водяного пара и количества движения оказывают большое влияние на температурный и ветровой режим других слоев атмосферы, на образование и эволюцию облаков и осадков.

Закономерности физических процессов, происходящих в приземном слое, во многом отличаются от закономерностей этих процессов в других слоях атмосферы. Состояние приземного слоя самым тесным образом связано с состоянием земной поверхности. Метеорологические величины претерпевают в приземном слое резкие изменения с высотой и во времени. Вертикальные градиенты метеорологических величин в этом слое на один-два порядка выше, чем в других слоях; в то время как в свободной атмосфере абсолютная величина вертикального градиента температуры γ имеет порядок $1^\circ\text{C}/100$ м, в приземном слое модуль γ в десятки и сотни раз больше γ_a .

В табл. 9.1 и 9.2 приведены два примера распределения температуры воздуха по высоте по данным наблюдений. Согласно этим данным, температура воздуха в приземном слое растет с высотой ($\gamma < 0$) ночью и падает ($\gamma > 0$) днем. Наибольшие (по модулю) значения γ наблюдаются вблизи земной поверхности: здесь они

Таблица 9.1. Распределение температуры воздуха по высоте вблизи земной поверхности. Арысь, Казахская ССР, 27 августа 1945 г.

z м	2 ч		16 ч	
	T °C	γ °C/100 м	T °C	γ °C/100 м
0,05	18,2	—200	37,8	
0,2	18,5	—100	37,3	330
0,5	18,8	—80	36,9	133
1,5	19,5		36,3	60

Таблица 9.2. Распределение температуры воздуха по высоте в приземном слое и в нижней части пограничного слоя атмосферы. Обнинск, 20 июня 1968 г.

z м	3 ч (ясно)		16 ч (Си, 1 балл)	
	T °C	γ °C/100 м	T °C	γ °C/100 м
0,5	12,8	-260,0	28,0	80,0
1	14,1	-70,0	27,6	20,0
2	14,8	-65,0	27,4	15,0
4	16,1	-15,0	27,1	7,5
8	16,7	-4,7	26,8	1,8
25	17,5	-4,6	26,5	1,7
49	18,6	-5,4	26,1	1,0
97	21,2	-1,5	25,6	0,8
169	22,3	0,2	25,0	1,0
217	22,2	0,8	24,5	1,2
265	21,8	0,8	23,9	0,8
301	21,5		23,6	

превышают в десятки и сотни раз γ_a (как, например, в Арыси, где в условиях полупустыни под влиянием радиации температура воздуха вблизи земной поверхности резко увеличивается днем и понижается ночью). Однако в лесостепной зоне (Обнинск) вертикальные градиенты температуры в приземном слое также достаточно велики. С увеличением высоты γ (по модулю) уменьшается. Обратим внимание на то, что инверсия температуры распространяется ночью до высоты около 170 м.

Для выяснения наиболее существенных особенностей приземного слоя обратимся к уравнению притока тепла в турбулентной атмосфере. Для упрощения рассуждений предположим, что адвективное изменение температуры, вертикальные движения, радиационный (ϵ_{λ}) и конденсационный (ϵ_{π}) притоки тепла отсутствуют. В этом случае уравнение притока тепла принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (5.1)$$

Если это уравнение проинтегрировать (предварительно умножив на $c_p \rho$) по высоте в пределах от нуля до произвольной высоты z , то получим

$$-c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} = Q_0 - c_p \int_0^z \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz, \quad (5.2)$$

где $Q = -c_p \left(\rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_0$ — поток тепла, сформировавшийся на поверхности земли (называемый также ее теплоотдачей); $-c_p \rho k \times \frac{\partial \theta}{\partial z} = Q$ — турбулентный поток тепла на высоте z .

Введем такую высоту $z=h$, чтобы модуль отношения второго слагаемого правой части (5.2) к первому равнялся некоторой малой величине ϵ , т. е.

$$c_p \left| \int_0^h \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz \right| = c_p \rho \left| \frac{\partial T}{\partial t} \right| h = \epsilon |Q_0|. \quad (5.3)$$

Здесь введены средние значения в слое от нуля до h . Обычно $|Q_0| = 40 \div 250$ Вт/м².

Если предположить, что за 12 ч температура воздуха в слое от нуля до h изменилась на 5 °C, то из соотношения (5.3) при $\epsilon = 0,1$, $\bar{\rho} = 1,2$ кг/м³ и $Q_0 = 150$ Вт/м² получаем

$$h = \frac{0,1 \cdot 150 \cdot 12 \cdot 60 \cdot 60}{1006 \cdot 1,2 \cdot 5} \approx 108 \text{ м.}$$

Абсолютная величина интеграла в правой части (5.2) с увеличением z растет, поскольку производная от температуры по времени имеет один и тот же знак. По этой причине при $z \leq h$ значение этого интеграла не больше $\epsilon |Q_0|$. Пренебрегая этой малой по сравнению с Q_0 величиной, уравнение притока тепла в слое от нуля до h (с погрешностью порядка ϵ , т. е. около 10 %) можем записать в виде

$$-c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} = Q_0. \quad (5.4)$$

Слой атмосферы, заключенный между земной поверхностью и высотой h , называется *приземным слоем атмосферы* (над водной поверхностью — *приводным слоем атмосферы*). Наиболее важная закономерность этого слоя выражена уравнением (5.4): турбулентный поток тепла в пределах приземного слоя практически (с точностью около 10 %) не изменяется с высотой — на любой высоте этот поток равен тому потоку (Q_0), который сформировался в непосредственной близости к земной поверхности. Это свойство приземного слоя носит название *квазистационарности*, поскольку реализуется оно с тем большей полнотой, чем меньше нестационарный, адвективный и конвективный члены в уравнении притока тепла.

Соотношение (5.3) показывает, что h в зависимости от Q_0 и $|\frac{\partial T}{\partial t}|$ колеблется в широких пределах — от десятков до сотен метров. Однако оценку h , получаемую по (5.3), следует в большинстве случаев считать заниженной: если не пренебрегать адвективным и конвективным притоками тепла, то в этом соотношении локальная производная должна быть заменена полной, которая меньше по абсолютной величине локальной производной.

6 Распределение температуры по высоте в приземном слое. Логарифмический закон

С увеличением высоты, как это следует из табл. 9.1 и 9.2, модули γ уменьшаются. Согласно уравнению (5.4), произведение коэффициента турбулентности k на вертикальный градиент Θ , мало отличающийся от γ , в пределах приземного слоя сохраняется постоянным. Как следствие этих закономерностей коэффициент турбулентности в приземном слое всегда растет с увеличением высоты. В п. 2 уже приводились некоторые соображения, объясняющие рост k с высотой. В качестве первого приближения, следуя Л. Прандтлю, будем считать, что увеличение k с высотой описывается линейной функцией

$$k = k_0 + az. \quad (6.1)$$

Здесь k_0 — значение k при $z=0$; a — постоянная, определяющая рост k с высотой (практически она равна значению k на высоте $z_1=1$ м: $k_1 = k_0 + az_1 \approx az_1$, поскольку k_0 мало по сравнению с az_1).

Умножив левую и правую части (1.4) на дифференциал высоты dz , получим

$$-d\Theta = \frac{Q_0}{c_p \rho_0 a} \frac{dz}{k_0 + az}, \quad (6.2)$$

где $d\Theta = \frac{\partial \Theta}{\partial z} dz$ — дифференциал Θ .

Проинтегрируем уравнение (6.2) по высоте в пределах от $z=0$, где $\Theta = \Theta_0$, до произвольной высоты z :

$$\Theta(z) = \Theta_0 - \frac{Q_0}{c_p \rho_0 a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0}, \quad (6.3)$$

при этом мы пренебрегли изменением ρ с высотой, что вполне оправдано — в пределах приземного слоя относительная плотность ρ/ρ_0 изменяется всего лишь на несколько процентов.

Формула (6.3) представляет собой *логарифмический закон распределения температуры воздуха в приземном слое*.

Помня о связи Θ с T ($\Theta(z) = T(z) + \gamma_a z$), перепишем формулу (6.3) в виде

$$T(z) = T_0 - \frac{Q_0}{c_p \rho_0 a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0} - \gamma_a z. \quad (6.4)$$

Последнее слагаемое в правой части этой формулы на малых высотах, как правило, значительно меньше второго. Однако на высотах в несколько десятков и тем более сотен метров это слагаемое начинает играть существенную роль. В частности, только учет его позволяет получить расчетным путем профиль температуры, когда рост ее (при $Q_0 < 0$) в прилегающем к земле слое толщиной

в несколько десятков метров сменяется (в согласии с данными наблюдений) падением на больших высотах. Существенна роль слагаемого $-\gamma_a z$ также в том случае, когда стратификация приземного слоя приближается к безразличной ($\gamma \rightarrow \gamma_a$, $Q_0 \rightarrow 0$). В этом случае без учета его $T(z) = T_0 = \text{const}$, на самом деле $\Theta(z) = \Theta_0 = \text{const}$, т. е. $T(z) = T_0 - \gamma_a z$.

Вошедшая в (6.4) температура воздуха T_0 в непосредственной близости к земной поверхности измеряется с большой погрешностью. Поэтому введем в формулу (6.4) температуру T_1 на некотором уровне z_1 , где она измерена с необходимой точностью:

$$T_1 = T_0 - \frac{Q_0}{c_p \rho_0 a} \ln \frac{k_0 + az_1}{k_0} - \gamma_a z_1. \quad (6.5)$$

Вычитая левые и правые части формул (6.4) и (6.5), получаем

$$T(z) = T_1 - \frac{Q_0}{c_p \rho_0 a} \ln \frac{k_0 + az}{k_0 + az_1} - \gamma_a (z - z_1). \quad (6.6)$$

Коэффициент k_0 связан с параметром шероховатости z_0 соотношением (см. п. 2 главы 21)

$$k_0 = az_0. \quad (6.7)$$

Подставив это выражение в формулу (6.6), получим

$$T(z) = T_1 - \frac{Q_0}{c_p \rho_0 a} \ln \frac{z + z_0}{z_1 + z_0} - \gamma_a (z - z_1). \quad (6.8)$$

Параметр шероховатости для большинства поверхностей (снег, пустыня, трава, поля культурных растений, вода) имеет порядок 10^{-2} м. Исключение составляют лес, населенные пункты, пересеченная местность: им соответствуют значения z_0 , равные нескольким метрам. Для большинства поверхностей в формуле (6.8) величиной z_0 можно пренебречь по сравнению с z_1 и z , если z превышает 0,2—0,3 м.

Согласно формуле (6.8), между температурой воздуха и логарифмом высоты существует на малых высотах практически линейная зависимость. Как известно, при малых z логарифмическая функция очень быстро изменяется. Так же ведет себя и температура воздуха, рассчитанная по формуле (6.8). Насколько удовлетворительно описывает формула (6.8) распределение температуры в приземном слое, показывает рис. 9.3. Видно, что наблюдаемое и теоретическое распределения температуры вполне удовлетворительно согласуются: все опытные точки располагаются вблизи соответствующей прямой и, что особенно важно, по обе стороны от нее. Полного совпадения между наблюдаемыми и расчетными профилями температуры не может быть хотя бы по той причине, что температура воздуха измеряется с определенной погрешностью (на высотной метеорологической мачте в Обнинске — около 0,2°C).

Напомним, что логарифмическая формула (6.8) также получена при ряде упрощающих предположений.

Подчеркнем, что всюду в этой главе термин «температура» означает осредненную за определенный интервал времени Δt температуру воздуха. Анализ опытных данных, а также некоторые теоретические соображения показывают, что в приземном слое временной интервал осреднения должен составлять около 10 мин.

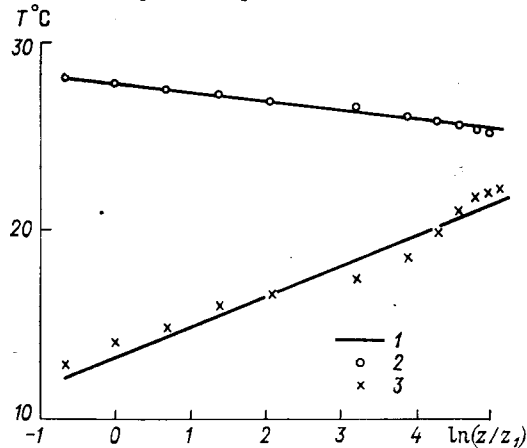


Рис. 9.3. Изменение температуры воздуха с высотой в полул로그арифмических координатах. Обнинск, 20 июня, безоблачно.

1 — распределение температуры, рассчитанное по формуле (6.8); 2 — температура, измеренная в 15 ч; 3 — то же в 3 ч.

Знак изменения температуры с высотой, рассчитанной по формуле (6.8), зависит от знака потока тепла Q_0 : температура воздуха убывает с высотой при $Q_0 > 0$ и растет при $Q_0 < 0$. Первый случай наблюдается, как правило, днем, второй — ночью.

Более поздние исследования показали, что логарифмические формулы описывают распределение метеорологических величин в приземном слое при стратификации, не очень сильно отличающейся от безразличной (равновесной или адиабатической). При сильно устойчивой и неустойчивой стратификации наблюдаются систематические отклонения вертикальных профилей от логарифмического.

Отметим, что логарифмическая формула (6.8) для температуры при строго безразличной стратификации также перестает быть справедливой, поскольку при $\gamma = \gamma_a$ поток $Q_0 = 0$ и $T(z) = T_1 - \gamma_a(z - z_1)$.

7 Методика расчета турбулентных потоков тепла по данным градиентных наблюдений

Теория распределения температуры в приземном слое, изложенная в предыдущем параграфе, используется прежде всего для разработки методики расчета одной из составляющих теплового баланса земной поверхности — турбулентного потока тепла Q_0 .

Если наряду с температурой T_1 на высоте z_1 измерена температура T_2 на некоторой другой высоте z_2 , то, согласно формуле (6.8), поток тепла

$$Q_0 = -c_p \rho_0 a \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{z_2 + z_0}{z_1 + z_0}}, \quad (7.1)$$

при этом мы пренебрегли в числителе дроби слагаемым $\gamma_a(z_2 - z_1)$ по сравнению с разностью $T_2 - T_1$; это допустимо во всех случаях, когда стратификация не очень близка к безразличной. В этой формуле все величины известны, кроме a . Эта величина определяется с помощью тех соотношений, которые выводятся в динамике атмосферы (п. 2 главы 21).

Согласно этим соотношениям, параметр a пропорционален скорости ветра c_3 на уровне z_3 , расположенном между уровнями z_1 и z_2 :

$$a = \kappa^2 \frac{c_3}{\ln \frac{z_3 + z_0}{z_0}}, \quad (7.2)$$

где $\kappa = 0,38$ — постоянная Кармана.

С учетом этого выражения формула (7.1) принимает вид

$$Q_0 = -c_p \rho_0 \alpha_T c_3 (T_2 - T_1), \quad (7.3)$$

где

$$\alpha_T = \frac{\kappa^2}{\ln \frac{z_3 + z_0}{z_0} \ln \frac{z_2 + z_0}{z_1 + z_0}} \quad (7.4)$$

— безразмерная величина, зависящая при закрепленных высотах z_1 , z_2 и z_3 лишь от параметра шероховатости z_0 земной поверхности и называемая коэффициентом теплообмена; произведение $c_p \rho_0 \alpha_T c_3 = \beta_T$ представляет собой поток тепла, отнесенный к единичной разности температур (или к единице температурного напора) и называемый коэффициентом теплоотдачи.

Аналогом коэффициента α_T в случае ламинарного движения (как в вязком подслое) служит широко известное из теории теплообмена число Нуссельта Nu . Формулы для молекулярного потока тепла и числа Nu имеют вид:

$$Q_0 = -\beta_T (T_2 - T_1), \quad Nu = \beta_T l / \lambda,$$

где λ — коэффициент теплопроводности; l — линейный размер тела, с поверхности которого определяется поток тепла. Под T_1 в этой формуле понимается температура поверхности тела, а под T_2 — температура жидкости или газа на верхней границе вязкого подслоя.

Согласно формуле (7.3), поток тепла прямо пропорционален скорости ветра c_3 и разности температур ΔT .

Таким образом, для определения потока Q_0 по этой методике достаточно измерить температуру воздуха на двух высотах и скорость ветра на одной высоте. Однако все эти величины измеряются с определенными погрешностями, которые особенно сильно сказываются на разностях: при составлении суммы или разности случайные ошибки измерения удваиваются. По этой причине измерение T и c производится на нескольких высотах (чаще всего на пяти-шести). По данным измерений строят графики, подобные приведенному на рис. 9.3, проводят на них прямые (так, чтобы одинаковое число опытных точек располагалось по обе стороны от прямой), которые в дальнейшем и используются для определения температур T_1 и T_2 , а также скорости ветра c_3 , вошедших в формулу (7.3). Измерения, выполняемые на нескольких высотах в пределах приземного слоя, получили название градиентных наблюдений, поскольку с их помощью определяются вертикальные градиенты метеорологических величин.

Градиентные наблюдения на нескольких высотах в настоящее время проводятся лишь в ограниченном числе пунктов (в крупных обсерваториях, экспедиционных условиях). На метеорологических станциях организованы наблюдения, как правило, на трех высотах. В таких случаях расчет потоков тепла выполняется непосредственно по измеренным значениям температуры и скорости ветра на высотах z_1 , z_2 и z_3 .

Кратко изложенный способ расчета потоков тепла в приземном слое по данным градиентных наблюдений является основным. Наряду с ним в последние десятилетия были предложены и другие способы расчета Q_0 (например, по данным наблюдений за радиационным балансом и тех же градиентных измерений; см. п. 3 главы 21).

Глава 10 Суточный ход температуры воздуха в пограничном слое атмосферы

1 Экспериментальные данные

Хорошо выраженный суточный ход температуры воздуха обусловлен изменением притока тепла к земной поверхности и атмосфере в течение суток. В дневные часы земная поверхность вследствие притока солнечной радиации нагревается, а ночью под влиянием излучения охлаждается. В то же время непосредственное поглощение воздухом коротковолновой солнечной радиации днем и собственное излучение ночью сравнительно мало влияют на температуру воздуха. В результате этого возникает теплообмен между земной поверхностью и атмосферой, который и служит причиной суточных изменений температуры воздуха.

В передаче тепла от земной поверхности к атмосфере играют роль все процессы, рассмотренные в главе 9. Если бы тепло передавалось только посредством молекулярного обмена, то суточные колебания температуры воздуха распространялись лишь на очень тонкий слой (в несколько метров), прилегающий к земной поверхности. Тогда почва и тонкий слой воздуха очень сильно нагревались бы днем и охлаждались ночью. Однако в нижней тропосфере основная роль принадлежит турбулентному обмену, под влиянием которого суточные колебания температуры воздуха распространяются на слой высотой до 1—1,5 км.

Слой атмосферы, в котором хорошо выражен суточный ход температуры и других метеорологических величин (скорости ветра, характеристик влажности), обусловленный турбулентным обменом, носит название *пограничного слоя атмосферы*. Высота этого слоя H колеблется в довольно широких пределах (от 300—400 м до 1—2 км) в зависимости от шероховатости земной поверхности (чем больше шероховатость, тем больше H), термической устойчивости (с увеличением неустойчивости растет H), скорости ветра и др.

Из непосредственных наблюдений известно, что минимум температуры земной поверхности наступает незадолго до восхода Солнца. С восходом Солнца быстро повышается температура земной поверхности. Путем турбулентного обмена и радиационных

процессов тепло от земной поверхности передается воздуху. Часть тепла усваивается тонким слоем воздуха, непосредственно прилегающим к земной поверхности. Остальная часть распространяется в вышележащий элементарный слой, где также происходит его частичное поглощение, и т. д. Благодаря усвоению тепла температура воздуха после восхода Солнца также начинает расти, но с некоторым запаздыванием по сравнению с температурой земной поверхности; запаздывание тем больше, чем выше расположен элементарный слой воздуха.

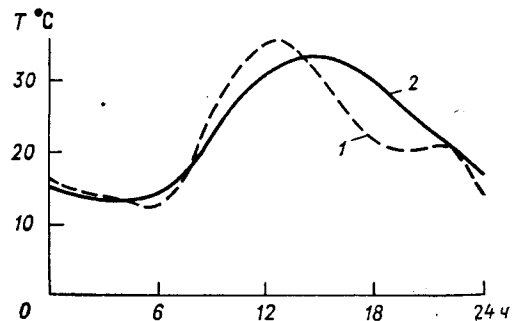


Рис. 10.1. Суточный ход температуры воздуха на высотах 0,05 (1) и 1,5 м (2). Арысь (Казахская ССР), 5 сентября 1945 г.

В утренние часы температура воздуха быстро растет (во времени). В 9—10 ч (в умеренных широтах летом) нарастание температуры воздуха замедляется. Максимум ее на уровне 2 м наступает в 13—14 ч. После этого температура вновь начинает понижаться, сначала медленно, а затем (с 16—17 ч) до захода Солнца быстро; после захода Солнца в течение ночи продолжается медленное падение температуры. Типичный график суточного хода температуры воздуха на двух высотах при отсутствии облачности приведен на рис. 10.1 и в табл. 10.1.

Из рисунка и таблицы следует, что на высоте 1,5 м максимум и минимум температуры наступает несколько позже, чем на высоте 0,05 м.

Таблица 10.1. Суточный ход температуры воздуха (°С). Арысь, Казахская ССР

z м	Время, ч											
	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
0,05	21,1	17,2	19,2	29,1	35,0	39,0	40,2	38,8	34,2	28,8	26,9	22,0
1,5	22,0	19,0	19,4	27,6	32,1	35,2	37,3	37,3	34,9	29,6	27,4	23,8

Сравним амплитуду суточного хода температуры воздуха на этих двух высотах, т. е. половину разности между ее максимальным и минимальным значениями¹:

$$A = (T_{\max} - T_{\min})/2.$$

В рассматриваемом примере (см. табл. 10.1) $2A_{0,05} = 40,2 - 17,2 = 23,0$ °С; $2A_{1,5} = 37,3 - 19,0 = 18,3$ °С. Таким образом, $A_{1,5} < A_{0,05}$, т. е. амплитуда суточного хода с высотой уменьшается.

Исследования суточного хода температуры воздуха выше 1,5—2 м проводились с помощью привязных и свободных аэростатов, радиозондов, а также путем производства градиентных наблюдений (на специальных мачтах).

На рис. 10.2 приведен суточный ход температуры воздуха в Московской области по данным учащенного радиозондирования атмосферы. Радиозонды выпускались через каждые 2 ч в период с 10 по 24 мая 1955 г. Кривые на рис. 10.2 показывают суточный ход средней (за 15 сут) температуры воздуха. Осреднение позволило уменьшить влияние неперiodических изменений температуры (адвекции). Максимум температуры на высоте 0,19 км (т. е. на уровне 2 м над землей) наступает, согласно рис. 10.2, между 13 и 14 ч, на высоте 0,5 км — около 14 ч, на высотах 1 и 1,5 км — между 14 и 15 ч (высоты над уровнем моря). Таким образом, с увеличением высоты наблюдается запаздывание в наступлении максимума температуры. За рассматриваемый период получены следующие амплитуды $2A$ суточного хода температуры воздуха на различных высотах:

z км . . .	0,19	0,5	1,0	1,5	2,0
2A °С . . .	9,2	5,7	2,8	2,1	1,4

На высотах 1,5 и 2 км, согласно рис. 10.2, наблюдается сложный суточный ход температуры воздуха (с двумя и даже тремя максимумами и минимумами).

Более детальные опытные данные по суточному ходу температуры воздуха, так же как скорости ветра и влажности, в погра-

¹ Амплитудой называют также разность $T_{\max} - T_{\min}$, т. е. величину $2A$.

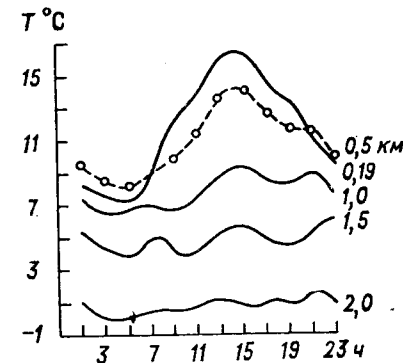


Рис. 10.2. Суточный ход температуры воздуха на различных высотах. Московская область, май.

ничном слое получены с помощью привязных аэростатов, высота подъема которых колебалась, как правило, между 500 и 1000 м (при средней высоте 700—800 м).

Одним из недостатков аэростатного зондирования атмосферы является большая зависимость от условий погоды: при современном состоянии техники подъемы производятся при скорости ветра (у земной поверхности) не более 7—8 м/с, высоте облаков не менее 500 м и дальности видимости более 1 км. Вследствие этого полученные с помощью аэростатов опытные данные характеризуют в основном антициклонические условия погоды.

Средние значения амплитуды суточного хода по данным 50 суточных серий аэростатного зондирования (из них зимой — 11, весной — 13, летом — 14, осенью — 12 серий; подъемы производились через 2—3 ч) приведены в табл. 10.2.

Таблица 10.2. Средняя амплитуда $2A$ ($^{\circ}\text{C}$) суточного хода температуры воздуха. Московская область (по В. А. Девятовой)

Сезон	Высота, м										
	2	50	100	150	200	300	400	500	600	700	800
Весна	9,1	6,1	5,2	4,7	4,0	3,5	2,5	1,9	1,7	1,6	1,9
Лето	10,1	6,5	5,9	4,8	4,2	2,8	2,4	2,2	2,0	1,8	—
Осень	6,6	5,2	4,7	4,2	3,0	1,9	1,9	1,2	0,8	0,5	—
Зима	5,1	3,9	3,3	2,2	2,4	1,2	0,6	0,6	0,8	0,8	0,7

Первоисточником суточных колебаний температуры является солнечная радиация, поглощаемая земной поверхностью. Летом приток солнечной радиации к земной поверхности в околополуденные часы значительно больше, чем зимой. Вследствие этого и амплитуда суточного хода температуры воздуха вблизи земной поверхности летом почти в 2 раза больше, чем зимой. Турбулентный обмен летом более интенсивен, чем во все другие сезоны года. Следствием этого является более медленное убывание амплитуды с высотой летом и весной по сравнению с зимой и осенью: летом и весной амплитуда на высоте 700 м примерно в 5 раз меньше, чем вблизи земной поверхности, зимой и осенью — соответственно в 7 и 8 раз.

Суточные колебания испытывает не только температура, но и ее вертикальный градиент γ . В табл. 10.3 приведены средние значения γ летом и зимой в различных слоях. Летом вертикальный градиент температуры в трех нижних слоях положителен днем и отрицателен ночью. Амплитуда суточного хода γ с высотой уменьшается. Согласно данным табл. 10.3, выше 200 м $\gamma > 0$ во все часы суток, но значения его изменяются в достаточно широких пределах (в слое 200—400 м от 0,94—0,96 $^{\circ}\text{C}/100$ м в околополуденные часы до 0,36—0,44 $^{\circ}\text{C}/100$ м в ночные).

Таблица 10.3. Средние значения вертикального градиента температуры γ ($^{\circ}\text{C}/100$ м) в различные часы суток. Московская область

Время, ч	Высота, м									
	0—50	50—100	100—200	200—400	400—600	0—50	50—100	100—200	200—400	400—600
	Лето					Зима				
7	2,12	0,40	-0,10	0,39	0,77	-0,56	-1,00	-1,52	-0,90	-0,74
10	3,71	1,20	0,84	0,96	0,82	0,10	-1,10	-1,32	-0,72	-0,48
13	3,24	1,23	0,90	0,94	0,85	1,60	0,33	-0,55	-0,76	-0,25
16	2,56	1,23	0,87	0,95	0,93	0,03	-0,63	0,17	-0,30	-0,22
19	0,14	0,43	0,14	0,89	0,94	-0,20	-1,12	-0,90	-0,58	-0,44
22	-4,18	-0,81	-0,03	0,69	0,70	-1,60	-1,43	-1,12	-0,70	-0,20
1	-3,90	-2,68	-0,32	0,36	0,76	-3,10	-2,43	-0,55	-1,05	-0,45
4	-4,60	-2,98	-1,03	0,44	0,70	-1,84	-2,63	-0,66	-1,34	-0,37

Зимой вертикальный градиент в слое 0—200 м также изменяет знак в течение суток, но промежуток времени, в течение которого $\gamma > 0$, зимой значительно меньше, чем летом (в слоях 50—100 и

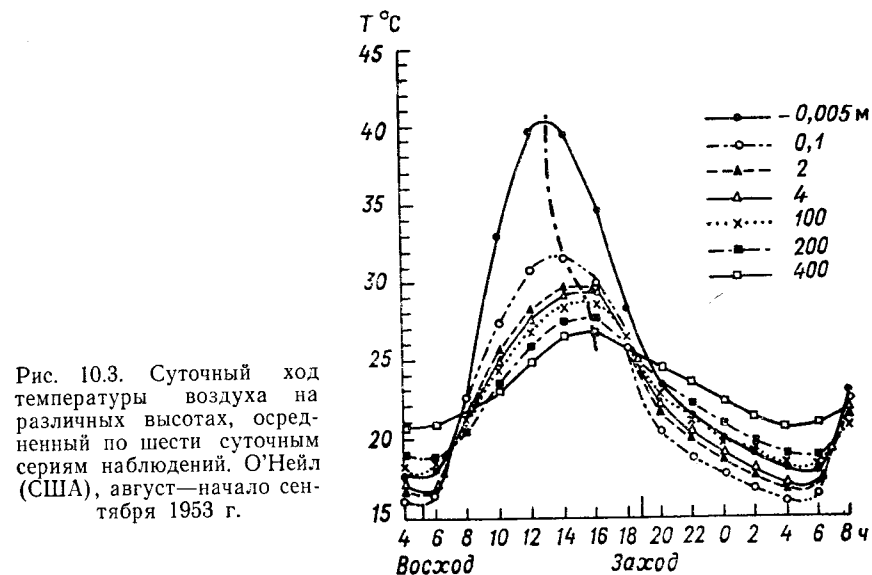


Рис. 10.3. Суточный ход температуры воздуха на различных высотах, осредненный по шести суточным сериям наблюдений. О'Нейл (США), август—начало сентября 1953 г.

100—200 м лишь за один срок наблюдений $\gamma > 0$). Выше 200 м вертикальный градиент температуры зимой во все часы суток отрицателен: температура растет с высотой. Однако и в этих слоях значения γ изменяются в течение суток в 3—4 раза.

Рисунок 10.3, построенный по данным наблюдений в течение 6 сут, позволяет подметить еще одну характерную особенность су-

Таблица 10.4. Относительная амплитуда A/A_0 и время наступления t_{\max} (фаза) максимума температуры

Величина	Высота, м				
	-0,005	0	0,1	2	4
A/A_0 (5+6)	0,91	1,0	0,565	0,460	0,432
t_{\max} ч мин (5+6)	13 00	—	13 50	14 20	14 42
A/A_0 (все)	0,91	1,0	0,640	0,543	0,512
t_{\max} ч мин (все)	13 00	—	14 00	15 00	15 08

Величина	Высота, м				
	8	16	100	200	400
A/A_0 (5+6)	0,420	0,405	0,380	0,340	0,270
t_{\max} ч мин (5+6)	14 50	14 55	15 00	15 10	15 30
A/A_0 (все)	0,500	0,493	0,450	0,360	0,250
t_{\max} ч мин (все)	15 10	15 20	15 25	15 30	15 40

Примечание. Здесь 5+6 означает, что осреднение произведено по пятой и шестой сериям наблюдений, осуществленных 24—25 августа и 31 августа—1 сентября при малооблачной погоде. Слово «все» указывает на то, что осреднение произведено по всем шести суточным сериям наблюдений.

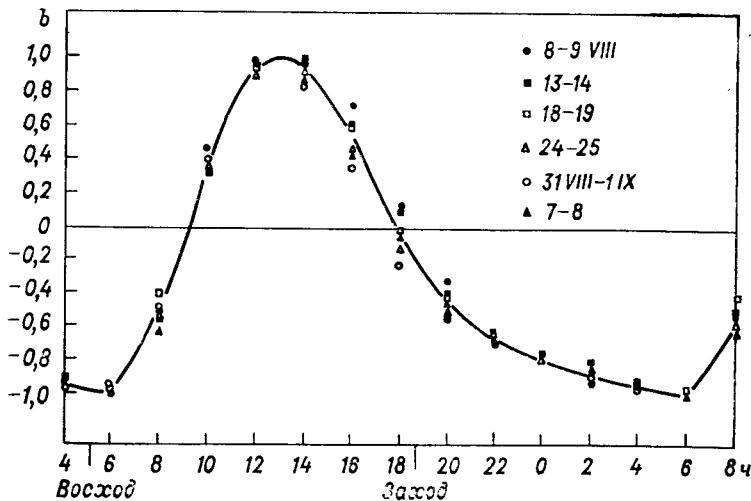


Рис. 10.4. Суточный ход температуры T_1 поверхностного слоя почвы (на глубине 0,5 см) в безразмерном виде. О'Нейл (США).

точного хода температуры воздуха. Видно, что с увеличением высоты амплитуда суточного хода уменьшается, а максимум температуры запаздывает. Однако существенное запаздывание наблюдается лишь в нижней части пограничного слоя.

Сведения об относительной амплитуде A/A_0 и фазе максимума температуры по данным наблюдений в О'Нейле приведены в табл. 10.4. Максимум температуры на высоте 4 м наступает на 1 ч 42 мин позже, чем на глубине 0,5 см (эта глубина взята вместо поверхности земли, температура которой определяется с большой погрешностью). В то же время на 200 м максимум наступает всего лишь на 28 мин позже, чем на 4 м.

На рис. 10.4 представлен суточный ход температуры T_1 поверхностного слоя почвы (на глубине 0,5 см) в безразмерном виде. По оси ординат отложено безразмерное отношение $b = (T_1 - T_{\min})/\Delta T$, где $T_1 = (T_{\max} + T_{\min})/2$, $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$. Согласно этому графику, кривые суточного хода температуры во всех сериях наблюдений практически совпадают, если привести этот ход к безразмерному виду.

Вертикальные профили температуры воздуха в различные моменты времени приведены на рис. 10.5. Общие закономерности таковы. В дневное время температура падает с высотой, очень быстро вблизи земной поверхности ($\gamma > \gamma_a$) и более медленно ($\gamma \approx \gamma_a$) выше 50—100 м. В ночную половину суток в нижней части слоя (до высоты 300—400 м) температура растет с высотой, а выше падает. Обратим внимание на то, что в слое 1000—1500 м температура воздуха в ранние утренние часы (6 ч 35 мин) выше, чем в околополуденные часы (14 ч 35 мин).

В последние десятилетия уникальные наблюдения проведены на высотной метеорологической мачте в Обнинске (Калужская область) и на телевизионных башнях Москвы, Ленинграда, Горького, Киева и других городов Советского Союза. Таблица 10.5 содержит сведения об амплитудах суточного хода температуры воздуха по наблюдениям в Обнинске за 1962—1963 гг., которые проводились систематически по двое суток через каждые две недели. Наибольшие амплитуды наблюдаются летом и осенью, наимень-

Таблица 10.5. Средние амплитуды $2A$ ($^{\circ}\text{C}$) суточного хода температуры воздуха в различные сезоны года

Сезон	Высота, м								
	2	25	49	97	169	217	241	265	289
Зима	2,1	1,7	1,3	1,0	0,8	0,6	0,5	0,4	0,4
Весна	4,8	4,4	4,7	3,8	2,3	1,9	1,6	1,6	1,8
Лето	8,0	5,4	4,7	4,3	3,2	2,9	2,7	2,8	2,8
Осень	8,5	6,4	5,8	4,5	3,0	2,5	2,3	2,5	2,6

шие — зимой. С увеличением высоты амплитуды суточного хода во все сезоны падают (исключение составляют два последних уровня).

По наблюдениям 1968—1970 гг. приводятся сведения об амплитудах суточного хода температуры воздуха в Обнинске в ясную и

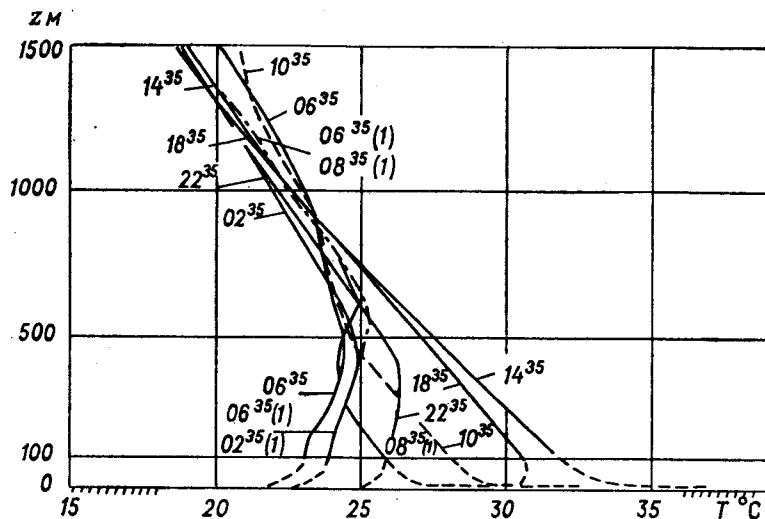


Рис. 10.5. Вертикальные профили температуры воздуха 31 августа—1 сентября 1953 г. О'Нейл (США).

Цифры у кривых — поясное время.

облачную погоду (табл. 10.6). В выборку «облачно» вошли случаи с переменной (не сплошной) облачностью. Поэтому различие между амплитудами в ясную и облачную погоду по этим данным не очень велико. Вблизи земной поверхности (8 м) амплитуда суточного хода больше в ясную, чем в облачную погоду. На высоте 301 м наблюдается обратная картина: амплитуда во все сезоны в облачную погоду больше, чем в ясную.

Таблица 10.6. Средние амплитуды $2A$ ($^{\circ}\text{C}$) суточного хода температуры воздуха в ясную и облачную погоду (N — число случаев)

Высота, м	Ясно			Облачно		
	Весна	Лето	Осень	Весна	Лето	Осень
8	9,6	10,6	11,8	8,8	8,6	5,9
169	4,1	5,4	4,6	6,9	5,0	3,9
301	3,4	3,8	2,7	4,4	4,2	3,4
N	5	6	2	3	9	4

Непрерывная регистрация величин на высотной мачте в Обнинске за 1968—1970 гг. использована для определения времени наступления максимума и минимума температуры (табл. 10.7).

Таблица 10.7. Среднее время (ч мин) наступления экстремальных температур. Обнинск (N — число случаев)

Высота, м	Весна		Лето		Осень		Зима	
	макс.	мин.	макс.	мин.	макс.	мин.	макс.	мин.
8	15 00	5 30	16 00	4 30	15 00	5 30	14 30	6 30
169	16 30	6 00	17 00	6 00	16 00	6 00	14 30	9 00
301	16 30	6 30	17 00	8 30	16 30	6 00	14 30	10 30
N	11		16		11		5	

На рис. 10.6 показан хорошо выраженный, не искаженный адвекцией и облачностью суточный ход температуры 5—6 августа 1970 г., когда только с 13 до 17 ч наблюдалась кучевая облачность 1—2 балла, а в остальное время было ясно. На этом пространственно-временном разрезе приведены термоизоплеты: кривые,

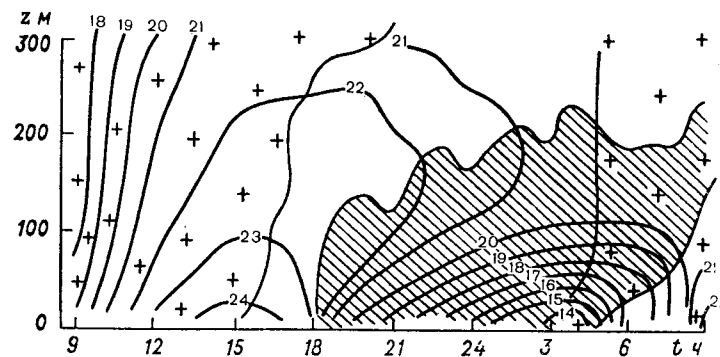


Рис. 10.6. Пространственно-временной разрез поля температуры ($^{\circ}\text{C}$) 5—6 августа 1970 г. Обнинск.

соединяющие точки с одними и теми же значениями температуры. Знаком «плюс» отмечены области нарастания температуры во времени; область с инверсионной стратификацией заштрихована. На всех высотах суточный ход температуры при таких погодных условиях имеет вид волны: на высоте 8 м с максимумом ($24,4^{\circ}\text{C}$) в 15 ч 30 мин и минимумом ($13,4^{\circ}\text{C}$) в 4 ч 30 мин, на высоте 169 м — соответственно в 17 ч 30 мин ($22,7^{\circ}\text{C}$) и в 5 ч 30 мин ($20,4^{\circ}\text{C}$), на высоте 301 м — в 18 ч ($21,2^{\circ}\text{C}$) и в 7 ч 30 мин (20°C).

2 · Распределение температуры воздуха по высоте в пограничном слое атмосферы

Близость исключительно неоднородной по своим физическим свойствам земной поверхности, большие колебания (во времени и пространстве) содержания поглощающих радиацию газов (прежде всего водяного пара), наличие облаков, туманов и твердых примесей и другие факторы обуславливают исключительно большое разнообразие профилей температуры воздуха, равно как и других величин (скорости ветра, характеристик влажности воздуха и турбулентного обмена), в пограничном слое атмосферы. При этом имеет место тесное взаимодействие и взаимообусловленность полей различных метеорологических параметров атмосферы. Так, распределение температуры оказывает решающее влияние на распределение характеристик влажности воздуха и турбулентного обмена. Но водяной пар и особенно облака и туманы как продукты конденсации водяного пара в свою очередь весьма существенно влияют на поле температуры. То же самое можно сказать о распределении температуры и скорости ветра: здесь посредником выступает турбулентный обмен, оказывающий большое влияние на профили температуры и скорости ветра (но одновременно и зависящий от них).

При получении опытных данных о распределении метеорологических величин в пограничном слое встречаются большие трудности: с одной стороны, с помощью радиозондов вследствие большой скорости их подъема удается получить в пределах пограничного слоя значения величин лишь на двух-трех высотах (чего явно недостаточно для построения кривых распределения); с другой стороны, с помощью градиентных наблюдений представляется возможным изучить слой атмосферы до высоты в несколько десятков (в отдельных пунктах — сотен) метров. Поэтому основными средствами зондирования пограничного слоя служит самолет и аэростат. Однако эти средства не являются массовыми и применение их ограничено условиями погоды.

Распределение средней за сезон температуры воздуха по данным аэростатного зондирования в Московской области изображено на рис. 10.7. Зимой во всем слое (до высоты 700 м) стратификация инверсионная; температура растет с высотой сначала быстро (примерно на 1,5—2 °C/100 м), а затем все медленнее. Летом инверсия температуры наблюдается лишь до высоты 100 м, выше температура падает (градиент температуры составляет 0,6—0,8 °C/100 м). Весной и осенью до высоты 150—200 м наблюдается рост температуры, выше — падение (более медленное, чем летом).

По данным измерений температуры воздуха на аэростатах под Ленинградом П. А. Воронцов выделил четыре типа стратификации. В качестве критерия взят параметр $\Delta T/c^2$ (здесь ΔT — разность

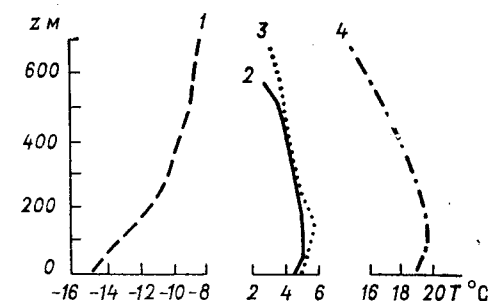
Таблица 10.8. Средние значения температуры воздуха (°C) на различных высотах (N — число случаев)

$\Delta T/c^2$	Высота, м						N
	2	25	50	100	200	500	
Зима							
$>0,06$	-3,3	-3,8	-4,0	-4,4	-5,0	-5,8	13
От 0,06 до 0,02	-3,3	-3,6	-3,8	-4,3	-4,8	-5,9	30
От 0,02 до -0,02	-1,9	-1,9	-2,0	-2,0	-1,8	-1,6	48
$<-0,02$	-6,8	-6,2	-5,6	-4,3	-3,4	-4,1	15
Лето							
$>0,06$	19,0	18,3	17,8	17,2	16,3	13,7	50
От 0,06 до 0,02	17,1	16,4	16,1	15,4	14,6	12,3	43
От 0,02 до -0,02	15,0	14,8	14,7	14,7	14,5	12,8	24
$<-0,02$	13,0	13,6	14,2	15,0	15,3	13,6	20

температур воздуха на высотах 2 и 100 м, c — скорость ветра на высоте 100 м). Средние значения температуры воздуха для каждого из четырех типов приведены в табл. 10.8.

При первом типе температура падает с высотой во всем 500-метровом слое; в этом случае градиент температуры превышает γ_a в слое 0—100 м и близок к нему выше 100 м. При втором

Рис. 10.7. Средние вертикальные профили температуры воздуха. Московская область.
1 — зима, 2 — осень, 3 — весна, 4 — лето.



типе температура также падает с высотой во всем слое, но более медленно, чем при первом. Третий тип характеризуется практически изотермической стратификацией во всем слое, а четвертый тип — инверсионной стратификацией: температура растет с высотой летом и зимой до высоты около 300 м. Летом преобладает первый и второй типы стратификации, зимой — третий и четвертый. Обратим внимание на то, что наиболее низкая температура воздуха у земли наблюдается как зимой, так и летом при инверсионном типе стратификации. С высотой различия в температурах уменьшаются.

В табл. 10.9 приведены средние значения γ по наблюдениям в разные сроки в Обнинске за 1962—1963 гг. Наибольшие изменения γ наблюдаются в нижнем 100-метровом слое, особенно летом и осенью, когда днем градиенты сверхадиабатические ($\gamma > \gamma_a$), а ночью — отрицательные ($\gamma < 0$). В 13 ч сверхадиабатические градиенты наблюдаются летом во всем 300-метровом слое, осенью и весной — лишь до высоты 100 м.

Таблица 10.9. Средние значения γ (°C/100 м)

Слой, м	Сроки наблюдений, ч							
	1	7	13	19	1	7	13	19
	Зима				Весна			
2—100	-0,6	-0,4	0,6	-0,3	-2,2	0,0	1,4	1,2
100—200	0,3	0,1	0,5	0,2	0,1	-1,0	1,0	0,7
200—300	0,2	-0,2	0,4	-0,1	0,3	0,6	0,3	0,8
	Лето				Осень			
2—100	-3,8	0,3	1,4	-0,8	-2,3	-2,4	1,5	-2,1
100—200	-0,3	-0,6	1,1	0,7	-0,6	-1,3	0,6	0,3
200—300	0,4	0,5	1,1	0,6	0,1	0,3	10,5	0,3

Существенное влияние на распределение температуры оказывает облачность. Опытные данные о распределении температуры при разных формах и количестве облаков приведены в табл. 10.10.

Таблица 10.10. Средняя температура воздуха (°C) при разных формах и количестве облаков нижнего яруса. Ленинград

Форма облаков	Количество облаков, баллы	Высота, м					
		2	25	50	100	200	300
		Лето					
Sc, St	10	12,7	12,2	11,7	11,4	10,9	9,3
Sc	7—9	13,2	12,7	12,8	13,7	13,7	11,2
Cu	7—8	17,8	17,0	16,5	15,8	14,9	12,0
Sc	3—6	16,5	16,2	16,0	15,8	15,4	13,2
Cu	3—6	19,3	18,7	18,3	17,7	16,7	14,0
	0—2	17,0	16,5	16,2	16,0	15,0	13,3
		Зима					
Sc, St	10	-2,7	-3,0	-3,1	-3,3	-3,5	-5,1
Sc	7—9	-1,0	-1,4	-1,6	-2,3	-2,7	-3,5
	3—6	-7,9	-8,1	-8,2	-8,1	-8,5	-9,8
Cu	3—6	-0,2	-0,5	-0,7	-1,3	-2,2	—
	0—2	-2,4	-2,2	-2,1	-2,0	-1,7	-2,0

Особенно велико различие в температурах воздуха при большом и малом количестве облаков летом: разность между температурами при сплошной облачности и при облачности 3—6 баллов составляет на всех высотах 5—6 °C.

Рассмотрим экстремальные значения градиента температуры в пограничном слое. По данным измерений в Подмоскowie за 1950—1954 гг., в слое 0—50 м градиент температуры изменялся от 5,6 до -15,4 °C/100 м (речь идет о градиентах, рассчитанных для всего указанного слоя). Чем выше расположен слой, тем меньше диапазон колебаний градиента температуры. Градиенты температуры, во всяком случае его положительные значения, выше 100—150 м уже не так сильно отличаются от сухоадиабатического. Так, в слое 200—400 м экстремальные значения изменяются от 1,20 до -4,55 °C/100 м, в слое 400—600 м — от 1,75 до -3,00 °C/100 м.

3 Теория суточного хода температуры воздуха в пограничном слое атмосферы

Первые работы по теории суточного хода температуры воздуха были выполнены В. Шмидтом и Дж. Тейлором свыше 50 лет тому назад.

Исходным уравнением служит уравнение притока тепла, полученное в главе 9:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + \epsilon'(z, t). \quad (3.1)$$

В этом уравнении через $\epsilon'(z, t)$ обозначен приток тепла, обусловленный всеми факторами (радиационными, конденсационными, адвективными, конвективными), кроме турбулентного обмена. Потенциальная температура в правой части (3.1) заменена кинетической по той причине, что вертикальные градиенты температуры в приземном слое существенно больше сухоадиабатического, вследствие чего

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \left(\gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \approx \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Выше приземного слоя γ сравнимо с γ_a . Однако здесь k — практически постоянная (с высотой) величина. Поэтому

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}.$$

Теория суточного хода температуры воздуха наиболее полно развита для случая, когда учитывается один турбулентный приток тепла. Эта теория объясняет целый ряд особенностей суточного хода температуры, прежде всего в пограничном слое атмосферы.

Однако влиянием только одного турбулентного обмена объяснить все наблюдаемые особенности суточного хода температуры нельзя. Известную (а в некоторых случаях, по-видимому, определяющую) роль играют радиационный, конденсационный и конвективный притоки тепла.

В этом параграфе рассматривается суточный ход температуры под влиянием турбулентного теплообмена. Некоторые оценки изменения температуры под влиянием поглощения радиации непосредственно воздухом приводятся в п. 4 настоящей главы.

После сделанных выше замечаний перейдем к решению уравнения (3.1). С этой целью представим температуру в виде суммы

$$T(z, t) = \bar{T}(z) + \tau(z, t), \quad (3.2)$$

в которой первое слагаемое $\bar{T}(z)$ представляет собой среднее суточное значение температуры и зависит только от высоты, а второе слагаемое $\tau(z, t)$ — отклонение температуры от средней суточной. Если подставить сумму (3.2) в уравнение (3.1), то получим два уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \bar{\epsilon}'(z) = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tau}{\partial z}, \quad (3.4)$$

первое из которых позволяет исследовать вопрос о распределении средних суточных значений температуры по высоте, а второе — ее суточный ход. В уравнении (3.4) нестационарная часть притока тепла ϵ' опущена.

Граничные условия для отклонения температуры задаются в следующем виде:

а) на достаточно большой высоте (теоретически на бесконечности) суточные колебания температуры отсутствуют, т. е.

$$\tau \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty; \quad (3.5)$$

б) температуру земной поверхности будем считать известной. Ее колебание во времени обусловлено изменением притока солнечной радиации к земной поверхности. Хотя зависимость притока от времени в общем случае может быть аппроксимирована кривой достаточно сложного вида, ограничимся анализом наиболее простого случая, когда радиационный баланс является периодической функцией времени:

$$R(t) = R_0 + R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.6)$$

Здесь R_0 — среднее суточное значение баланса земной поверхности, R_1 — его суточная амплитуда, $\omega = 2\pi/\Pi$ — угловая скорость суточного вращения Земли, Π — период колебаний (сут), φ — начальная фаза.

Так как температура земной поверхности изменяется непосредственно под влиянием радиационного баланса, то зависимость ее от времени естественно представить в виде

$$T(0, t) = \bar{T}_0 + A_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (3.7)$$

где \bar{T}_0 — среднее суточное значение температуры земной поверхности; A_0 — амплитуда ее суточных колебаний.

Из сравнения (3.2) и (3.7) следует, что отклонение температуры τ удовлетворяет условию

$$\tau(0, t) = A_0 \cos(\omega t - \varphi) \text{ при } z = 0. \quad (3.8)$$

Далее (см. п. 3 главы 11) будет показано, что совсем не обязательно считать температуру земной поверхности известной (заданной).

Переходим к построению решения уравнения (3.4), которое является дифференциальным уравнением второго порядка в частных производных с переменными коэффициентами: в общем случае коэффициент турбулентности зависит от высоты и времени.

Остановимся на анализе наиболее простого случая: коэффициент турбулентности — постоянная (не зависящая от времени и высоты) величина, т. е. $k = \text{const}$. Непосредственной проверкой можно убедиться в том, что решение уравнения (3.4) при граничных условиях (3.5) и (3.8) имеет следующий вид:

$$\tau(z, t) = A_0 \exp(-az) \cos(\omega t - az - \varphi), \quad (3.9)$$

где

$$a = \sqrt{\omega/2k} = \sqrt{\pi/k\Pi}.$$

Кратко проанализируем полученное решение уравнения турбулентной теплопроводности (3.4).

Амплитуда колебаний. Формула (3.9) показывает, что на высоте z амплитуда

$$A = A_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right). \quad (3.10)$$

Таким образом, амплитуда колебаний температуры убывает с высотой по экспоненциальному закону (при увеличении высоты в прогрессии арифметической амплитуда A убывает в прогрессии геометрической). Скорость убывания A существенно зависит от значения коэффициента турбулентности k : чем больше k , тем на заданной высоте меньше убывает амплитуда по сравнению с наземной. Сравним высоты z_1 и z_2 , на которых амплитуда убывает в одно и то же число раз по сравнению с наземным значением, если коэффициенты турбулентности равны k_1 и k_2 (это могут быть значения k в одном и том же пункте, но в разные моменты вре-

мени или в один и тот же момент времени, но в разных пунктах). Из формулы (3.10) следует, что отношение

$$z_1/z_2 = \sqrt{k_1/k_2}, \quad (3.11)$$

т. е. чем больше коэффициент турбулентности, тем на большую высоту нужно подняться, чтобы амплитуда уменьшилась в заданное число раз. Ниже приведены значения высоты z^* , на которой амплитуда суточных колебаний убывает по сравнению с наземной в 100 раз, т. е. $A(z^*)/A_0 = 0,01$ (при $A_0 \approx 10^\circ\text{C}$ это означает, что на высоте z^* амплитуда колебаний составляет около $0,1^\circ\text{C}$):

$k \text{ м}^2/\text{с}$	\dots	$0,176 \cdot 10^{-4}$	0,1	1,0	5,0	10	20	50	100	200
$z^* \text{ м}$	\dots	3	240	761	1702	2408	3405	5382	7613	10 768

Здесь для сравнения дано значение z^* в том случае, если бы распространение тепла в атмосфере происходило под влиянием одного лишь молекулярного теплообмена ($k = k_m = \lambda/c_p \rho = 0,176 \text{ см}^2/\text{с}$ — значение коэффициента молекулярной теплопроводности воздуха при 0°C ; $\lambda = 22,3 \text{ мДж}/(\text{с} \cdot \text{м} \cdot \text{К})$ — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха при этой же температуре).

Из приведенных данных следует, что при наличии турбулентного обмена суточный ход температуры наблюдается, как правило, в слое толщиной 1—1,5 км (при $k = 1 \div 5 \text{ м}^2/\text{с}$). Однако, если в атмосфере сильно развит турбулентный обмен ($k \approx 100 \div 200 \text{ м}^2/\text{с}$), суточные колебания распространяются практически на всю тропосферу. Такие большие значения k наблюдаются в атмосфере при развитии конвекции, сопровождающейся образованием кучевообразных облаков. Поскольку при этой обстановке амплитуда колебаний температуры вблизи земной поверхности также еще значительна (кучевые облака сравнительно мало влияют на приток солнечной радиации к земной поверхности), то суточный ход температуры может наблюдаться до больших высот.

По данным учащенного зондирования атмосферы (через 2 ч) в Московской области в 1953 г. получены следующие значения амплитуд суточного хода температуры за 22—23 IV ($2A_{IV}$) за 23—24 VII ($2A_{VII}$):

$z \text{ км}$	\dots	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	4
$2A_{IV} \text{ }^\circ\text{C}$	\dots	12,2	8,0	6,0	1,5	2,0	2,0	2,0	1,4
$2A_{VII} \text{ }^\circ\text{C}$	\dots	11,8	9,5	4,7	2,8	1,4	2,5	2,1	2,4

$z \text{ км}$	\dots	5	6	7	8	9	10	11	12
$2A_{IV} \text{ }^\circ\text{C}$	\dots	2,0	2,2	0,8	1,0	1,8	3,0	4,2	4,4
$2A_{VII} \text{ }^\circ\text{C}$	\dots	1,8	3,0	4,0	4,5	5,8	5,0	6,0	2,0

Согласно приведенным данным, амплитуда суточного хода монотонно убывает до высоты 1,5 км в апреле и 2 км в июле. Выше этих уровней амплитуда то возрастает, то убывает с высотой. Такое поведение амплитуды обусловлено влиянием как упомянутой выше конвекции (при очень больших k амплитуда практически не уменьшается с высотой), так и поглощением радиации (солнечной и земной) самой атмосферой.

Сравним амплитуды суточных (с периодом Π_1) и годовых (с периодом Π_2) колебаний температуры воздуха. Формула (3.10) показывает, что амплитуда суточных и годовых колебаний температуры убывает в одно и то же число раз (по сравнению с наземной) на таких высотах z' и z'' , отношение которых с учетом того, что $\omega = 2\pi/\Pi$, равно

$$z'/z'' = \sqrt{\Pi_1}/\sqrt{\Pi_2}. \quad (3.12)$$

Так как $\Pi_1 = 1 \text{ сут}$, а $\Pi_2 \approx 365,25 \text{ сут}$, то $z'/z'' \approx 1/19$. Чтобы получить толщину слоя атмосферы, в котором наблюдается заметный годовой ход температуры воздуха, нужно приведенные на стр. 248 значения высот z^* увеличить в 19 раз. Таким образом, приходим к выводу, что годовые колебания температуры даже при умеренном турбулентном обмене распространяются на всю тропосферу и стратосферу.

Предположение о независимости коэффициента турбулентности от высоты в свете современных исследований является достаточно грубым. Однако учет изменения k имеет существенное значение лишь для приземного слоя. В пределах большей части пограничного слоя коэффициент турбулентности можно считать постоянным (особенно для средних условий). Поэтому экспоненциальная формула (3.10) и экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются между собой.

На рис. 10.8 приведено вертикальное распределение амплитуд суточного хода температуры воздуха, рассчитанных по формуле (3.10) и по опытным данным. Рассчитаны также средние (за сезон) значения множителя $\sqrt{\omega/2k}$ в формуле (3.10):

Сезон	\dots	Весна	Лето	Осень	Зима
$10^5 \sqrt{\omega/2k} \text{ м}^{-1}$	\dots	227	218	257	268

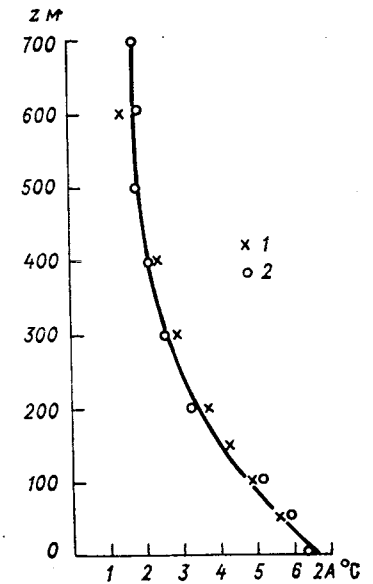


Рис. 10.8. Изменение амплитуды суточного хода температуры воздуха с высотой. Московская область, 12—13 октября 1954 г.

1 — расчет, 2 — наблюдения.

Скорость распространения тепловых волн и время запаздывания. Поскольку колебания температуры воздуха прежде всего зависят от колебаний температуры земной поверхности, а скорость распространения тепла в воздухе конечна, *экстремумы температуры должны наступать тем позже, чем больше высота.* Сравним моменты времени t_1 и t_2 , в которые достигает максимума температура земной поверхности и температура воздуха на произвольной высоте z . Из формулы (3.9) следует, что t_1 и t_2 удовлетворяют соотношениям:

$$\omega t_1 - \varphi = 0, \quad \omega t_2 - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z - \varphi = 0.$$

Если из второго соотношения вычесть первое, то найдем выражение для промежутка времени, в течение которого максимум (равно как и минимум) температуры распространяется от земной поверхности до высоты z :

$$t_2 - t_1 = \frac{z}{\sqrt{2\omega k}} = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\pi k}}. \quad (3.13)$$

До фиксированной высоты экстремумы температуры распространяются тем быстрее, чем больше коэффициент турбулентности и меньше период колебания (запаздывание годовых колебаний примерно в 19 раз больше суточных). Поскольку за время $t_2 - t_1$ экстремумы температуры распространяются от земной поверхности до высоты z , фазовая скорость температурной волны (скорость движения экстремумов) равна

$$v_\varphi = \frac{z}{t_2 - t_1} = \sqrt{2\omega k} = 2 \sqrt{\frac{\pi k}{\pi}}.$$

Построены решения уравнения (3.4) при различных зависимостях коэффициента турбулентности от высоты:

- 1) линейной, $k = k_0 + k_1 z$ (Б. Хаурвиц, 1936 г.);
- 2) степенной, $k = k_1 z^p$ (Х. Кёллер, 1932 г.);
- 3) показательной, $k = k_\infty [1 - (1 - \epsilon) \exp(-mz)]$ (А. А. Дородницын, 1941 г.);
- 4) при изменении k по «модели с изломом»: k — линейная функция высоты в приземном слое и не зависит от высоты выше этого слоя, т. е.

$$k = \begin{cases} k_0 + k_1 z, & 0 \leq z \leq h, \\ k_h, & 0 \leq z < \infty, \end{cases} \quad (3.14)$$

где h — высота приземного слоя.

Решение уравнения (3.4) при изменении k по формуле (3.14) построил М. Е. Швец (1943 г.). В 1948 г. М. И. Юдин исследовал

суточный ход температуры при такой же зависимости k от z и периодической зависимости k от времени t :

$$k = (1 + \nu \cos \omega t) \bar{k}(z),$$

где \bar{k} — среднее суточное значение k на высоте z , $\nu \bar{k}(z)$ — амплитуда суточных колебаний k на той же высоте.

Впервые на необходимость учета зависимости k от времени обратил внимание Б. И. Извеков в 1929 г. в связи с разработкой теории суточного хода скорости ветра.

В суточные изменения температуры воздуха, как показали расчеты, основной вклад вносят колебания температуры земной поверхности, которые в свою очередь связаны с колебаниями притока солнечной радиации. Поправка, обусловленная суточным ходом k , на высоте 2 м, как правило, не превышает 1°C. При учете зависимости k от t вычисленная температура днем и ее дневной максимум, а также разность температур воздух—почва несколько уменьшаются, ночью же, наоборот, эта разность увеличивается.

Из работ более позднего времени назовем исследования Х. Куо (1968 г.) и Т. Сасамори (1970 г.). В них изучен суточный ход температуры с учетом теплообмена и поглощения радиации водяным паром. Куо пришел к выводу, что для объяснения суточного хода температуры, наблюдаемого в О'Нейле летом, нужно предположить следующее: а) коэффициент турбулентности резко растет с высотой (от значений меньше 10^{-3} м²/с при $z = 0$ до 10 м²/с при $z > 10$ м); б) некоторую роль играет поглощение солнечной радиации водяным паром; в) коэффициент турбулентности и радиационный приток тепла зависят от температуры; г) в переносе тепла принимает участие конвекция (вертикальные движения масштаба кучевых облаков). Суточный ход температуры зимой находит объяснение на основе теоретической модели, учитывающей лишь турбулентный теплообмен.

4 О роли радиационных притоков тепла в пограничном слое атмосферы

Детальные измерения радиационных потоков с помощью самолета выполнены в летний период (июль и август) вблизи Цимлянска (над степью), Днепропетровска (над степью) и Геленджика (над морем) в 1965—1966 гг. Потоки измерялись в безоблачную погоду на горизонтальных площадках, расположенных на высоте от 50 до 1500 м над поверхностью земли, в течение 10 мин, что позволило проводить осреднение по 30—40 отсчетам.

В околополуденные часы восходящий поток U длинноволнового излучения над степью и на высоте 50 м заключен в пределах 0,52—

0,59 кВт/м², на высоте 1000 м — 0,45—0,50 кВт/м²; ночью восходящий поток U мало изменяется с высотой и в слое 50—1500 м составляет около 0,38 кВт/м². Нисходящий поток G колеблется от 0,24—0,31 кВт/м² ночью до 0,28—0,42 кВт/м² днем.

Данные о потоках использованы для расчета радиационных притоков ϵ , сведения о которых помещены в табл. 10.11. Средние значения определены по результатам наблюдений в Цимлянске (в течение 5 сут), Днепропетровске (7 сут) и Геленджике (5 сут).

Таблица 10.11. Средние притоки коротковолновой солнечной (ϵ_k) и длинноволновой ($\epsilon_{дл}$) радиации (кВт/(м²·км)) в слое 50—1000 м

Пункт	Радиация	Часть суток	
		день	ночь
Цимлянск	ϵ_k	0,024	
	$\epsilon_{дл}$	0,026	—0,024
	$\epsilon_k + \epsilon_{дл}$	0,050	
Днепропетровск	ϵ_k	0,066	
	$\epsilon_{дл}$	0,0006	—0,034
	$\epsilon_k + \epsilon_{дл}$	0,066	
Геленджик	ϵ_k	0,085	
	$\epsilon_{дл}$	—0,026	—0,071
	$\epsilon_k + \epsilon_{дл}$	0,058	

Наиболее существенной особенностью, установленной по приведенным данным, является положительный приток длинноволновой радиации днем: в районе Цимлянска $\epsilon_{пл}$ изменялось от 0,016 до 0,034 кВт/(м²·км), но было больше нуля во всех трех случаях, по которым рассчитано среднее значение; в Днепропетровске днем $\epsilon_{пл} > 0$ в трех случаях из пяти, в Геленджике во всех трех случаях дневные значения $\epsilon_{дл} < 0$ (каждый случай включает данные многих измерений в полете продолжительностью 2,0—2,5 ч). Отметим, что по данным всех измерений и расчетов значение $\epsilon_{дл}$ вне пограничного слоя всегда меньше нуля. Если $\epsilon_{дл} > 0$, то это означает, что эффективный поток $\Phi = U - G$ убывает с высотой. Такие условия возникают в тех случаях, когда земная поверхность сильно перегрета относительно воздуха (и, следовательно, велико эффективное излучение).

Знак притока $\epsilon_{дл}$, согласно данным табл. 10.11, зависит от ϵ_k : при малых значениях ϵ_k приток $\epsilon_{дл}$ положителен, при больших — отрицателен; при этом чем меньше ϵ_k , тем толще слой, в котором $\epsilon_{дл} > 0$. Можно предположить, что определяющую роль в этой зависимости играет поглощение солнечной радиации аэрозолем. Чем меньше замутнена атмосфера (например, в Цимлянске по сравнению с Днепропетровском), тем меньше ϵ_k ; одновременно больше солнечной радиации поглощается земной поверхностью и увеличи-

вается перегрев ее относительно воздуха. Косвенным подтверждением этой гипотезы служат значения потоков солнечной радиации на высоте 50 м: 0,98 кВт/м² в Цимлянске и 0,73 кВт/м² в Днепропетровске.

Оценка поглощенной водяным паром коротковолновой радиации $\epsilon_{к.п}$ также показала, что вклад аэрозоля велик: отношение $\epsilon_k/\epsilon_{к.п}$ колебалось от 1,5 до 5, при этом оно возрастало с увеличением замутненности в исследуемом районе.

Над морем (Геленджик) эффективное излучение в слое 50—1000 м днем и ночью увеличивается с высотой, т. е. всегда наблюдается охлаждение воздуха за счет $\epsilon_{дл}$.

Суммарный радиационный приток ($\epsilon_k + \epsilon_{дл}$) в дневные часы как над степью, так и над морем положителен. Под его влиянием происходит нагревание слоя 50—1000 м со скоростью 0,04—0,30 °С/ч. Ночью над всеми тремя районами наблюдается радиационное выхолаживание со скоростью 0,03—0,36 °С/ч. В более тонких слоях, расположенных вблизи земной поверхности, радиационные притоки вызывают изменения температуры, превышающие приведенные примерно на порядок. При этом основной вклад вносит длинноволновый приток ($\Delta T_{дл}$), обусловленный большой разностью (скачком) температур земной поверхности и воздуха вблизи нее. Средние значения изменения температуры под влиянием поглощения радиации в слое 1—8 м в районе Цимлянска летом при безоблачной погоде составляют:

t ч	8	10	12	14	16	18	20	22	24	2	4	6
ΔT_k °С/ч	0,3	2,2	3,7	1,4	0,4	—	—	—	—	—	—	—
$\Delta T_{дл}$ °С/ч	1,6	4,0	6,2	6,4	4,1	0,7	—0,8	—1,7	—2,8	—3,1	—4,0	—1,4

Приведенные результаты, особенно возможность положительного притока $\epsilon_{дл}$ в дневные часы, представляют большой интерес. Однако следует иметь в виду их предварительный характер вследствие малого количества наблюдений и недостаточной точности измерений. Данные измерений днем, в условиях развитой конвекции, на мачте (в слое 2,5—37 м) и на самолете (50—1000 м) использованы для сравнительной оценки турбулентного (ϵ_t) и радиационного ($\epsilon_k + \epsilon_{дл} = \epsilon_{л}$) притоков тепла. Оказалось, что во всем пограничном слое эти притоки имеют один и тот же порядок величины. Так, средние значения изменений температуры, обусловленных ϵ_t и $\epsilon_{л}$, составляют соответственно $0,14 \pm 0,04$ и $0,29 \pm 0,12$ °С/ч. Фактическое среднее изменение температуры составило $0,34 \pm 0,05$ °С/ч.

Остановимся на данных (рис. 10.9 и 10.10) о турбулентном потоке тепла Q_t и дисперсии температуры σ_T^2 , полученных по измерениям на самолете мгновенных (пульсационных) значений температуры и вертикальной скорости (район Цимлянска, дневные условия). В нижней части слоя (примерно до высоты 100—120 м)

Q_T возрастает, а затем убывает с ростом z . Это означает, что под влиянием турбулентности до высоты 100—120 м происходит охлаждение, а выше — нагревание воздуха. Приведенные данные показывают, что распределение температуры и ее суточные колебания в пограничном слое обуславливаются не только турбулентным, но и радиационным притоком тепла. Известную роль могут играть адвективный и конденсационный притоки тепла.

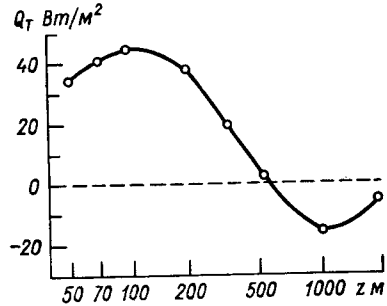


Рис. 10.9. Вертикальный турбулентный поток тепла Q_T как функция высоты z по измерениям с самолета над степью.

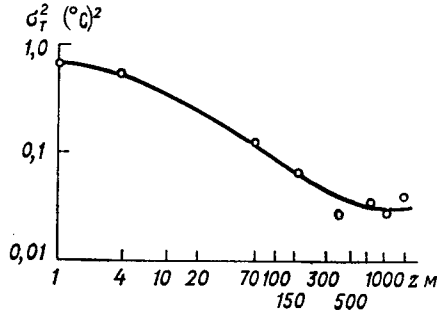


Рис. 10.10. Осредненный по восьми случаям профиль дисперсии температуры (σ_T^2) над степью при неустойчивой стратификации.

Эти же данные указывают на то, что турбулентный поток тепла в пределах пограничного слоя претерпевает значительные изменения и считать его постоянным по высоте, как это нередко допускается в теории, нельзя (предположение о постоянстве Q_T принимается в теории подобия, разрабатываемой в последние годы применительно к пограничному слою).

Теоретические оценки, основанные на решении уравнения притока тепла, показывают, что значения изменения температуры под влиянием непосредственного поглощения радиации воздухом колеблются в зависимости от исходных данных в широких пределах (например, в слое 0—10 м от нескольких десятых до 10—20 °C/ч).

5 Ночное понижение температуры. Заморозки

Изучение ночного понижения температуры воздуха имеет большое значение для народного хозяйства, особенно для сельского хозяйства и транспорта. Задача о ночном понижении температуры тесно связана с проблемой прогноза радиационных туманов, заморозков и др. В настоящее время эта задача достаточно удовлетворительно решена теоретически, хотя учет всех факторов,

в первую очередь облачности, еще связан со значительными принципиальными и техническими трудностями. Существует также большое количество эмпирических формул для прогноза ночного понижения температуры. Эти формулы получены путем статистического анализа результатов непосредственных наблюдений и справедливы, как правило, лишь для тех станций, по материалам наблюдений которых они построены.

В настоящее время разработаны методы расчета ночного понижения температуры только при безоблачном небе. Первая теоретическая схема расчета ночного понижения температуры принадлежит английскому ученому Д. Бренту. Он исходил из того, что ночное понижение температуры сопровождается образованием слоя инверсии, в котором (в сочетании со слабым ветром) турбулентный обмен ослаблен. Оценки показывают, что ночью турбулентный поток тепла в воздухе в 3—5 раз меньше, чем в почве. Ночью отсутствует приток прямой солнечной радиации. Охлаждение же почвы и воздуха происходит под влиянием эффективного излучения земной поверхности B^* , которое в первом приближении можно считать постоянным во времени (см. п. 5 главы 7).

Исходя из этих представлений, Брент построил решение уравнения теплопроводности почвы

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (5.1)$$

считая, что в начальный момент (в вечерние часы) температура постоянна с глубиной ζ , а на поверхности почвы справедливо уравнение теплового баланса, которое при сделанных упрощениях имеет вид

$$-c^* \rho^* k_m \frac{\partial T}{\partial \zeta} = -B^*. \quad (5.2)$$

Анализ решения уравнения (5.1), которое мы не выписываем, приводит к следующей формуле для температуры поверхности почвы и температуры воздуха вблизи нее:

$$T(t, 0) = T(0, 0) - \frac{2B^*}{\sqrt{\pi c^* \rho^* \sqrt{k_m}}} \sqrt{t}. \quad (5.3)$$

Здесь $T(0, 0)$ — температура в начальный момент $t=0$ (вблизи момента захода Солнца), c^* — удельная теплоемкость почвы, ρ^* — плотность почвы, k_m — коэффициент теплопроводности.

Согласно формуле (5.3), температура воздуха вблизи почвы понижается тем быстрее, чем больше эффективное излучение B^* и чем меньше произведение $c^* \rho^* \sqrt{k_m}$.

На рис. 10.11 воспроизведен график, позволяющий рассчитать понижение температуры поверхности почвы за первый час, т. е.

величину $T(1, 0) - T(0, 0)$, при разных значениях эффективного излучения и различном увлажнении почвы (теплопроводность зависит от ее влажности). При большом эффективном излучении ($B^* \approx 0,08$ кВт/м²) температура сухой почвы, согласно графику, может понизиться за первый час на 6—7°C. Со временем понижение температуры замедляется. Из формулы (5.3) следует

$$\frac{dT(t, 0)}{dt} = - \frac{2B^*}{\sqrt{\pi} c^* \rho^* \sqrt{k_m}} \frac{1}{2\sqrt{t}} = \frac{T(1, 0) - T(0, 0)}{2\sqrt{t}}. \quad (5.4)$$

В более общей теории учтены отклонение начального распределения температуры почвы от изотермического, а также влияние

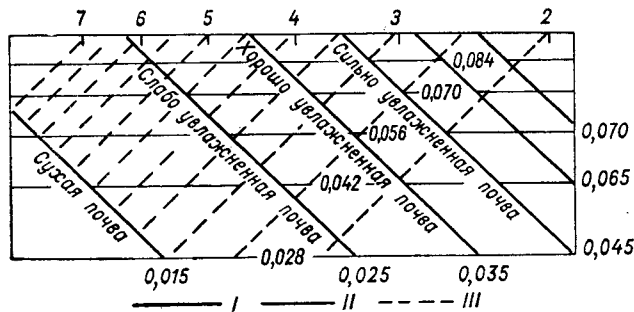


Рис. 10.11. График для определения понижения температуры поверхности почвы за 1 ч при разных условиях.

I — изолинии теплопроводности почвы (цифры — значения k_m в см²/с), II — изолинии эффективного излучения (кВт/м²), III — понижение температуры (°C) за первый час.

на температуру почвы турбулентного притока тепла из атмосферы и тепла, затрачиваемого на испарение.

Заморозком называется понижение температуры ниже 0°C на фоне устойчивой положительной средней суточной температуры.

Различают два типа заморозков:

1) радиационные, обусловленные охлаждением почвы вследствие эффективного излучения и наблюдающиеся наиболее часто ночью;

2) адвективные, вызванные приходом более холодной по сравнению с земной поверхностью воздушной массы (адвекция холода).

В отличие от радиационных, адвективные заморозки могут наблюдаться в любую часть суток. В средних широтах адвективные заморозки особенно часто наблюдаются в мае. Это так называемые майские холода, связанные с вторжением арктического воздуха. Понижение температуры, вызванное адвекцией холодного воздуха, ночью усиливается выхолаживанием воздуха путем излучения (облачность в ночные часы при адвекции холода, как правило, отсутствует).

Благоприятными условиями для ночного понижения температуры и появления заморозков служат: а) низкая влажность воздуха, б) слабый ветер, в) отсутствие облачности.

Поскольку заморозки наносят большой вред сельскохозяйственным культурам (особенно в фазе цветения и молочной спелости), то принимаются меры защиты растений от заморозков. Наиболее широкое распространение получили методы, основанные на задымлении предохраняемого от заморозка участка. Дымление производится как путем сжигания заранее приготовленных дымовых куч, так и с помощью специальных дымовых шашек.

Интенсивность заморозка под влиянием дымления снижается вследствие уменьшения эффективного излучения земной поверхности, тепла, образовавшегося при сгорании куч, а также тепла, выделившегося при конденсации водяного пара на гигроскопических частицах дыма. Хотя повышение температуры воздуха (по сравнению с неохраняемым участком) за счет дымления сравнительно невелико (обычно 1—2°C), оно во многих случаях оказывается достаточным, чтобы температура воздуха не опускалась ниже критической (которая установлена для разных культур в каждой фазе их развития).

Для борьбы с заморозком наряду с дымлением получил распространение также метод, основанный на увлажнении воздуха и почвы (чаще всего путем полива). При этом снижается эффективное излучение и увеличивается поток тепла из глубины к поверхности почвы.

В основе третьего метода борьбы с заморозками лежит непосредственный обогрев растений с помощью специальных грелок. Этот метод более эффективный, однако он и более дорогой, поэтому применяется значительно реже, чем дымление и увлажнение.

Наглядное представление об отклонениях температуры от ее зональных значений дают карты *изаномал* — линий, соединяющих точки с одинаковыми разностями между температурой в некотором пункте и средней температурой того широтного круга, на котором расположен этот пункт. Карты изаномал на поверхности 850 гПа за январь и июль приведены на рис. 12.7 и 12.8. Зимой

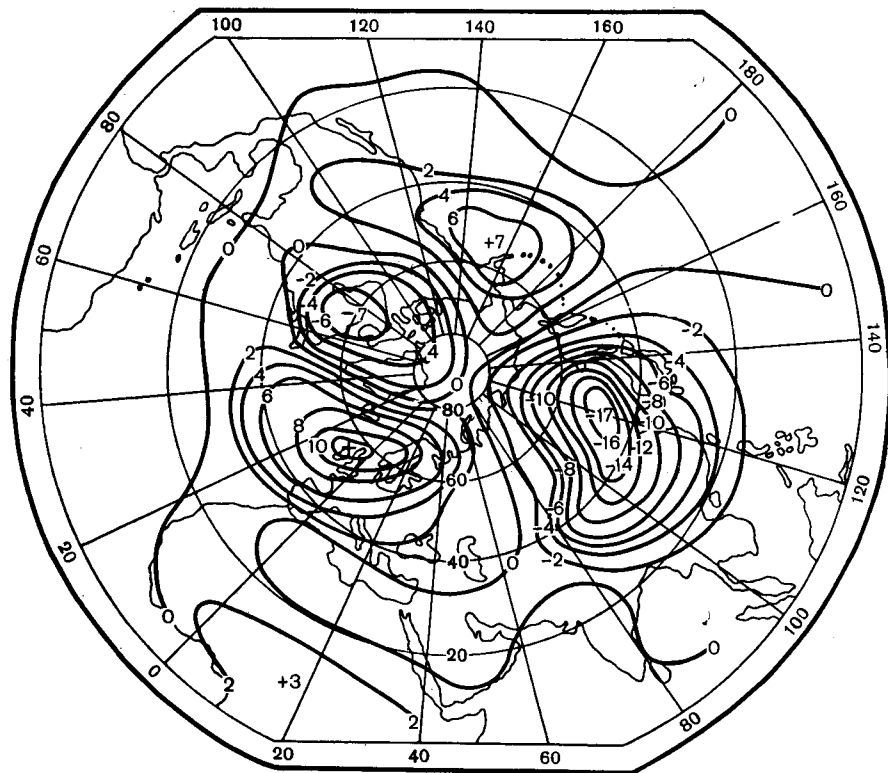


Рис. 12.7. Изаномалы температуры на поверхности 850 гПа. Январь.

области отрицательной аномалии температуры располагаются над материками Евразии и Северной Америки с центрами в восточных частях этих материков, а области положительной аномалии — над океанами, которые зимой служат источником тепла. Горизонтальное распределение температуры летом существенно отличается от распределения ее зимой: знаки аномалий над материками и океанами обратные, области аномалий одного знака более обширны и смещены в более низкие широты (центры положительной аномалии расположены между 20 и 30° с. ш. над Азией и Африкой и между 20 и 45° с. ш. над Северной Америкой).

Анализ материалов наблюдений показывает, что и в стратосфере распределение температуры над большей частью северного полушария существенно отличается от зонального. Отклонения температуры от ее зональных значений в стратосфере вполне сравнимы с тропосферными. Более того, зимой эти отклонения в стратосфере больше, чем в верхней тропосфере, и с высотой

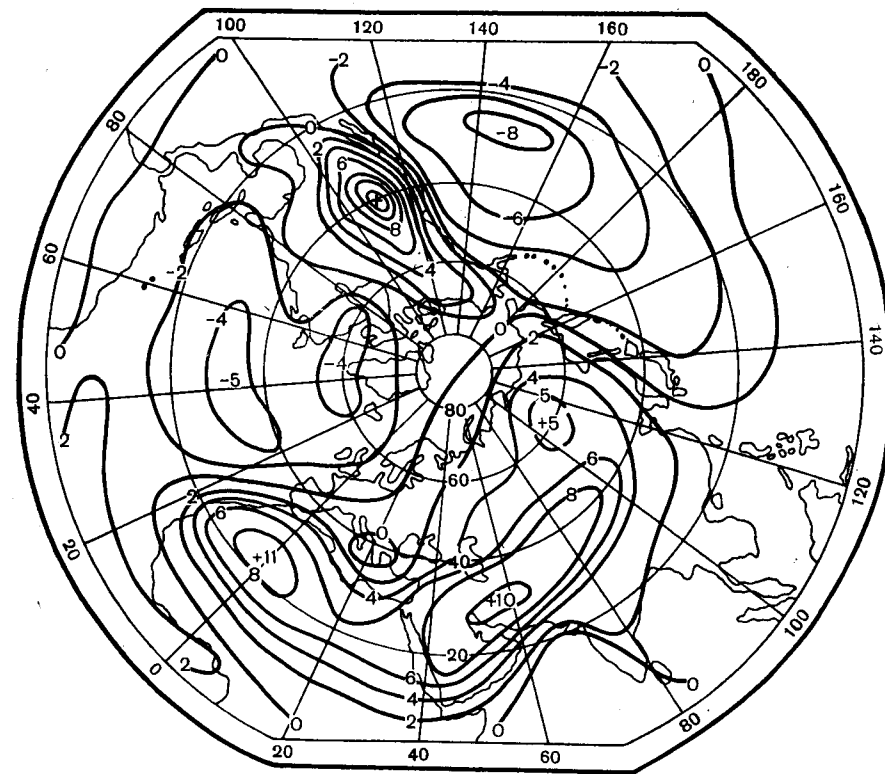


Рис. 12.8. Изаномалы температуры на поверхности 850 гПа. Июль.

возрастают. В стратосфере, как и в тропосфере, максимальные разности зимой наблюдаются в умеренных и высоких широтах, летом — в субтропических и тропических.

Зимой в стратосфере (на поверхностях 50 и 30 гПа) наблюдаются две четко разграниченные области больших отклонений температуры от зональных значений. Область положительной аномалии температуры охватывает большую часть Азиатского материка, север Тихого океана и Аляску. Область отрицательных отклонений занимает большую часть западного полушария в высоких и умеренных широтах и север Европы.

Глава 11 Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью (сушей и водой)

Процессы, происходящие в деятельном слое твердой и жидкой оболочек Земли, с одной стороны, и в атмосфере — с другой, тесно связаны между собой. Большая часть солнечной радиации достигает земной поверхности, атмосфера же получает энергию в основном от земной поверхности. Поглощенная солнечная радиация неравномерно распределяется по Земле и изменяется во времени. Под влиянием этих изменений происходят колебания теплосодержания тонкого (по сравнению с радиусом Земли) деятельного слоя.

Деятельным слоем называют такой слой почвы или воды, температура которого испытывает суточные и годовые колебания. На суше толщина деятельного слоя колеблется в пределах 8—30 м. Толщина деятельного слоя в океане составляет 200—300 м. Деятельные слои суши и особенно океана могут оказывать большое влияние на тепловой режим атмосферы.

В самом деле, общая масса вертикального столба атмосферы равна массе столба воды толщиной всего лишь около 10 м. Если же учесть, что теплоемкость воздуха при постоянном давлении составляет примерно $1/4$ теплоемкости воды, то станет очевидно, что при изменении температуры на одно и то же значение вклад океана (толщина деятельного слоя которого около 300 м) в теплосодержание вертикального столба примерно в 120 раз (30×4) больше вклада атмосферы. Эти же оценки показывают, что понижение температуры деятельного слоя океана всего лишь на $0,1^\circ\text{C}$ вызывает (в случае передачи выделившегося тепла из океана в атмосферу) рост температуры в среднем по всему вертикальному столбу атмосферы на $10\text{—}12^\circ\text{C}$.

С другой стороны, океан как подвижная среда реагирует на движение воздуха (скорость ветра) — возникают дрейфовые течения и поверхностные волны, которые в свою очередь через шероховатость влияют на структуру воздушного потока.

1 Уравнение теплопроводности почвы

Тепло, поступившее к земной поверхности, распространяется в глубь почвы за счет молекулярной теплопроводности. Поток тепла Q_m на произвольной глубине ξ пропорционален вертикальному градиенту температуры — $\partial T/\partial \xi$:

$$Q_m = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi}. \quad (1.1)$$

Коэффициент пропорциональности λ в этом соотношении носит название *коэффициента теплопроводности почвы*. Единица λ в СИ — $\text{Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$. Поток тепла направлен в глубь почвы и положителен ($Q_m > 0$), когда температура убывает с глубиной ($\partial T/\partial \xi < 0$).

Значения λ ($\text{Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$) для основных составных частей почвы составляют: для торфа 0,88, мела 0,92, известняка 1,77, минералов 2,43, песчаников 1,10—2,80.

Теплопроводность твердых частей почвы примерно в 100 раз больше молекулярной теплопроводности воздуха; для воздуха $\lambda = (2,43 + 0,09t) \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$, где t — температура воздуха в градусах Цельсия. Поэтому с увеличением пористости почвы, т. е. отношения объема, занятого воздухом, к общему объему почвы, теплопроводность ее резко падает. При увлажнении почвы часть почвенного воздуха замещается водой, теплопроводность которой примерно в 20 раз больше теплопроводности воздуха. По этой причине λ почвы растет при увеличении ее влажности. Поскольку состав и влажность почвы изменяются с глубиной и во времени, то и коэффициент теплопроводности также зависит от этих переменных.

Приток тепла к единичной массе почвы, согласно теореме, приведенной в главе 9, связан с потоком Q_m :

$$\epsilon_m = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial Q_m}{\partial \xi} \quad \text{или} \quad \epsilon_m = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial \xi} \lambda \frac{\partial T}{\partial \xi}, \quad (1.2)$$

где ρ^* — плотность почвы.

Приравнявая ϵ_m к изменению теплосодержания почвы за единицу времени, приходим к следующему *уравнению теплопроводности почвы* (или уравнению притока тепла):

$$c^* \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial \xi} \lambda \frac{\partial T}{\partial \xi}, \quad (1.3)$$

где c^* — удельная теплоемкость почвы. Произведение $c^* \rho^*$ представляет собой объемную теплоемкость почвы. Для основных составных частей почв (песок, глина, торф) она при среднем увлажнении и пористости примерно одинакова и составляет около $2,09 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot ^\circ\text{C})$, т. е. равна половине теплоемкости воды. Объем-

ная теплоемкость ($c_p \rho$) воздуха очень мала — порядка 10^{-3} — 10^{-4} Дж/(см³·°С). По этим причинам увеличение влажности и уменьшение пористости почвы сопровождается ростом ее объемной теплоемкости.

Таким образом, в общем случае коэффициенты λ и $c^* \rho^*$ в уравнении (1.3) — переменные величины, зависящие от ζ и t . Построить решение уравнения (1.3) в этом случае можно лишь с помощью численных методов.

Однако в том случае, когда почва по глубине однородна и одинаково увлажнена, коэффициенты уравнения (1.3) можно считать постоянными. Тогда уравнение теплопроводности принимает вид известного уравнения Фурье:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 T}{\partial \zeta^2}. \quad (1.4)$$

Здесь $k_m = \lambda / c^* \rho^*$ — коэффициент температуропроводности почвы; его единицей, так же как коэффициента турбулентности, является м²/с.

2 Уравнение теплового баланса земной поверхности

Тепловой режим земной поверхности и атмосферы формируется в конечном счете под влиянием результирующего притока тепла.

Формулы, с помощью которых определяется результирующий приток тепла, называют *уравнениями теплового баланса*. Последнее представляет собой не что иное, как уравнение притока тепла, но записанное или для очень тонкого слоя (как в случае земной поверхности), или для достаточно большого объема воздуха. Уравнение теплового баланса записывают обычно для земной поверхности, всего вертикального столба атмосферы и для системы земная поверхность—атмосфера.

Связь тепловых режимов атмосферы и деятельного слоя Земли осуществляется с помощью *уравнения теплового баланса земной поверхности*. В последние 30—40 лет уравнение теплового баланса широко использовалось многими исследователями для изучения различных свойств приземного слоя атмосферы.

Остановимся на выводе уравнения теплового баланса земной поверхности. Из наблюдений известно, что солнечная радиация, поступившая к земной поверхности, на суше поглощается в тонком слое, толщину которого обозначим через Δ (рис. 11.1). Кроме потока солнечной радиации ($I' + i$), земная поверхность получает тепло в виде потока инфракрасной радиации от атмосферы (B_A); теряет она тепло путем собственного излучения (B_0). В почве каждый из этих потоков претерпевает изменение. Если в элемен-

тарном слое толщиной $d\zeta$ (ζ — глубина, отсчитываемая от поверхности в глубь почвы) поток Φ изменился на $d\Phi$, то можно записать

$$d\Phi = -\alpha \rho^* \Phi d\zeta,$$

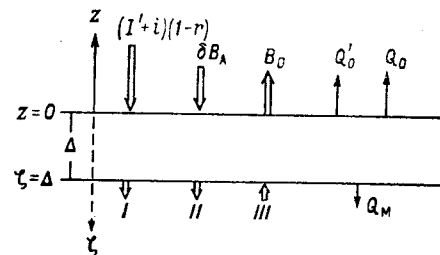
где α — коэффициент поглощения, ρ^* — плотность почвы. Интегрируя последнее соотношение в пределах от $\zeta = 0$ до ζ , получаем

$$\Phi(\zeta) = \Phi(0) \exp(-\alpha \rho^* \zeta) \text{ или } \Phi(\zeta) = \Phi(0) \exp(-\zeta/\delta^*),$$

где $\delta^* = 1/\alpha \rho^*$ — глубина, на которой поток убывает в e раз по сравнению с потоком $\Phi(0)$ при $\zeta = 0$. Наряду с радиацией перенос

Рис. 11.1. Составляющие теплового баланса земной поверхности.

- I. $(I' + i)(1 - r) \exp(-\Delta/\delta_1^*)$;
II. $\delta B_A \exp(-\Delta/\delta_2^*)$; III. $B_0 \exp(-\Delta/\delta_3^*)$;



тепла осуществляется путем турбулентного перемешивания в атмосфере и вследствие теплопроводности почвы. Под влиянием турбулентного теплообмена с атмосферой почва теряет количество тепла, равное

$$Q_0 = -c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z}.$$

Кроме того, с поверхности почвы происходит испарение воды, на которое затрачивается количество тепла¹

$$LQ'_0 = -L\rho k \frac{\partial s}{\partial z}.$$

Поток тепла через нижнюю границу слоя Δ записывается в виде

$$Q_m = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \zeta} = -c^* \rho^* k_m \frac{\partial T}{\partial \zeta}.$$

Под влиянием притока тепла изменяется температура почвы, а также при температурах, близких к 0 °С, плавится лед (или за-

¹ Поток LQ'_0 нередко называют как поток Q_0 — потоком явного тепла, в то время

как поток Q_0 — потоком явного тепла.

мерзает вода). На основе закона сохранения энергии в вертикальном столбе почвы толщиной Δ можем записать (см. рис. 11.1):

$$\Delta \frac{\partial}{\partial t} (c^* \rho^* T) + L_{\text{пл}} \rho^* \frac{\partial \Delta}{\partial t} = (1-r)(I' + i) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{\delta_1^*}\right) \right] + \delta B_A \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{\delta_2^*}\right) \right] - B_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{\delta_3^*}\right) \right] + c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} + L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} \Big|_{z=0} + c^* \rho^* k_m \frac{\partial T}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=\Delta}. \quad (2.1)$$

Здесь обозначения такие же, как в главах 4—8.

В уравнении (2.1) первое слагаемое в левой части представляет собой количество тепла, затрачиваемое на изменение теплоемкости Δ см³ почвы за единицу времени; второе слагаемое — количество тепла, идущее на плавление льда ($L_{\text{пл}}$ — удельная теплота плавления). В правой же части все потоки тепла, которые входят через верхнюю и нижнюю границы в слой почвы, взяты со знаком «плюс», а те, которые выходят из слоя — со знаком «минус».

Уравнение (2.1) и представляет собой уравнение теплового баланса для слоя почвы толщиной Δ . В таком общем виде это уравнение представляет собой не что иное, как уравнение притока тепла, записанное для слоя конечной толщины. Извлечь из него какие-либо дополнительные сведения (по сравнению с уравнением притока тепла) о термическом режиме воздуха и почвы не представляется возможным. Однако можно указать несколько частных случаев уравнения теплового баланса, когда оно может быть использовано в качестве независимого от дифференциальных уравнений граничного условия. В этих случаях уравнение теплового баланса позволяет определить неизвестную температуру земной поверхности.

На суше, не покрытой снегом или льдом, величина Δ , как было указано выше, мала. В то же время отношение Δ к δ_1^* , δ_2^* , δ_3^* в отдельности велико ($\Delta/\delta_i \gg 1$). Вследствие этого уравнение (2.1) для суши при отсутствии процессов плавления льда с достаточной степенью точности можно записать в виде

$$(1-r)(I' + i) + \delta B_A - B_0 + c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} + L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} + c^* \rho^* k_m \frac{\partial T}{\partial \zeta} = 0. \quad (2.2)$$

Сумма первых трех слагаемых в уравнении (2.2) представляет собой радиационный баланс земной поверхности R . Уравнение

теплового баланса поверхности суши принимает вид

$$-c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c^* \rho^* k_m \frac{\partial T}{\partial \zeta} = R \text{ при } z = \zeta = 0. \quad (2.3)$$

О точности, с какой выполняется уравнение теплового баланса, можно судить по опытным данным, полученным в южной части Швеции, где на плоском травяном поле было произведено 126 наблюдений, во время которых независимо определялся каждый из потоков, вошедших в уравнение (2.3). Согласно этим данным, разность $R - Q_m$ и сумма $Q_0 + LQ'_0$ связаны между собой соотношением

$$(R - Q_m)/(Q_0 + LQ'_0) = 0,97 \pm 0,12.$$

Таким образом, уравнение (2.3) выполняется с точностью около 12 %.

В воде солнечная радиация поглощается в слое сравнительно большой толщины, благодаря чему δ_1^* приблизительно равно 100 см (в то время как δ_2^* и δ_3^* сохраняют прежние значения). Уравнение теплового баланса слоя воды толщиной Δ принимает вид

$$\Delta \frac{\partial}{\partial t} (c_b \rho_b T) = (1-r)(I' + i) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{\delta_1^*}\right) \right] + \delta B_A - B_0 + \Delta \rho_b Q_a + c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} + L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} \Big|_{z=0} + c_b \rho_b k_b \frac{\partial T}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0}. \quad (2.4)$$

Здесь ρ_b и c_b — плотность и удельная теплоемкость воды, k_b — коэффициент турбулентности в воде. В правой части (2.4) добавлено слагаемое $\Delta \rho_b Q_a$, учитывающее приток тепла под влиянием адвекции (Q_a — адвективный приток тепла к единичной массе воды).

Если толщину слоя воды Δ взять достаточно малой по сравнению с δ_1^* , но в то же время такой, что $\Delta/\delta_2^* \gg 1$ и $\Delta/\delta_3^* \gg 1$, то уравнение теплового баланса поверхности воды запишется в виде

$$-c_p \rho k \frac{\partial \theta}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - c_b \rho_b k_b \frac{\partial T}{\partial \zeta} = -B^* \text{ при } z = \zeta = 0, \quad (2.5)$$

где $B^* = B_0 - \delta B_A$ — эффективное излучение поверхности воды (баланс длинноволновой радиации при $z=0$).

Уравнение теплового баланса в форме (2.3) используется в качестве граничного условия при исследовании термического режима атмосферы и почвы, а в форме (2.5) — атмосферы и воды. Однако для всего деятельного слоя, в котором солнечная радиация поглощается полностью, уравнение теплового баланса для воды имеет

вид уравнения (2.3), установленного для суши, если оно осреднено за такой интервал времени (примерно год), что изменение тепло-содержания и адвективный приток тепла за этот интервал близки к нулю. В противном случае уравнение теплового баланса деятельного слоя воды будет иметь вид уравнения (2.1), в котором Δ — толщина деятельного слоя и $\exp(-\Delta/\delta_i^*) \approx 0$.

Притоки тепла, включенные в уравнения теплового баланса, являются наиболее важными. Из других членов теплового баланса можно назвать расход тепла на таяние льда или снега; приток тепла от диссипации механической энергии ветра, волн, приливов и течений; тепло, приносимое осадками, и др. Однако со всеми этими притоками тепла (за исключением, возможно, тепла, затрачиваемого на таяние льда и снега) можно не считаться. Методика расчета потоков Q_0 и Q'_0 рассмотрена в главах 9 и 14.

3 Взаимодействие атмосферы с деятельным слоем. Температура земной поверхности

В теории, изложенной в п. 3 главы 10, температура поверхности почвы считалась известной (заданной). Между тем измерение этой температуры сопряжено с целым рядом трудностей, не преодоленных до настоящего времени. Поэтому представляет интерес разработать такую теорию, которая позволяла бы определять температуру поверхности почвы.

Для этого необходимо привлечь уравнение теплового баланса земной поверхности — уравнение (2.3). Вошедший в это уравнение радиационный баланс земной поверхности в общем случае представляет собой сложную функцию времени, особенно при наличии облачности. Но любую функцию можно представить в виде разложения в ряд по тригонометрическим функциям:

$$R(t) = R_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (R'_n \cos n\omega t + R''_n \sin n\omega t). \quad (3.1)$$

Ограничимся, однако, анализом случая, когда $R(t)$ — простая тригонометрическая функция времени:

$$R(t) = R_0 + R_1 \cos \omega(t - t_m). \quad (3.2)$$

Здесь t_m — время наступления максимума R (это время близко к местному полудню), R_1 — амплитуда суточного хода R .

Обобщение теории на общий случай не представляет особого труда: нужно лишь искомые функции также представить в виде разложений в ряд по тригонометрическим функциям.

Если теперь в уравнении теплового баланса (2.3) каждую из неизвестных функций записать в виде суммы, составленной из среднего суточного значения и отклонения от него, то оно разделится на два уравнения. Уравнение для отклонений от средних суточных значений примет вид

$$\begin{aligned} -c_p \rho k \frac{\partial \tau}{\partial z} - L \rho k \frac{\partial s'}{\partial z} - c^* \rho^* k_m \frac{\partial \theta}{\partial z} = \\ = R_1 \cos \omega(t - t_m) \text{ при } z = \zeta = 0, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $s' = s(z, t) - \bar{s}(z)$ — отклонение доли водяного пара от среднего суточного значения $\bar{s}(z)$, L — удельная теплота парообразования.

Уравнения для отклонений температуры воздуха (τ) и почвы (θ) от средних суточных значений имеют вид:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tau}{\partial z}, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k_m \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}. \quad (3.5)$$

Поскольку в уравнение (3.3) вошло s' , то следовало бы также привлечь уравнение переноса водяного пара, что сильно усложнило бы задачу. Поэтому ограничимся анализом двух крайних случаев: очень сухой почвы, когда испарение практически равно нулю ($-L \rho k (\partial s'/\partial z) \approx 0$), и сильно увлажненной почвы.

В последнем случае водяной пар вблизи $z=0$ находится в насыщенном состоянии, т. е. $s = s_m(T, p)$. Доля насыщенного водяного пара s_m при постоянном давлении зависит только от температуры (на фиксированном уровне изменение s_m под влиянием колебаний давления пренебрежимо мало). Вследствие этого

$$\frac{\partial s_m}{\partial z} = \frac{\partial s_m}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{L s_m}{R_n T^2} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (3.6)$$

Последнее равенство записано на основе уравнения Клаузиуса—Клапейрона, которое приводится в главе 13. Множитель при градиенте температуры можно считать постоянным в течение суток и при его расчете полагать $T = \bar{T}$. С учетом (3.6) уравнение (3.3) принимает вид

$$\begin{aligned} -\left(c_p + \frac{L^2 s_m}{R_n T^2}\right) \rho k \frac{\partial \tau}{\partial z} - c^* \rho^* k_m \frac{\partial \theta}{\partial z} = \\ = R_1 \cos \omega(t - t_m) \text{ при } z = \zeta = 0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Кроме этого уравнения, искомые функции τ и θ должны удовлетворять условию равенства температур на поверхности почвы

($\tau(0, t) = \vartheta(0, t)$ при $z = \zeta = 0$) и условию ограниченности на бесконечно большой высоте и глубине.

Непосредственная проверка позволяет убедиться в том, что решения уравнений (3.4) и (3.5) при $k = \text{const}$ и $k_m = \text{const}$, удовлетворяющие сформулированным граничным условиям, имеют вид

$$\tau(z, t) = \frac{R_1 \exp(-az)}{\sqrt{\omega} (c_{p\rho}^* \sqrt{k} + c^* \rho^* \sqrt{k_m})} \times \cos \omega \left(t - t_m - \frac{a}{\omega} z - \frac{\Pi}{8} \right), \quad (3.8)$$

$$\vartheta(\zeta, t) = \frac{R_1 \exp(-\beta\zeta)}{\sqrt{\omega} (c_{p\rho}^* \sqrt{k} + c^* \rho^* \sqrt{k_m})} \times \cos \omega \left(t - t_m - \frac{\beta}{\omega} \zeta - \frac{\Pi}{8} \right). \quad (3.9)$$

Здесь, как и выше,

$$a = \sqrt{\frac{\omega}{2k}} = \sqrt{\frac{\pi}{k\Pi}}, \quad \beta = \sqrt{\frac{\omega}{2k_m}} = \sqrt{\frac{\pi}{k_m\Pi}};$$

удельная теплоемкость $c_p^* = c_p$ в случае сухой почвы и $c_p^* = c_p + \frac{L^2 s_m}{R_{\Pi} T^2}$ в случае сильно увлажненной почвы; Π — период (сутки или год). Полагая в (3.8) и (3.9) $z = \zeta = 0$, найдем выражение для отклонения температуры земной поверхности:

$$\tau(0, t) = \vartheta(0, t) = \frac{R_1}{\sqrt{\omega} (c_{p\rho}^* \sqrt{k} + c^* \rho^* \sqrt{k_m})} \times \cos \omega \left(t - t_m - \frac{\Pi}{8} \right). \quad (3.10)$$

Амплитуда суточного хода температуры земной поверхности, как следует из (3.10), пропорциональна амплитуде колебаний R_1 радиационного баланса. Она уменьшается при увеличении коэффициентов турбулентности k в атмосфере и температуропроводности почвы k_m , а также объемной теплоемкости почвы $c_p^* \rho^*$.

Существенное влияние на амплитуду суточного хода температуры земной поверхности, а вместе с этим и на амплитуду колебаний температуры воздуха и почвы на всех высотах и глубинах оказывает увлажнение почвы. Переход от сухой почвы, испарение с которой близко к нулю, к сильно увлажненной связан с заменой c_p на своеобразную эквивалентную удельную теплоемкость c_p^* , которая при высоких температурах значительно больше c_p . Так, при $T = 20^\circ\text{C}$ $c_p^* = 3,25c_p$, благодаря чему амплитуда колебаний

температуры влажной почвы при прочих равных условиях уменьшается более чем в 3 раза по сравнению с сухой.

Максимум температуры при $z = 0$ наступает, как показывает (3.10), на $\Pi/8 = 3$ ч позже максимума радиационного баланса. Закономерности, которые можно установить с помощью формул (3.8) и (3.9) относительно амплитуды суточного хода температуры воздуха и почвы, запаздывания экстремумов и др., совпадают с закономерностями, ранее установленными на основе формулы (3.9) главы 10.

Формулы (3.8) — (3.10) позволяют рассчитать суточные и годовые колебания температуры воздуха, земной поверхности и почвы, если известны радиационный баланс, теплофизические характеристики почвы и коэффициент турбулентности (средний для всего пограничного слоя).

В свете современных достижений физики пограничного слоя предположение о $k = \text{const}$, положенное в основу вывода формулы (3.8), нельзя признать удовлетворительным. Одна из первых работ, в которой наряду с привлечением уравнения теплового баланса была учтена зависимость коэффициента турбулентности от высоты, выполнена А. А. Дородницыным (1941 г.). Он воспользовался формулой Б. И. Извекова

$$k(z) = k_{\infty} [1 - (1 - \varepsilon) \exp(-mz)], \quad (3.11)$$

где k_{∞} — коэффициент турбулентности на большой высоте (теоретически при $z \rightarrow \infty$, а практически выше приземного слоя); m — параметр, характеризующий скорость роста k с высотой в приземном слое (этот параметр тем меньше, чем ближе стратификация к безразличной); ε — малая величина, равная отношению k_0/k_{∞} (k_0 — значение k при $z = 0$). Нетрудно видеть, что на малых высотах величина $k(z)$ — линейно растущая функция высоты: $k(z) = k_{\infty} [1 - (1 - \varepsilon)(1 - mz + \dots)] = k_0 + k_{\infty} m(1 - \varepsilon)z + \dots$ (здесь мы воспользовались разложением в ряд: $\exp(-mz) = 1 - mz + \dots$). При дальнейшем увеличении высоты скорость роста k замедляется; выше приземного слоя ($z > h$) k практически остается постоянным по высоте ($k \approx k_{\infty} = \text{const}$).

В целом формула (3.11) отражает наиболее важные особенности изменения k с высотой, установленные в теории пограничного слоя. Она находится в согласии с выводами теории подобия, в частности, при малых z обеспечивается переход зависимости k от высоты в линейную, и, как следствие, переход формул для температуры, доли водяного пара и скорости ветра в логарифмические законы при любой стратификации приземного слоя. Решение уравнения (3.4) при $k(z)$, определенном формулой (3.11), выражается через так называемые гипергеометрические функции. Не выписывая этого решения, приведем результаты расчетов, выполненных Дородницыным. Значения величин, вошедших в уравнение теплового баланса и в уравнения (3.4) и (3.5), прежде всего радиаци-

онный баланс R_s , взяты из данных наблюдений в Павловске 13 июля 1938 г. В этот день была безоблачная погода, сохранявшаяся с 12 по 14 июля. Записанный приборами радиационный баланс земной поверхности был представлен в виде разложения в ряд (3.1) по тригонометрическим функциям. Значения других величин: $k_\infty = 8,1 \text{ м}^2/\text{с}$, $m = 0,2 \text{ м}^{-1}$, $c_p \rho k_0 = 0,02 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, $c^* \rho^* k_M = 1,25 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, $k_M = 9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$. Затраты тепла на испарение не учитывались.

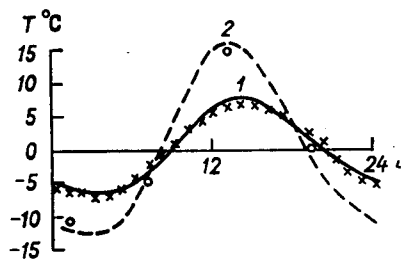


Рис. 11.2. Суточный ход температуры воздуха на высоте 2 м (1) и на поверхности почвы (2) (точки — измеренные значения).

Результаты расчета и фактические данные представлены на рис. 11.2 и 11.3. Рисунок 11.2 показывает, что в данном конкретном примере удалось добиться хорошего согласия между рассчитанным и наблюдаемым суточным ходом температуры воздуха и поверхности почвы.

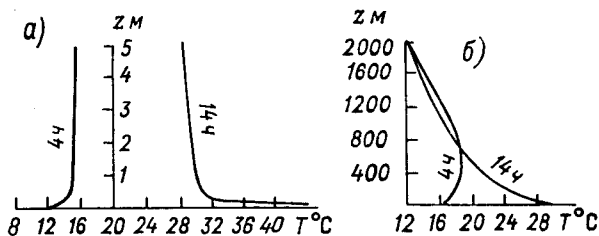


Рис. 11.3. Распределение температуры воздуха по высоте в слое 0—5 м (а) и 0—2000 м (б) в 4 и 14 ч местного времени.

Построенное решение также правильно отражает наиболее характерные черты вертикального распределения температуры в пограничном слое: резкое падение температуры вблизи земной поверхности днем (14 ч), инверсия температуры ночью (4 ч), уменьшение абсолютной величины градиента температуры с высотой и др. Остается не вполне ясной лишь одна деталь, вытекающая из хода кривых рис. 11.3б. Согласно этому рисунку, температура воздуха на высотах более 500—600 м днем несколько ниже, чем ночью: это или новая закономерность, экспериментально пока не подтвержденная (для обнаружения ее нужна высокая точность измерения и частое во времени зондирование атмосферы, а еще

лучше — непрерывная запись температуры на нескольких высотах между 400 и 2000 м), или же недостаток теории. Дать однозначный ответ на этот вопрос пока не представляется возможным.

4 Вертикальное распределение температуры почвы. Роль растительного и снежного покрова

Температура почвы в определенный момент понижается с глубиной при положительном радиационном балансе земной поверхности (чаще днем) и растет при отрицательном (чаще ночью). Средняя суточная температура почвы с глубиной понижается летом и растет зимой. В переходные сезоны (весной и осенью) наблюдается более сложное распределение средней суточной температуры с глубиной.

Поток тепла в почве направлен в сторону понижения температуры. Поэтому $Q_M > 0$ (направлен в глубь почвы) в дневные часы и $Q_M < 0$ в ночные часы. Осредненный за сутки поток тепла положителен летом и отрицателен зимой.

Средняя годовая температура почвы убывает с глубиной (ζ) в низких широтах и растет в высоких. Так, в Тбилиси наблюдается следующее распределение средней годовой температуры с глубиной:

ζ см	1	20	40	54	165	226	647
T °С	16,3	15,7	15,4	15,3	15,1	14,7	14,5

Приведенное распределение температуры называют распределением по типу *инсоляции*.

В Ленинграде средняя годовая температура распределена по типу излучения:

ζ см	0	10	20	40	80	160
T °С	5,7	5,8	5,7	5,8	6,0	6,1

На вертикальное распределение температуры почвы существенное влияние оказывают растительный и снежный покров. Растения, поглощая часть солнечной радиации, днем уменьшают приток ее к почве, а ночью уменьшают эффективное излучение почвы. Летом, когда основную роль в нагревании почвы играет прямая солнечная радиация, почва под растительным покровом на всех глубинах оказывается холоднее (на ΔT) оголенной почвы. По наблюдениям в Ленинграде разности температур ΔT в июле следующие:

ζ см	0	10	20	40	80	160
ΔT °С	3,8	2,9	3,6	3,3	2,5	0,8

Температура поверхности оголенной почвы летом может достигать больших значений, например 82°C в тропиках, 79°C в Средней Азии, 60°C в Ленинградской области. Установлено, что наиболее высокие температуры наблюдаются не на оголенной поверхности, а на поверхности, покрытой редкой выгоревшей травой. Например, наблюдения в Арыси показали, что на высоте 20 см среди такой травы дневной максимум и ночной минимум температуры соответственно на 0,5—1,5 и 0,1—0,8°C выше, чем над оголенной почвой.

Зимой, когда преобладающую роль играет излучение, почва под растительным покровом теплее оголенной почвы. Однако зимой основную роль в формировании теплового режима почвы играет снежный покров, на что впервые обратил внимание еще в конце прошлого века А. И. Воейков. Снег сильно отражает солнечную радиацию и в то же время излучает почти как черное тело длинноволновую радиацию. По этой причине радиационный баланс поверхности снега, как правило, отрицательный. Под влиянием радиационных потерь тепла поверхность снега сильно охлаждается. В то же время снег обладает малой теплопроводностью, увеличивающейся с ростом его плотности (ρ_c):

ρ_c г/см ³	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
λ Вт/(м·°C)	0,06	0,09	0,13	0,25	0,44	0,67

Для сравнения укажем, что коэффициент теплопроводности льда равен 0,83 Вт/(м·°C), а почвенной воды 0,50 Вт/(м·°C).

Вследствие малой теплопроводности температура внутри слоя снега резко возрастает с глубиной. В результате температура поверхности почвы под снегом всегда выше температуры не покрытых снегом поверхностей. По наблюдениям в Свердловске, средние за месяц разности температур поверхности оголенной почвы и почвы под естественным покровом (зимой — под снегом, летом — под растительностью) таковы:

Месяц	I	II	III	IV	V	VI	VII
ΔT °C	-12,8	-9,9	-4,0	2,0	3,7	3,1	2,5
Месяц	VIII	IX	X	XI	XII	Год	
ΔT °C	1,6	0,5	-1,5	-4,4	-10,3	-2,6	

Снег предохраняет почву от глубокого промерзания. Суточные колебания температуры в снежном покрове проникают лишь до малой глубины (около 20—30 см).

Весной в противоположность зиме снег оказывает охлаждающее влияние на почву. Поступающее к поверхности снега тепло весной расходуется на его таяние и испарение, вследствие чего температура вблизи поверхности снега держится около 0°C, тогда как температура оголенных участков почвы и воздуха может быть значительно выше 0°C.

При наличии леса образуются два деятельных слоя: первый — в кронах деревьев, второй — в почве. Густой лес высотой 20—30 м пропускает к почве всего 2—7% падающей солнечной радиации, причем лиственный лес пропускает больше, чем хвойный (густой еловый лес пропускает не более 1% падающей радиации). Анализ данных наблюдений показывает, что все многообразие верти-

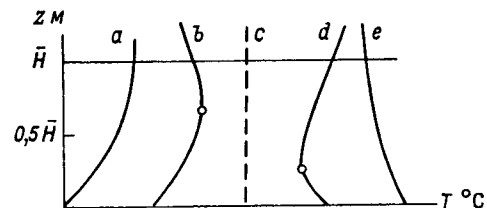


Рис. 11.4. Типовые вертикальные профили температуры в растительном покрове (\bar{H} — средняя высота растений).

кальных профилей температуры внутри растительного покрова можно свести к нескольким типам (рис. 11.4), которые определяются в основном густотой растительного покрова и высотой расположения слоя зеленой массы. В густом лесу и при достаточном увлажнении почвы преобладает инверсионная стратификация (тип *a*). В случае разреженного растительного покрова наблюдается падение температуры с градиентами, превышающими адиабатический (тип *e*). Другие типы (*b*, *c*, *d*) отличаются высотой расположения точки максимума или минимума температуры, зависящей от положения уровня с максимумом зеленой массы покрова.

5 Суточные и годовые колебания температуры воды в морях и крупных водоемах

Термический режим морей и других крупных водоемов существенно отличается от режима суши. Это отличие обусловлено: а) большой теплопроводностью воды, особенно в верхнем слое толщиной 50—150 м, где развит турбулентный обмен; б) примерно в 2 раза большей, чем у почвы, объемной теплоемкостью воды; в) проникновением солнечной радиации до значительных глубин (10—100 м). Потеря тепла на испарение с водной поверхности обычно значительно больше притока радиации к тонкому поверхностному слою. По этой причине в непосредственной близости от водной поверхности температура воздуха обычно растет с высотой, а температура воды увеличивается с глубиной. Только при таком распределении температуры воздуха и воды достигается баланс тепла на поверхности: расход тепла на испарение (LQ'_0) компенсируется потоками тепла сверху (Q_0) и снизу (Q_M). Однако эта

тонкая особенность распределения температуры вблизи водной поверхности охватывает слой воздуха и воды толщиной лишь в несколько сантиметров.

Во всем слое турбулентного перемешивания, который называют *квазиоднородным слоем*, как показывают наблюдения, профиль температуры воды близок к изотермическому — под влиянием обмена температура выравнивается. Ниже квазиоднородного слоя температура воды резко изменяется с глубиной. Этот слой называют *слоем сезонного термоклина*. Положение нижней границы

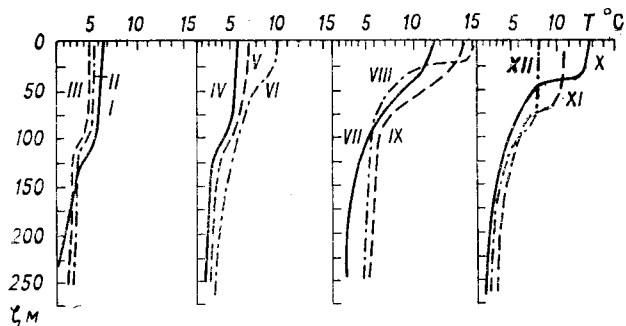


Рис. 11.5. Примеры вертикального распределения температуры воды в деятельном слое океана в различные сезоны года. Тихий океан, 50° с. ш.

квазиоднородного слоя существенно изменяется в течение года. На рис. 11.5 приведены вертикальные профили температуры в деятельном слое океана. С июля по октябрь толщина квазиоднородного слоя близка к 50 м, внутри сезонного термоклина температура резко (скачком) убывает с глубиной. В этот период температура поверхностного слоя воды высокая, плотность растет с глубиной, вследствие чего перемешивание в квазиоднородном слое поддерживается только за счет механической энергии ветра. В осенне-зимний период перемешивание обусловлено не только влиянием ветра, но и конвекцией, возникающей при охлаждении поверхностного слоя воды. Толщина квазиоднородного слоя под влиянием конвективно-ветрового перемешивания возрастает в январе—марте до 100—150 м.

Распределение температуры с глубиной в сезонном термоклине удовлетворительно описывается функцией вида

$$T(\zeta, t) = T_0 - (T_0 - T_H) \left(\frac{8}{3} \eta - 2\eta^2 + \frac{1}{3} \eta^4 \right),$$

где $\eta = \frac{\zeta - h(t)}{H - h(t)}$; $T_0(t)$ — температура поверхности воды (она же температура всего квазиоднородного слоя); T_H — температура

на глубине H , т. е. на нижней границе деятельного слоя; h — толщина квазиоднородного слоя. Ниже сезонного термоклина температура воды медленно уменьшается с глубиной, приближаясь к постоянной в течение всего года температуре 2—4 °C на глубинах более 300 м.

При построении теории суточных колебаний температуры воды и воздуха над ней следует учесть приток тепла за счет поглощения солнечной радиации в воде. Анализ опытных данных показал, что отклонение лучистого притока от среднего суточного значения удовлетворительно описывается с помощью формулы вида

$$e'_L(\zeta, t) = R_1 \cos \omega(t - t_m) \exp(-\alpha \zeta), \quad (5.1)$$

где R_1 — амплитуда радиационного баланса, вошедшая в уравнение (3.7); α — множитель, характеризующий скорость убывания e'_L с глубиной.

Величиной $e'_L(\zeta, t)$ следует дополнить правую часть уравнения (3.5). В то же время правую часть уравнения теплового баланса (3.7) в случае водной поверхности следует положить равной нулю, поскольку приток солнечной радиации к тонкому слою воды и эффективное излучение малы по сравнению с другими членами этого уравнения.

Анализ решения уравнений (3.4) и (3.5) с учетом отмеченных особенностей приводит к следующей формуле для амплитуды суточных колебаний воды и воздуха на границе их раздела:

$$A_w(0) = \frac{R_1}{\sqrt{\omega} (c_p^* \sqrt{k} + c_{B0B} \sqrt{k_B})} \left(\frac{1+x-\sqrt{2x}}{1+x^2} \right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

где $x = \sqrt{\frac{\omega}{\alpha^2 k_B}}$, k_B — коэффициент турбулентной теплопроводности воды; c_{B0B} — объемная теплоемкость воды.

Уменьшение амплитуды суточных колебаний температуры поверхности воды по сравнению с сушей происходит, как следует из формулы (5.2), под влиянием следующих факторов: а) увеличения теплопроводности и теплоемкости; б) испарения (c_p^* более чем в 3 раза больше c_p); в) поглощения солнечной радиации в воде. Влияние последнего фактора представлено последним множителем в формуле (5.2). Его значение изменяется от 0,5 до 0,1. Это означает, что распределение солнечной радиации в слое большой толщины уменьшает A_w в 2—10 раз. С учетом же всех трех факторов амплитуда суточных колебаний температуры вблизи поверхности воды в 10—100 раз меньше, чем вблизи поверхности суши. Так, амплитуда суточного хода температуры воздуха над океанами в среднем составляет около 0,5 °C в тропических широтах и 0,1—0,2 °C в умеренных (по сравнению с 15—20 °C на суше).

Максимум температуры воздуха на суше наступает около 13 ч местного времени, минимум — незадолго до восхода Солнца. Над морями и крупными водоемами максимум температуры воздуха наступает в 15—16 ч, а минимум — через 2—3 ч после восхода Солнца. Амплитуда годового хода температуры воздуха над океа-

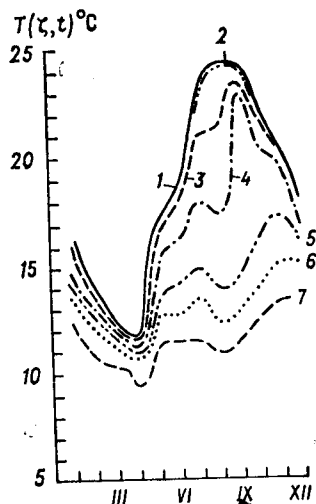


Рис. 11.6. Годовой ход температуры воды на различных глубинах. Тихий океан, 35° с. ш., 150° в. д.

1 — поверхность воды; глубина: 2 — 10 м, 3 — 25 м, 4 — 50 м, 5 — 100 м, 6 — 150 м, 7 — 200 м.

нами составляет 2—4 °С в тропических широтах и 5—10 °С в умеренных (по сравнению с 30—40 °С на суше).

Колебания температуры в водоемах распространяются вследствие интенсивного перемешивания до значительно больших глубин, чем на суше. На рис. 11.6 приведен годовой ход температуры воды на разных глубинах. Видно, что амплитуда годового хода поверхности несколько больше 12 °С, с глубиной она уменьшается, однако и на глубине 200 м еще заметны годовые колебания температуры воды (амплитуда более 2 °С).

Глава 12 Термический режим тропосферы, стратосферы и мезосферы

В этой главе приводятся сведения об особенностях распределения температуры в атмосфере на основе тех данных, которые получены к настоящему времени с помощью радиозондов и ракет.

Основное внимание уделяется *зональному* распределению температуры. Поле температуры (равно как и других величин) называется *зональным*, если температура не зависит от долготы, а является функцией лишь широты и высоты точки над уровнем моря. Представление о зональном поле можно получить, если осреднить наблюдаемые температуры по кругам широт.

1 Распределение температуры в тропосфере и нижней стратосфере

В последние десятилетия построены вертикальные разрезы поля зональной температуры в северном и южном полушариях по наблюдениям на многих станциях (350 — в северном и 139 — в южном) за период 8—14 лет. Такие разрезы, построенные И. В. Ханевской, представлены на рис. 12.1.

Горизонтальный градиент зональной температуры Γ в тропосфере зимой и летом направлен от экватора к полюсам. Общее понижение температуры от экватора к полярным широтам (от 0 до 70°) зимой в том и другом полушарии примерно одинаковое: 35—50 °С в нижней и 25—30 °С в верхней тропосфере. Летом в южном полушарии, где океаны занимают в умеренных широтах 93—100 % поверхности, контраст температур между экватором и полярной областью уменьшается по сравнению с зимой незначительно: до 26 °С в нижней и до 20 °С в верхней тропосфере. Но зато в северном полушарии, где большая часть занята сушей, разность температур летом почти вдвое меньше, чем зимой. Вблизи уровня моря это различие еще больше: разность температур на экваторе и полюсе равна 60 °С в январе и только 28,2 °С в июле.

Можно отметить еще одну особенность зонального поля температур: в южном полушарии летом и особенно зимой в умеренных

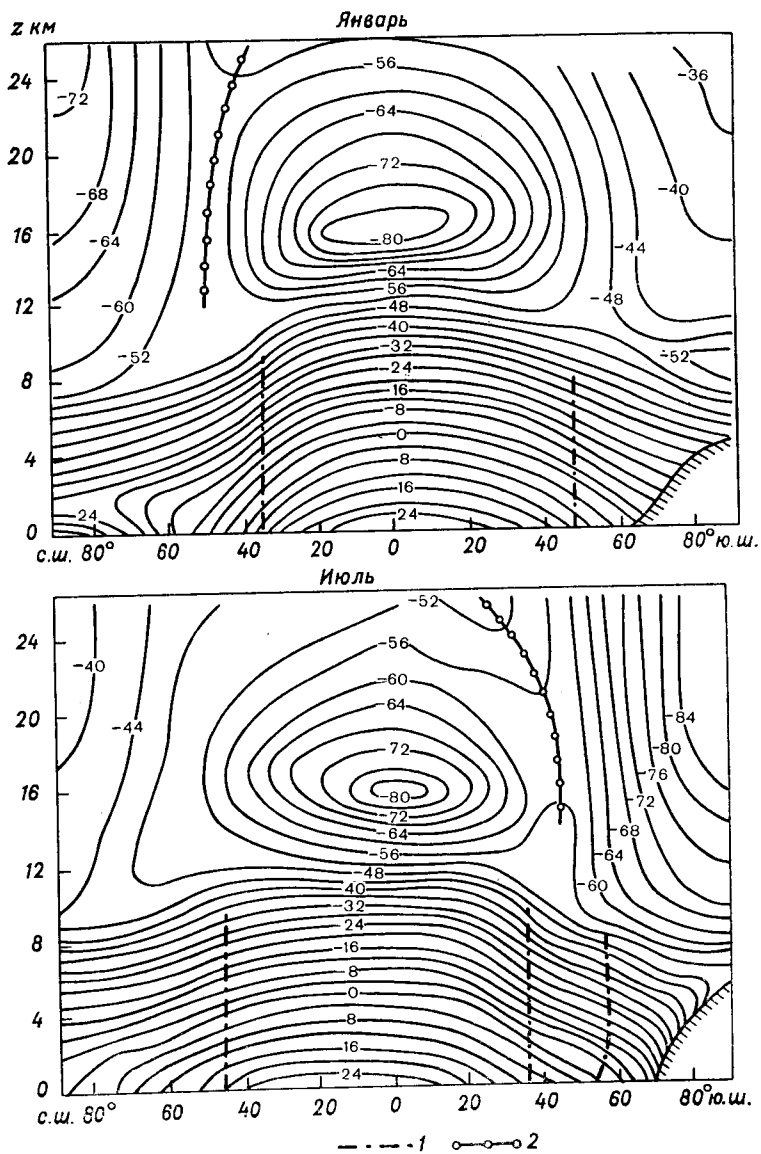


Рис. 12.1. Вертикально-меридиональные разрезы поля средней зональной температуры ($^{\circ}\text{C}$).

1 — области больших горизонтальных градиентов температуры, 2 — оси стратосферной области тепла.

широтах наблюдается зона наибольших горизонтальных градиентов — около $0,7^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$ в январе (лето) и $0,8^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$ в июле (зима) на уровне 850 гПа.

В северном полушарии, как показывает рис. 12.2, в тропосфере имеются две зоны больших значений Γ . Одна из них расположена между 30 и 50° с. ш. Она существует постоянно и лишь несколько смещается по широте в течение года. С ноября по март ось этой

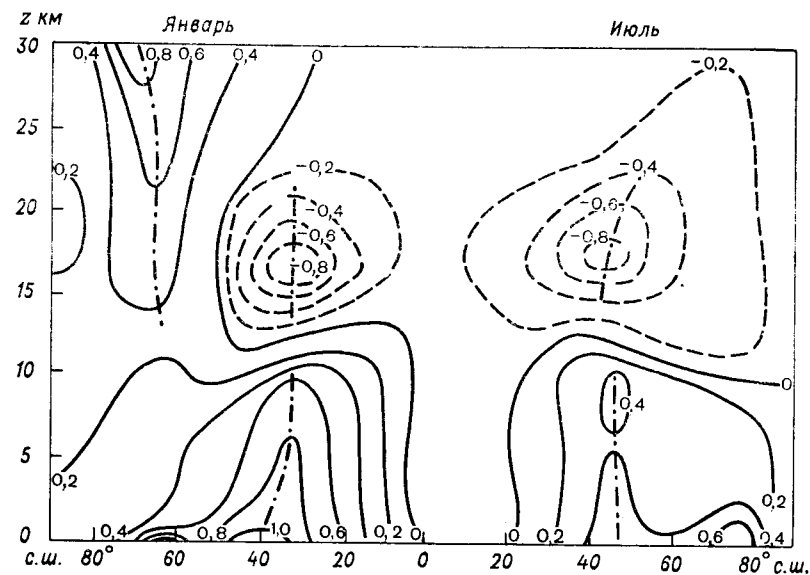


Рис. 12.2. Вертикальный разрез поля горизонтальных градиентов зональной температуры ($^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$).

зоны (штрихпунктирная линия на рис. 12.2) лежит между 30 и 40° с. ш. Средние значения Γ достигают здесь $0,9$ — $1,1^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$ у поверхности земли и $0,65$ — $0,70^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$ на более высоких уровнях тропосферы. С апреля по октябрь зона больших значений Γ находится между 40 и 50° с. ш., горизонтальные градиенты равны $0,65^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$ у поверхности земли и $0,35$ — $0,45^{\circ}\text{C}/100\text{ км}$ на других уровнях.

Вторая зона больших значений Γ , охватывающая лишь самую нижнюю часть тропосферы (особенно зимой), расположена в полярных широтах — вблизи 65° с. ш. зимой и 75° с. ш. летом.

Характерной особенностью вертикального распределения температуры в тропосфере является понижение ее с высотой на всех широтах. Среднее по полушарию значение вертикального градиента температуры γ составляет $0,65^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$. Однако от этого среднего наблюдаются значительные отклонения в зависимости от

высоты и широты. На рис. 12.3 приведено распределение зональной температуры в различные сезоны на разных широтах.

В пограничном слое (до высоты около 1,5 км) средние вертикальные градиенты к северу от 30° с. ш. в течение всего года меньше, чем в остальной части тропосферы. В умеренных широтах

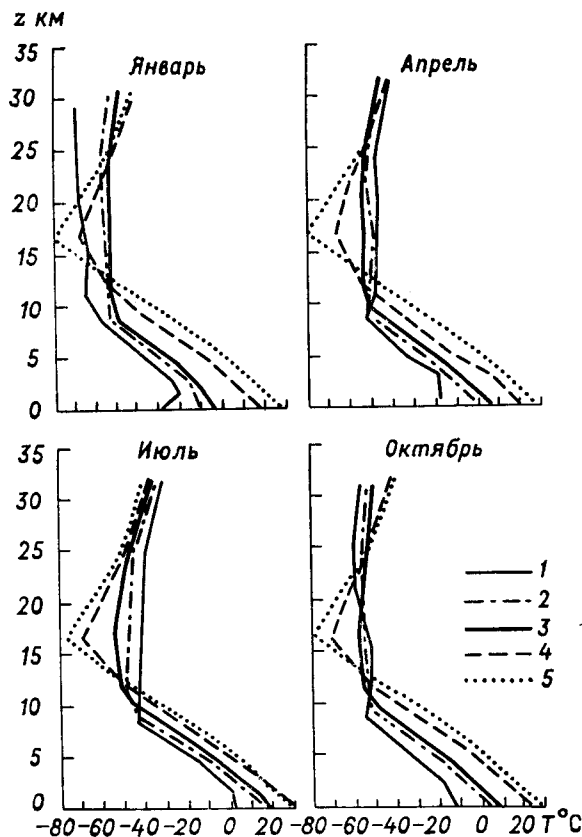


Рис. 12.3. Распределение средней (за месяц) зональной температуры с высотой.

1) 80° с. ш., 2) 60° с. ш.,
3) 50° с. ш., 4) 30° с. ш.,
5) 10° с. ш.

тах они изменяются от 0,05—0,10 °C/100 м зимой до 0,44 °C/100 м летом. За полярным кругом зимой и весной преобладает рост температуры с высотой (инверсионное распределение), а летом и осенью — медленное понижение. В средней и верхней тропосфере вертикальные градиенты больше, чем в пограничном слое. От зимы к лету в средней тропосфере умеренных широт γ изменяется от 0,40 до 0,55 °C/100 м, в верхней — от 0,60 до 0,70 °C/100 м.

В низких широтах вертикальные градиенты в верхней тропосфере значительно больше, чем в умеренных широтах: около 0,50 °C/100 м во все сезоны года. В средней тропосфере низких

широт они равны 0,50—0,60 °C/100 м, в верхней 0,70—0,75 °C/100 м.

Наиболее высокие температуры (так называемый термический экватор) на всех уровнях тропосферы наблюдаются в июле вблизи 20° с. ш., а в январе вблизи географического экватора.

Анализ рис. 12.1 и 12.3 показывает, что высота тропопаузы даже по осредненным во времени данным испытывает большие колебания в зависимости от широты и времени года.

Наиболее высокая (16—17 км) и холодная (от —76 до —82 °C) тропопауза наблюдается в экваториальной области. В умеренных широтах тропопауза располагается на высоте 9—10 км зимой и 11—12 км летом; на 50° с. ш. температура ее равна примерно —55 °C в течение всего года. Наиболее низкая тропопауза (8—9 км) отмечается в полярной области.

Увеличение толщины тропосферы и высоты тропопаузы в низких широтах можно объяснить влиянием вертикального обмена. Интенсивность обмена в свою очередь зависит от притока солнечной радиации к земной поверхности: там, где этот приток велик, развивается интенсивный турбулентный (конвективный) обмен, распространяющийся до больших высот. Из термодинамики (см. главу 4) известно, что вертикальный турбулентный обмен приближает кривую распределения температуры к сухой или влажной адиабате.

Между температурой T_H и высотой H тропопаузы существует связь:

$$T_H = T_0 - \gamma H.$$

Здесь T_0 — температура вблизи земной поверхности, γ — средний по высоте вертикальный градиент.

Из этой формулы следует, что чем больше H , тем меньше T_H . Однако на T_H оказывает влияние T_0 , а также γ , т. е. не существует однозначной связи между H и T_H .

Коэффициенты корреляции r между H и T_H равны —0,6, —0,7; значения $r < 0$ указывают на то, что с ростом H температура тропопаузы понижается. Однако такая зависимость имеет место не во всех случаях (примерно $3/4$ случаев). В $1/4$ оставшихся случаев между H и T_H существует прямая зависимость: с увеличением H растет и T_H . В этих случаях определяющее влияние на T_H оказывает температура T_0 вблизи земной поверхности. Так, в годовом ходе увеличение H летом сопровождается в умеренных широтах ростом T_H .

Характерной особенностью широтного распределения H является наличие разрыва тропопаузы в субтропических широтах (30—40°): в экваториальных и тропических широтах высота тропопаузы составляет 16—17 км и мало изменяется с широтой, в умеренных и высоких широтах тропопауза расположена на высоте 8—12 км, при этом происходит медленное понижение тро-

попаузы в сторону полюсов. Ширина зоны разрыва тропопаузы достигает 2000—2300 км. В этой зоне нередко наблюдается двойная тропопауза.

В низких широтах северного полушария тропопауза расположена летом (в июле) несколько ниже, чем зимой (в январе). Объяснить это можно влиянием того же притока солнечной радиации, который в январе (за счет меньшего расстояния Земли от Солнца) больше, чем в июле.

Нижняя стратосфера. Согласно рис. 12.1, в широтной зоне между 40° с. ш. и 40° ю. ш. во все сезоны года существует область холода. Она охватывает верхнюю часть тропосферы и нижнюю часть стратосферы. Эта область холода — следствие развитого (под влиянием притока солнечной радиации) вертикального турбулентного и конвективного обмена, охватывающего большой слой атмосферы.

Чем больше толщина тропосферы, тем ниже температура в ее верхней части. Вследствие этого же обстоятельства нижняя стратосфера в высоких широтах летом теплая: слабо развитый обмен (над холодной поверхностью) распространяется до сравнительно небольших высот, вследствие чего температура на уровне тропопаузы оказывается значительно выше (составляет от —44 до —52 °С), чем в умеренных и, тем более, в низких широтах.

В нижней стратосфере летом **горизонтальный градиент температуры направлен от полюсов к экватору**, т. е. противоположен по направлению горизонтальному градиенту в тропосфере. Эта первая важнейшая особенность термического поля стратосферы, наблюдаемая в летнюю половину года (в северном полушарии с апреля по сентябрь). Правда, переход от тропосферного градиента к стратосферному осуществляется постепенно. Рисунок 12.3 (июль) показывает, что в слое 10—11 км область холода, т. е. самые низкие температуры, наблюдается в умеренных широтах (на 50 и 60° с. ш.) и только выше эта область смещается в более низкие широты.

В зимние месяцы характер горизонтального распределения температуры от экватора до умеренных широт в нижней стратосфере сохраняется: горизонтальный градиент здесь, как и летом, направлен в сторону экватора. Однако зимой в высокие широты солнечная радиация не поступает. Под влиянием собственного излучения формируются области холода, центры которых расположены над полюсами между 25 и 30 км. Температура в центре арктической области холода понижается до —73 °С, в антарктической области — до —85 °С и даже ниже.

Наиболее высокие температуры зимой наблюдаются в стратосфере умеренных широт; в нижней стратосфере область тепла располагается между 40 и 60° широты, в средней стратосфере она смещается несколько к экватору. Таким образом, в стратосфере зимой **горизонтальный градиент направлен от умеренных**

широт в сторону экватора и полюсов. Это вторая важнейшая особенность термического режима стратосферы, наблюдаемая зимой (в северном полушарии с ноября по март).

Горизонтальный градиент температуры Γ в стратосфере, согласно рис. 12.2, непостоянен — он зависит от широты и высоты. Одна область больших значений Γ наблюдается на границе между приполюсной областью холода и областью тепла умеренных широт. Зимой (с октября по март в северном полушарии) здесь Γ составляет примерно 0,45 °С/100 км в нижней стратосфере и 0,6—0,7 °С/100 км в средней стратосфере. Другая область больших значений Γ наблюдается зимой и летом, она расположена в нижней стратосфере на периферии приэкваториальной области холода. Здесь Γ примерно равно 0,8 °С/100 км в зимнее время и 0,7 °С/100 км в другие сезоны года.

Рисунок 12.3 показывает, что с апреля по октябрь в стратосфере на всех широтах преобладает инверсионная стратификация ($\gamma < 0$). Абсолютная величина γ , согласно табл. 12.1, увеличивается в обоих выделенных слоях (16—25 и 25—30 км) с приближением к экватору. Зимой отрицательные значения γ сохраняются лишь в низких широтах. В полярной области (широта 80°) температура продолжает понижаться до высоты 30 км, в умеренных широтах — до 25 км (это явление нередко называют *исчезновением тропопаузы*).

Таблица 12.1. Вертикальные градиенты средней зональной температуры (°С/100 м) в стратосфере

Месяц	Слой, км	φ° с. ш.				
		80	60	50	30	10
I	16—25	0,05	0,03	0,01	—0,20	—0,30
	25—30	0,01	—0,05	—0,08	—0,16	—0,17
VII	16—25	—0,02	—0,03	—0,08	—0,24	—0,31
	25—30	—0,11	—0,14	—0,14	—0,17	—0,18

2 Термический режим стратосферы и мезосферы по ракетным данным

В Советском Союзе регулярное зондирование атмосферы с помощью метеорологических ракет осуществляется с 1951 г. Оно проводится в Арктике (о. Хейса, архипелаг Земля Франца-Иосифа), в умеренных широтах (район Волгограда), над океанами (с научно-исследовательских судов погоды). Широкая программа ракетного зондирования атмосферы на материке, островах

и над океанами выполняется также в Соединенных Штатах Америки.

Полученные с помощью ракет данные позволяют составить представление о среднем распределении температуры, давления и плотности воздуха, а также скорости ветра в пределах стратосферы и мезосферы.

Распределение средней (за зиму и лето) зональной температуры до высоты 100 км изображено на рис. 12.4. В слое от зем-

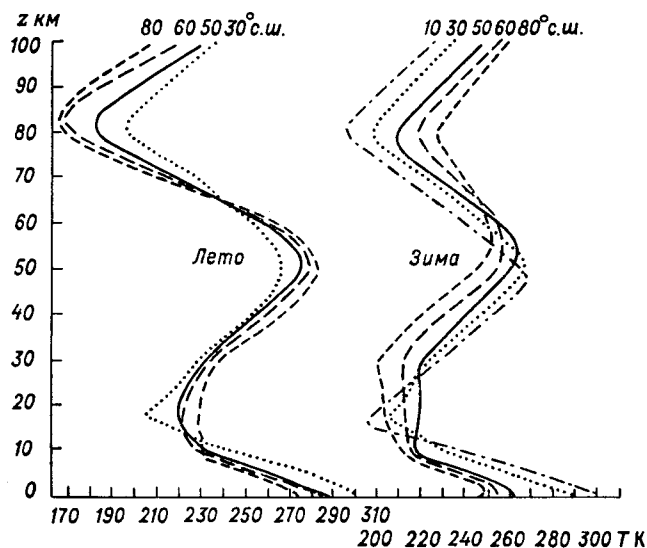


Рис. 12.4. Распределение средней (за зиму и лето) зональной температуры в слое 0—100 км.

ной поверхности до 30 км кривые построены по данным радиозондов, а выше — по данным метеорологических ракет. Летом температура во всей зоне 30—80° с. ш. выше тропопаузы растет с высотой и достигает максимума в стратоплаузе, на высоте около 50 км. Выше этого уровня температура понижается (примерно до высоты 81—82 км), а далее вновь начинает возрастать. В пределах рассматриваемого слоя (0—100 км) летом существуют два уровня (вблизи 12 и 65 км), где горизонтальный градиент средней зональной температуры $\Gamma \approx 0$. Между этими уровнями горизонтальный градиент температуры направлен от высоких широт к низким, в то время как в тропосфере и выше 65 км он имеет одинаковое направление — от низких широт к высоким.

Зимнее распределение зональной температуры по высоте и горизонтали (см. рис. 12.4) существенно отличается от летнего. В высоких широтах температура продолжает падать и выше тро-

попаузы. В слое от 30 до 45—55 км температура на всех широтах растет с высотой. Уровни с $\Gamma \approx 0$ зимой выявляются неотчетливо: кривые пересекаются на различных высотах. Горизонтальный градиент в слое 20—45 км имеет такое же направление, как и до 10—11 км, т. е. от низких широт к высоким. В слое 10—20 км он направлен от умеренных широт, где наблюдается область тепла, к низким и высоким. Смена направления горизонтального градиента (на противоположное тропосферному) зимой происходит только на высотах более 55—60 км.

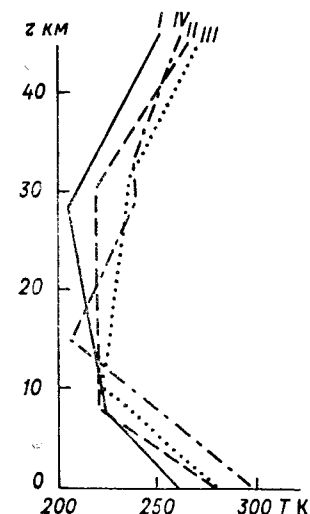


Рис. 12.5. Типичные кривые стратификации, рассчитанные методом наименьших квадратов (по данным измерений с помощью метеорологических ракет).

И. А. Хвостиков и др. путем обработки результатов зондирования атмосферы с помощью ракет пришли к заключению, что все многообразие профилей температуры можно свести к четырем типичным кривым стратификации (рис. 12.5). Кривые I, II и III характерны для умеренных и высоких широт, кривая IV — только для тропических. В полярной области наблюдается четкая сезонная смена кривых стратификации: зимой преобладает распределение I, летом — III, в переходные сезоны — II. В средних широтах такой четкий сезонный ход не наблюдается; во все сезоны года встречается инверсионное (III) и изотермическое (II) распределение.

Обобщение данных зондирования атмосферы над всем северным полушарием проводилось Р. Маргетройдом, Х. П. Погосьяном, В. Р. Дубенцовым, К. Т. Логвиновым и др. На рис. 12.6 приведен вертикальный разрез атмосферы, на котором изображено поле зональной температуры летом и зимой до высоты около 100 км. Стратоплауза имеет значительный наклон от полюса к экватору (зимой ее высота над полюсом около 57 км, а над экватором

около 47 км). Температура стратопазы в высоких широтах летом на 15—20 К выше, чем зимой. Расположена же стратопауза зимой на 2—3 км выше, чем летом. Температура мезопазы в полярной области летом понижается до 170 К, в экваториальной зоне она равна примерно 190 К.

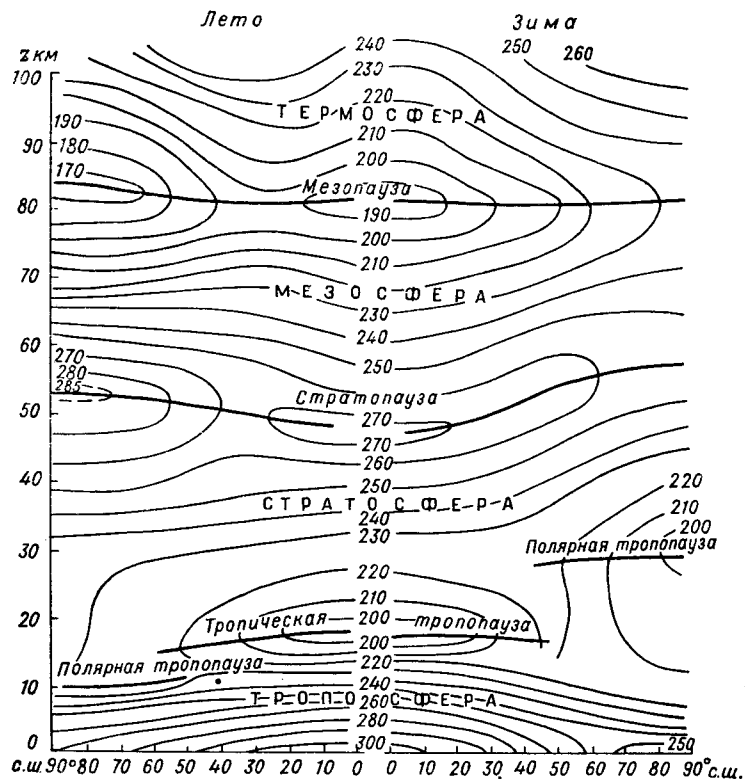


Рис. 12.6. Вертикальный разрез поля зональной температуры (К) зимой и летом в слое 0—100 км. Северное полушарие.

Таблица 12.2. Разность температур (°С) лето—зима

φ° с. ш.	z км									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
80	12	25	35	49	35	15	-24	-57	-63	-49
60	13	11	25	32	22	6	-22	-44	-51	-32
50	13	0	12	20	14	0	-10	-23	-28	-14
30	8	2	4	5	0	4	5	0	0	4

Изменение температуры от лета к зиме на различных высотах и широтах иллюстрирует табл. 12.2. Согласно данным этой таблицы, температура воздуха в слое 10—60 км летом значительно выше, чем зимой; в слое 60—70 км в высоких и средних широтах эта разность меняет знак, в слое 70—100 км температура летом на несколько десятков градусов ниже, чем зимой.

3 Влияние материков и океанов на распределение температуры в атмосфере

Чисто зональные поля метеорологических величин, поскольку они зависят только от широты и высоты, следует рассматривать как сильную идеализацию реальных полей. Такое состояние атмосферы, вероятно, было бы возможным над однородной земной поверхностью. Поскольку фактически земная поверхность очень неоднородна, наблюдаются большие отклонения метеорологических величин от их зональных значений. Наиболее сильное влияние на поле температуры как по масштабам охватываемой территории, так и по степени нарушений зональности оказывают материки и океаны, термические свойства которых существенно различны.

Установлено, что материки и океаны оказывают большое влияние не только на поле температуры вблизи земной поверхности, но и на поле температуры всей тропосферы, стратосферы и, возможно, более высоких слоев.

По данным наблюдений за 14 лет (1950—1963 гг.) И. В. Ханевская определила средние значения температуры для различных широт на уровне моря и на главных изобарических поверхностях отдельно для материков и океанических районов северного полушария. Согласно этим данным, температура воздуха на всех широтах и высотах (до уровня 300 гПа включительно) над океанами зимой выше, а летом ниже, чем над материками. Зимой наибольшие разности температур вблизи уровня моря наблюдаются в полярных (разность около 20 °С) и умеренных (разность 7—8 °С) широтах. Далее к югу они быстро уменьшаются и южнее 30° с. ш. становятся незначительными (на 20° с. ш. только 2 °С). Однако в высоких широтах разности температур быстро уменьшаются с высотой и на уровне 500 гПа составляют только 2—4 °С. В умеренных же широтах в пределах всей тропосферы сохраняются значительные разности температур: 5—8 °С в нижней и средней тропосфере и 3—4 °С в верхней. Летом наиболее сильное тепловое воздействие материков оказывают в зоне 30—40° с. ш., где разности температур сохраняются достаточно большими вплоть до уровня 200 гПа (в среднем 6—8 °С).

Летом нарушения зонального распределения температуры в стратосфере менее значительны, чем зимой: отклонения средней за июль температуры от зональных значений на поверхностях 50 и 30 гПа не превышают $\pm 2,5^\circ\text{C}$ в пределах всего северного полушария. В это время на юге Азии располагается обширная область отрицательных отклонений, а над океанами (в тех же широтах) — области положительных отклонений.

4 Периодические изменения температуры воздуха в тропосфере и стратосфере

Годовые колебания температуры воздуха. На всех уровнях тропосферы и стратосферы наблюдаются годовые колебания температуры воздуха со значительной амплитудой. Наиболее высокие значения зональной температуры наблюдаются в северном полушарии в июле, наиболее низкие — в январе—феврале. Исключение составляет экваториальная область, где максимумы температуры отмечаются в апреле и октябре, а минимумы — в феврале и августе.

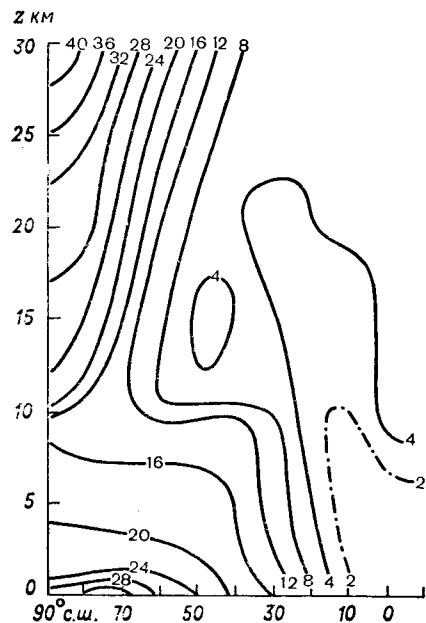


Рис. 12.9. Годовые амплитуды ($^\circ\text{C}$) средней зональной температуры.

Годовой ход температуры в стратосфере существенно отличается от тропосферного. В тропосфере и нижней стратосфере экстремумы температуры наступают на более высоких уровнях несколько позже, чем на более низких. Поскольку время запазды-

вания больше месяца, максимальная температура наблюдается, по средним данным, на всех уровнях — от поверхности земли до 100 гПа — в июле, а минимальная — в январе. Однако уже на уровне 50 гПа и особенно 30 и 10 гПа максимум температуры практически на всех широтах отмечается в июне, а минимум — в декабре. Сезонная перестройка поля температуры в стратосфере от зимы к лету происходит значительно быстрее (за 1—2 месяца), чем в тропосфере, в основном вследствие резких изменений температуры над Полярным бассейном.

Наибольшие амплитуды годовых колебаний зональной температуры, как это видно из рис. 12.9, наблюдаются в умеренных и высоких широтах: здесь они составляют $21\text{--}32^\circ\text{C}$ в нижней и $12\text{--}14^\circ\text{C}$ в верхней тропосфере. К югу от 50° с. ш. амплитуда годового хода быстро убывает (примерно до 2°C к 10° с. ш. на всех высотах тропосферы). В тропосфере горизонтальные градиенты температуры в течение года изменяются преимущественно в зоне $10\text{--}50^\circ$ с. ш. (табл. 12.3), а к северу от этой зоны градиенты зимой и летом примерно одинаковые.

Таблица 12.3. Горизонтальные градиенты (Γ) зональной температуры в тропосфере

Уровень, гПа	φ° с. ш.	Γ $^\circ\text{C}/100$ км	
		зима	лето
850	90—50	0,31	0,30
	50—30	0,72	0,36
	30—10	0,50	0,05
500	90—50	0,29	0,25
	50—30	0,63	0,27
	30—10	0,40	0,05

В отличие от тропосферы, горизонтальный градиент температуры в стратосфере наиболее сильно изменяется в течение года к северу от $40\text{--}50^\circ$ с. ш. Здесь меняется не только значение, но и направление горизонтального градиента температуры: зимой он направлен от умеренных широт к полюсу, летом — наоборот. Амплитуда годового хода температуры в полярной области велика (рис. 12.9): $12\text{--}28^\circ\text{C}$ в нижней и $22\text{--}42^\circ\text{C}$ в средней стратосфере. В стратосфере умеренных и субтропических широт амплитуды годовых колебаний малы ($3,5\text{--}6^\circ\text{C}$).

Сравним амплитуды годового хода температуры в северном и южном полушариях. В табл. 12.4 приведены сведения о разности средних температур летом и зимой на различных уровнях тропосферы. Наибольшие разности, как и амплитуды годовых колебаний, наблюдаются в высоких и умеренных широтах, наименьшие — в низких.

Данные табл. 12.4 свидетельствуют о большом влиянии на термический режим атмосферы другого важнейшего фактора. Это теплофизические свойства деятельного слоя земной поверхности. В северном полушарии материка занимают примерно в 2 раза большую площадь, чем в южном: соответственно 39,3 и 19,1% всей поверхности полушария. Вследствие того что годовые колебания температуры на материках проникают на небольшую глубину (в среднем на 20—30 м), материка сильно нагреваются летом и охлаждаются зимой. В океанах под влиянием турбулентного перемешивания годовые колебания распространяются до

Таблица 12.4. Разность средних температур воздуха (°C) летом и зимой в северном и южном полушариях (по Х. П. Погосяну)

Уровень, гПа	φ°									
	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
Северное полушарие										
1000	26,0	21,0	23,0	23,0	16,0	26,0	25,0	16,0	8,0	-1,0
850	21,0	17,0	16,0	19,0	15,0	21,0	22,0	16,0	9,0	2,0
700	16,0	18,0	17,0	16,0	14,0	20,0	20,0	15,0	9,0	2,0
500	18,0	16,0	19,0	15,0	15,0	18,0	16,0	7,0	1,0	8,0
300	15,0	15,0	16,0	12,0	10,0	4,0	12,0	4,0	2,0	4,0
Южное полушарие										
1000	—	—	15,6	4,8	4,0	4,6	4,8	4,3	1,9	-1,0
850	—	—	14,0	7,0	6,0	7,0	3,0	0,0	-1,0	2,0
700	—	25,0	11,0	8,0	7,0	5,0	7,0	0,0	-1,0	2,0
500	11,0	8,0	13,0	10,0	8,0	8,0	5,0	1,0	2,0	8,0
300	11,0	12,0	16,0	10,0	7,0	6,0	4,0	5,0	4,0	4,0

глубины 200—300 м. Следует также иметь в виду, что и солнечная радиация проникает в воду до значительных глубин, тогда как на суше она поглощается в тонком поверхностном слое. По данным измерений на оз. Севан получены следующие отношения потока суммарной радиации на различных глубинах к потоку суммарной радиации на поверхности озера в мае (Q_V), июле (Q_{VII}) и сентябре (Q_{IX}):

Глубина, м	0,5	1	2	3	5	8	10	15	20
Q_V	0,49	0,38	0,27	0,22	0,12	0,06	0,04	0,01	0,00
Q_{VII}	0,48	0,43	0,34	0,28	0,19	0,12	0,09	0,05	0,03
Q_{IX}	0,41	0,36	0,27	0,23	0,15	0,10	0,07	0,04	0,01

Таким образом, солнечная радиация поглощается слоем воды толщиной около 10 м. Масса и теплосодержание столба воды такой толщины сравнимы с массой и теплосодержанием вертикального столба, включающего всю тропосферу и стратосферу. Благодаря этим особенностям теплообмена амплитуда годовых (равно как и суточных) колебаний температуры поверхностного слоя в океанах значительно меньше, чем на суше. Такое соотношение справедливо и для амплитуд годового хода температуры воздуха над материками и океанами в пределах всей тропосферы. Согласно данным табл. 12.4, разность температур летом и зимой в северном полушарии практически на всех широтах больше, чем на соответствующей широте в южном полушарии. Особенно ве-

лико это различие в широтной зоне 35—65°, где разность температур в северном полушарии в 3—5 раз больше, чем в южном на соответствующей широте (в этой зоне суша занимает на разных широтах 42—72 % в северном полушарии и 0—9 % в южном).

В стратосфере, как следует из табл. 12.5, годовые колебания температуры обусловлены в первую очередь непосредственным поглощением солнечной радиации в самой атмосфере. При этом, по-видимому, существенную роль играет отмеченное в главе 5 различие в радиационном режиме полушарий: за счет изменения расстояния между Землей и Солнцем поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы в январе примерно на 7 % больше, чем в июле. Благодаря этому температура января на всех широтах того и другого полушария должна быть несколько выше, а июля — ниже, чем при отсутствии этого астрономического эффекта. Амплитуда годового хода в северном полушарии — это разность средних за июль (или август) и январь (или февраль) температур, а в южном, наоборот, это разность средних за январь (или февраль) и июль (или август) температур. При существенном влиянии астрономического эффекта амплитуда годовых колебаний температуры в северном полушарии должна быть меньше, чем в южном. Данные табл. 12.5 подтверждают эту закономерность: в стратосфере (уровень 50 гПа) амплитуда годовых колебаний в умеренных и высоких широтах в южном полушарии больше, чем в северном.

Таблица 12.5. Амплитуда (°C) годовых колебаний средней зональной температуры

Уровень, гПа	φ° с. ш.					φ° ю. ш.				
	90	70	50	30	10	90	70	50	30	10
500	21,0	19,4	17,5	9,4	0,9	10,5	8,9	8,8	7,0	1,7
50	31,0	22,3	6,1	3,4	5,6	55,1	40,4	10,6	3,6	4,6

В тропосфере, в частности на уровне 500 гПа, этот астрономический эффект подавляется влиянием более мощного геофизического фактора — различием теплофизических свойств материков и океанов. Правда, уже на этом уровне в экваториальной области (широта 10°), где материки и океаны занимают в обоих полушариях примерно одинаковую площадь, амплитуда годовых колебаний в южном полушарии почти в 2 раза больше, чем в северном (1,7°C против 0,9°C). По данным табл. 12.4, на уровне 1000 гПа лето (июль) на экваторе на 1 °C холоднее зимы (январь) и разность температур (лето—зима) на уровнях 500 и 300 гПа на широте 10° в южном полушарии в 2 раза больше, чем в северном.

Поскольку зональные температуры для экваториальной обла-

сти определены не вполне надежно (редкая сеть станций, поле температуры размытое), З. М. Маховер вычислил средние за январь (T_I) и июль (T_{VII}) температуры по отдельным станциям (использованы наблюдения за 1951—1960 гг.). Оказалось, что на станциях, расположенных вблизи экватора (до 12° с. ш.), средняя температура тропосферы северного полушария (от 850 до 150 гПа) в январе на $0,6$ — $1,6^\circ\text{C}$ выше, чем в июле. Так, в Банги ($4,4^\circ$ с. ш., $18,6^\circ$ в. д.) на уровне 850 гПа $T_I = 19,6^\circ\text{C}$, $T_{VII} = 17,7^\circ\text{C}$; в среднем для тропосферы $T_I = -20,7^\circ\text{C}$, $T_{VII} = -21,5^\circ\text{C}$. На станциях, лежащих севернее 20° с. ш., температура тропосферы в январе, совершенно естественно, ниже, чем в июле. В зоне 12 — 20° с. ш. на океанских станциях T_I также выше T_{VII} , на материковых, наоборот, T_I ниже T_{VII} . Все эти факты говорят в пользу существенного влияния астрономического эффекта даже на температуру тропосферы. Однако в целом температура тропосферы регулируется геофизическими (земными) факторами: амплитуды годовых колебаний практически на всех широтах и всех тропосферных уровнях в северном полушарии больше, чем в южном. Согласно данным табл. 12.4, не составляет исключения и широта 10° , где на уровнях 1000, 850 и 700 гПа амплитуда в северном полушарии значительно больше, чем в южном. И только в стратосфере, где земная поверхность влияет меньше, влияние астрономического эффекта проявляется наиболее отчетливо.

Годовые колебания зональных температур в тропосфере и стратосфере тесно связаны с притоком солнечной радиации к земной поверхности. В табл. 12.6 приведены коэффициенты корреляции между средней месячной температурой на данной широте и притоком суммарной солнечной радиации к земной поверхности (также осредненным за месяц). Согласно этим данным, коэффициенты корреляции в тропосфере изменяются от 0,61 до 0,97 (с тенденцией увеличения при переходе от высоких широт

Таблица 12.6. Коэффициенты корреляции между притоком суммарной радиации и средней месячной зональной температурой (по многолетним данным)

φ° с. ш.	Уровень, гПа							
	850	700	500	300	200	100	50	30
80	0,72	0,69	0,82	0,88	0,92	0,87	0,87	0,92
70	0,85	0,96	0,61	0,92	0,95	0,89	0,96	0,88
60	0,74	0,86	0,82	0,75	0,97	0,98	0,98	0,98
50	0,83	0,81	0,78	0,74	0,98	0,69	0,99	1,00
40	0,80	0,76	0,97	0,88	0,71	-0,07	0,89	0,85
30	0,82	0,75	0,71	0,72	0,63	0,24	0,84	0,80
20	0,90	0,80	0,67	0,69	0,89	0,73	0,76	0,55

к низким). В нижней стратосфере (начиная с 200 гПа на широтах 60 — 80° и 50 гПа на широтах 30 — 50°) коэффициенты корреляции особенно велики: они колеблются в пределах $0,80$ — $1,00$. Только вблизи уровня 100 гПа в широтной зоне 30 — 40° связь между температурой и суммарной радиацией низкая (коэффициенты корреляции $-0,07$ и $0,24$). Это объясняется, по-видимому, тем, что именно здесь наблюдается двойная тропопауза и сложный характер горизонтального и вертикального распределения температуры.

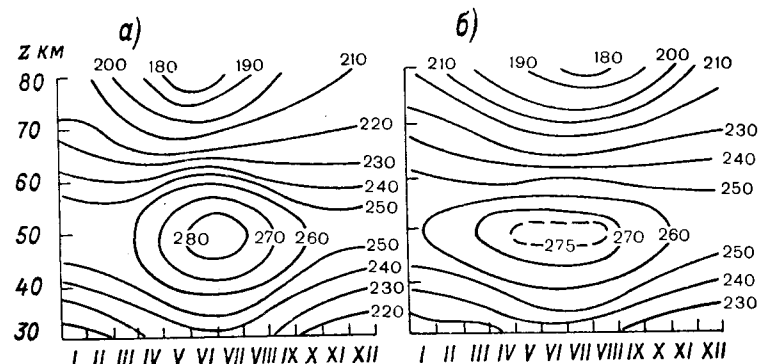


Рис. 12.10. Вертикально-временной разрез температуры (K) в слое 30—80 км.

а) 80° с. ш., б) 50° с. ш.

Тесная связь между температурой и притоком солнечной радиации обусловлена не прямым влиянием радиации (поглощением ее), а другими механизмами передачи энергии (в частности, турбулентным обменом), которые зависят от притока солнечной радиации.

Материалы ракетного зондирования атмосферы на 16 материковых и островных станциях в период с 1961 по 1968 г. использованы для построения меридиональных разрезов полей средних месячных температур для высот 30—80 км. Анализ разрезов позволяет проследить процесс перестройки поля температуры от месяца к месяцу. Область тепла вблизи стратопаузы постепенно распространяется из низких широт в умеренные и высокие с февраля по май. В мае в области стратопаузы происходит смена направления горизонтального градиента температуры и завершается формирование очага тепла (275K) в приполюсном районе. В этот же период в мезосфере высоких широт наблюдается обратный процесс — формирование области холода с температурами 180 — 190K . От января к июлю вертикальный градиент температуры в слое 50—80 км увеличивается от 1,1 до $3,6\text{K/км}$.

Представление о годовом ходе температуры на разных высотах позволяют составить графики термизооплет (рис. 12.10). Отчет-

ливо видно образование области тепла вблизи стратопазузы летом и исчезновение ее зимой. В высоких широтах область тепла более обширна (очерчивается изотермой 260 К на высотах от 37 до 60 км) и сохраняется с апреля до середины октября. В умеренных широтах область тепла несколько меньше по толщине (очерчивается изотермой 260 К на высотах от 38 до 56 км), но существует она почти весь год. В мезосфере в летнюю половину года формируется область холода, расположенная над стратосферной областью тепла.

В табл. 12.7 приведены сведения об амплитудах годового хода температуры в слое 30—80 км. Наибольшие амплитуды на всех широтах наблюдаются в верхней мезосфере, наименьшие — в слое 55—65 км.

Таблица 12.7. Амплитуда (К) годового хода температуры в верхней стратосфере и мезосфере

φ° с. ш.	z, км										
	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80
80	32	31	34	34	31	28	23	14	20	34	43
60	34	34	34	29	20	15	11	21	34	49	55
50	20	22	24	23	19	12	9	18	27	38	45
30	13	12	9	8	7	7	7	10	10	11	15

Суточные колебания температуры воздуха. Наиболее значительные суточные колебания температуры наблюдаются в пограничном слое атмосферы (этот вопрос детально обсуждался в главе 10). Однако, как показали измерения, выполненные с помощью радиозондов и ракет, периодические изменения температуры имеют место и в свободной атмосфере. По наблюдениям в Ленинграде, амплитуда суточного хода температуры воздуха (2А), достигнув минимума на высоте около 1 км, выше вновь возрастает и в верхней тропосфере (7—10 км) составляет 4—5°C. Такие большие амплитуды с учетом полученных в последние годы данных о погрешностях радиозондов, обусловленных нагреванием прибора солнечной радиацией, следует признать завышенными.

В табл. 12.8 приведено изменение температуры только за ночные часы, чтобы исключить влияние радиационной погрешности радиозонда (использованы данные учащенного 2-часового зондирования в Подпольске). Поскольку на такие (а возможно, и несколько большие) значения температура понижается от полудня до захода солнца, то амплитуда суточного хода примерно в 2 раза больше приведенных в табл. 12.8 изменений температуры за ночь, т. е. амплитуда в свободной атмосфере (выше 2 км) составляет примерно 1—3°C.

Таблица 12.8. Изменение температуры (°C) за ночь

z км	Период наблюдений		
	10—20/V 1955 г.	20/V — 3/VI 1960 г.	25/I — 8/II 1956 г.
0,19	-5,2	-6,4	-6,0
0—1	-1,4	-0,7	-0,1
2—4	-1,3	-1,2	-0,9
5—7	-1,3	-1,5	-1,3
8—10	-1,6	-1,4	-1,2
11—13	-0,9	-2,0	+0,2
14—16	-0,8	-2,1	+0,6
17—19	-0,4	-1,8	-0,6
20—22	+0,1	-2,0	—
2—10	-1,4	-1,4	-1,2
11—19	-0,6	-2,0	-0,3

По данным 16 ракетных зондирований атмосферы, проведенных с 16 июня по 2 июля 1965 г. на полигоне Уайт-Сэнт (32° с. ш.), получены следующие значения амплитуды (2А) и времени (t_m) наступления максимума температуры в ее суточном ходе:

z км	40	44	48	52	56	60
2А °C	1,4	3,6	5,5	8,4	7,4	9,8
t_m ч	14,4	17,3	15,3	13,6	12,3	12,1

Выполненные Л. А. Бирюковой и В. Г. Кастровым количественные оценки показали, что одним поглощением радиации озоном и водяным паром нельзя объяснить наблюдаемый суточный ход температуры (амплитуда, обусловленная этим фактором, составляет 0,3°C на высоте 3—5 км, 0,2°C на 10—15 км, 0,8°C на 25 км, 1,6°C на 30 км и 2,2°C на 35 км). По расчетам Ф. Джонсона, амплитуда суточного хода под влиянием поглощения солнечной радиации составляет: меньше 1°C до высоты 30 км, 4,4°C на высоте 42 км, 5,3°C на высоте 48 км и 0,97°C на 70 км.

5 Непериодические изменения температуры в различных слоях атмосферы

Повседневные наблюдения показывают, что наряду с рассмотренными в предыдущих параграфах сезонными (годовыми) и суточными колебаниями температуры воздуха во всех слоях атмосферы наблюдаются ее непериодические изменения. За сравнительно небольшие промежутки времени (от нескольких часов до

нескольких суток) температура значительно изменяется на разных уровнях.

Межсуточная изменчивость температуры $|\Delta T|$ представляет собой абсолютную величину разности между температурой в некоторый момент текущих суток и температурой в тот же момент (срок) предыдущих суток. Она характеризует неперiodические изменения температуры, поскольку суточный ход при этом исключен. Конкретные значения $|\Delta T|$ колеблются в широких пределах: от десятых долей до $10\text{--}15^\circ\text{C}$ в тропосфере и до $20\text{--}30^\circ\text{C}$ в стратосфере и мезосфере. Многолетние средние значения $|\Delta T|$ в тропосфере не превышают $3\text{--}5^\circ\text{C}$, при этом зимой $|\Delta T|$ больше, чем летом. Так, по данным наблюдений на территории СССР (выборка включает около 600 случаев) получены следующие средние значения $|\Delta T|$ и межсуточной изменчивости точки росы $|\Delta \tau|$:

Уровень, гПа . . .	Земля	850	700	500
$ \overline{\Delta T} $ °C/сут . . .	3,1	3,1	3,3	3,3
$ \overline{\Delta \tau} $ °C/сут . . .	3,2	4,5	5,7	5,7

При этом у земли $|\Delta T|$ не превышает $1,5^\circ\text{C}$ в 38 % случаев, $2,5^\circ\text{C}$ в 54 %, $4,5^\circ\text{C}$ в 75 %, $7,5^\circ\text{C}$ в 90 % и $10,5^\circ\text{C}$ в 97 %.

Из анализа уравнения притока тепла, полученного в главе 9, следует, что изменение температуры в фиксированной точке пространства происходит под влиянием трех факторов: 1) адвекции, т. е. горизонтального переноса; 2) вертикальных движений; 3) притока тепла. Опытные данные и результаты расчетов указывают на то, что все три фактора играют существенную роль в изменении температуры в атмосфере. Так, Е. М. Орлова и автор показали, что наряду с адвекцией на неперiodические изменения температуры большое влияние оказывают вертикальные движения. Нередко (примерно в $1/3$ случаев) вертикальные движения определяют знак локальных изменений температуры; при адвекции тепла возможно локальное похолодание, а при адвекции холода — потепление.

В табл. 12.9 приведены средние значения фактического ($\Delta T_{\text{ф}}$) и адвективного ($\Delta T_{\text{а}}$) изменения температуры за 12 ч на разных уровнях и повторяемость различных сочетаний $\Delta T_{\text{ф}}$ и $\Delta T_{\text{а}}$. Из этой таблицы следует, что знаки фактического и адвективного изменения температуры противоположны на уровне 900 гПа в 28 % случаев, на уровнях 700 и 500 гПа в 34 % случаев. При этом знак фактического изменения температуры обуславливается вертикальными движениями или притоком тепла.

Анализ материалов зондирования атмосферы показал, что температура воздуха в стратосфере может изменяться во времени так же резко, как и в тропосфере (до $10\text{--}20^\circ\text{C}$ за сутки). Например, в период с 23 января по 1 февраля 1958 г.в Арктике на

Таблица 12.9. Повторяемость и средние арифметические значения $\Delta T_{\text{ф}}$ и $\Delta T_{\text{а}}$ за период 1—5 марта 1949 г. (ч. сл.— число случаев)

Группы		Уровень, гПа					
		900		700		500	
		Повторяемость					
$\Delta T_{\text{а}}$	$\Delta T_{\text{ф}}$	ч. сл.	%	ч. сл.	%	ч. сл.	%
>0	>0	32	48	33	47	29	43
≥ 0	≥ 0	16	24	13	19	16	23
<0	<0	12	18	7	10	6	9
≤ 0	≤ 0	7	10	17	24	17	25

Группы		Уровень, гПа					
		900		700		500	
		Средние арифметические значения, °C					
$\Delta T_{\text{а}}$	$\Delta T_{\text{ф}}$	$\Delta T_{\text{а}}$	$\Delta T_{\text{ф}}$	$\Delta T_{\text{а}}$	$\Delta T_{\text{ф}}$	$\Delta T_{\text{а}}$	$\Delta T_{\text{ф}}$
>0	>0	2,5	2,8	2,0	2,4	2,3	3,2
≥ 0	≥ 0	-2,9	-3,8	-2,1	-3,5	-2,6	-2,9
<0	<0	2,3	-2,1	0,6	-1,9	2,0	-2,5
≤ 0	≤ 0	-2,1	1,6	-2,8	2,4	-3,3	1,5

высоте 15—30 км произошло повышение температуры на $15\text{--}35^\circ\text{C}$ (на уровне 100 гПа на 15°C , на 30 гПа на 35°C). Такое же резкое повышение температуры в Арктике произошло в период с 3 по 7 февраля 1957 г. На высоте 20 км температура повысилась от -70 до -28°C ; 6 февраля на высоте 26,5 км был отмечен абсолютный для зимы максимум температуры в Центральной Арктике ($-22,4^\circ\text{C}$).

Большой интерес представляют данные, характеризующие изменение (эволюцию) поля температуры в развивающихся циклонах и антициклонах. Прежде всего температура воздуха в антициклонах на одном и том же уровне в тропосфере выше, а в стратосфере ниже, чем в циклонах. По мере развития (углубления) циклон становится все более холодным в тропосфере и более теплым в нижней стратосфере. В табл. 12.10 приведены сведения о температуре, которая наблюдалась в циклоне, перемещавшемся

Таблица 12.10. Температура (°C) в разных частях циклона на разных уровнях (по А. А. Павловской)

Уровень, гПа	Часть циклона	Стадия развития		
		I	II	III
500	Передняя	-17... -21	-22... -24	-30... -32
	Тыловая	-22... -28	-36... -37	-36... -38
200	Передняя	-56... -61	-58... -60	-50... -54
	Тыловая	-48... -55	-44... -45	-46... -48
30	Передняя	-50... -52	-60... -62	-62... -64
	Тыловая	-56... -60	-54... -55	-60... -61

из района Уральска сначала на север, а затем на запад 21—24 февраля 1962 г.

Передняя (по направлению движения) часть циклона в тропосфере более теплая, а в нижней стратосфере (200 гПа) более холодная, чем тыловая. По мере развития циклона температура на уровне 500 гПа понижается как в передней, так и в тыловой его части; на уровне 200 гПа наблюдается, хотя и менее значительный, рост температуры. В процессе эволюции циклона поле температуры изменяется и на верхних уровнях (в приведенном примере 30 гПа), при этом выявляется тенденция к понижению температуры по мере развития циклона.

Приведем данные о связи неперіодических изменений температуры на различных уровнях. Для установления таких связей можно использовать отклонения температуры T' от ее среднего значения \bar{T} на фиксированном уровне (или изобарической поверхности).

Количественной мерой связи между отклонениями температуры T'_i и T'_j на изобарических поверхностях p_i и p_j служит коэффициент корреляции

$$r_{ij} = \overline{T'_i T'_j} / \sigma_i \sigma_j.$$

Здесь $\sigma_i^2 = \overline{(T'_i)^2}$ и $\sigma_j^2 = \overline{(T'_j)^2}$ — дисперсия температуры на поверхностях p_i и p_j ; черта означает осреднение по многим случаям (реализациям).

Из табл. 12.11 следует, что между отклонениями температуры на тропосферных уровнях наблюдается положительная связь (коэффициенты корреляции больше нуля). Положительная же связь наблюдается между T' на стратосферных уровнях. Однако коэффициент корреляции между отклонениями температуры в тропосфере и стратосфере отрицателен, при этом он растет по модулю с удалением изобарической поверхности от тропопаузы. Физически это означает, что при повышении (понижении) температуры

Таблица 12.11. Коэффициенты корреляции r_{ij} между отклонениями температуры от средних значений на различных изобарических поверхностях. Северная Америка, 1957 и 1958 гг.

p_i гПа	p_j гПа							
	1000	850	700	500	400	300	200	100
1000	1,00	0,67	0,36	0,47	0,45	0,34	-0,27	-0,14
850	0,67	1,00	0,47	0,68	0,57	0,29	-0,45	-0,45
700	0,56	0,74	1,00	0,48	0,43	0,28	-0,31	-0,29
500	0,51	0,55	0,72	1,00	0,94	0,53	-0,55	-0,70
400	0,49	0,53	0,68	0,99	1,00	0,67	-0,55	-0,70
300	0,41	0,43	0,54	0,75	0,86	1,00	-0,02	-0,46
200	-0,21	-0,11	-0,14	-0,23	-0,23	-0,08	1,00	0,51
100	-0,36	-0,49	-0,64	-0,66	-0,68	-0,65	0,26	1,00

Примечание. Справа от диагонали, вдоль которой $r_{ij}=1,00$, представлены коэффициенты корреляции для зимы, слева от диагонали — коэффициенты для лета.

на одном уровне в большинстве случаев происходит повышение (понижение) температуры на другом, если оба уровня находятся в тропосфере или стратосфере. Если же один из уровней находится в тропосфере, а другой — в стратосфере, то знаки отклонений температуры в большинстве случаев на этих уровнях противоположны.

Как правило, более тесная связь наблюдается между отклонениями температуры на соседних изобарических поверхностях. Однако эта закономерность резко нарушается для уровней 300 и 200 гПа, между которыми чаще всего находится тропопауза. Коэффициенты корреляции между T' на уровнях 300 и 200 гПа зимой и летом близки к нулю.

6 Стратосферные потепления

Приведенные в п. 5 примеры резких изменений температуры относятся к случаям так называемых *зимних стратосферных потеплений в Арктике*, открытых в 1952 г. Р. Шерхагом. За прошедшие с тех пор годы детально изучены многие стороны этого интересного явления. Согласно данным за 1958—1967 гг., наибольшая повторяемость (18 случаев из 23) потеплений в стратосфере приходится на январь—март (в среднем по шести случаев в каждом месяце). В ноябре и декабре повторяемость потеплений в 2 раза меньше. Продолжительность большинства потеплений 7—12 сут (15 случаев из 23). В среднем повышение температуры в процессе потеплений составляет 26°C, при этом наблю-

дается практически линейная зависимость между продолжительностью потепления Δt и повышением температуры ΔT :

Δt сут	3—4	5—6	7—8	9—10	11—12	12
ΔT °С	14	18	24	26	29	36

Стратосферные потепления сопровождаются также сильной перестройкой барического поля — расчленением полярного циклона на два самостоятельных циклонических вихря либо смещением одного из антициклонов (центры которых находились над севером Атлантического или Тихого океана) в полярный район при одновременном перемещении полярного циклона в более южные районы.

Выделены два типа зимних стратосферных потепления — европейский и американский. Первый из них характеризуется формированием области тепла над Восточной или Центральной Европой с последующим смещением ее на запад, второй — формированием области тепла над востоком США или Канады и смещением ее на восток. На протяжении восьми зим (1957—1964 гг.) происходило более или менее строгое чередование обоих типов.

Существует несколько гипотез о причинах стратосферных потеплений. Наибольшим признанием пользуются две гипотезы. Одна из них объясняет потепления влиянием динамических факторов — нисходящих движений воздуха, сопровождающихся при устойчивой стратификации нагреванием последнего, — и в известной мере адвективным притоком тепла из умеренных широт. Вторая гипотеза объясняет потепления влиянием солнечной активности. В работах Х. П. Погосяна и его сотрудников (сторонников первого направления) показана тесная связь стратосферных потеплений с процессами в тропосфере. При этом большую роль играет масштаб тропосферных возмущений. Такие возмущения, как отдельные циклоны и антициклоны, распространяются лишь на самую нижнюю часть стратосферы (в виде ложбин и гребней). В то же время более крупные меридиональные преобразования полей температуры и давления в тропосфере охватывают, как правило, и всю стратосферу. Именно при таких крупномасштабных преобразованиях наблюдаются резкие повышения температуры в одних районах стратосферы Арктики и столь же резкие понижения в других.

Отметим одну особенность распределения температуры по горизонтали. Выше указывалось, что в тропосфере антициклоны и гребни теплее циклонов и ложбин. Согласно данным табл. 12.12, разность температур в гребнях и ложбинах (ΔT) в средней тропосфере (500 гПа) зимой составляет 10—12 и 8—10°С соответственно в высоких и умеренных широтах; летом на широте 50—70° эта разность уменьшается до 5—6°С. Однако на поверхности 200 гПа, расположенной в самой нижней части стратосферы, разность ΔT имеет противоположный знак; здесь гребни холоднее

ложбин (зимой на 8—10°С, летом на 6—8°С). На более высоких стратосферных уровнях (100, 50 и 30 гПа) разность температур ΔT , оставаясь отрицательной, резко уменьшается по абсолютной величине (до 1—3°С). По этой причине амплитуда волн давления с высотой затухает, ослабевают меридиональные движения и в стратосфере зимой формируется область низкого давления (циклон), а летом — область высокого давления (антициклон) с центрами вблизи полюса. Однако зональный перенос (западный зимой и восточный летом) нередко нарушается, особенно зимой, мощными меридиональными потоками, с которыми и связаны стратосферные потепления. Стратосферные ложбины наиболее часто формируются зимой над охлажденными материками, а гребни — над океанами.

Таблица 12.12. Разность температур (°С) в гребнях и ложбинах на различных изобарических поверхностях в тропосфере и стратосфере. Северное полушарие

Сезон	Ф° с. ш.	Уровень, гПа					
		500	300	200	100	50	30
Зима	70	13	3	—8	—1	0	+1
	60	11	4	—10	—1	—1	+1
	50	9	4	—10	—3	—2	—2
	40	8	3	—8	—3	—2	—3
Лето	70	5	4	—6	—1	—1	—1
	60	6	4	—10	—3	—1	—1
	50	5	4	—9	—3	—1	—1
	40	2	0	—2	—3	—1	0

Все эти данные указывают на большую роль динамических процессов, протекающих в тропосфере и стратосфере, в возникновении зимних стратосферных потеплений.

Вторая гипотеза, как указывалось выше, связывает стратосферные потепления с солнечной активностью. Однозначной (или хотя бы достаточно устойчивой) связи между показателями солнечной активности (числа Вольфа, хромосферные вспышки, изменение числа и площади солнечных пятен, радиоизлучение Солнца и др.) и стратосферными потеплениями к настоящему времени не установлено. Так, В. Миронович по данным наблюдений за 11 стратосферными потеплениями нашел, что в период, предшествующий потеплению, магнитная активность Солнца заметно возрастает и через сутки после начала потепления достигает максимума. Однако на другом ряде наблюдений, который проанализировала Т. Х. Геохлянян, этот вывод подтвердить не удалось.

Исследована также связь стратосферных потеплений с приведенной толщиной слоя озона X . Четкой прямой зависимости повышения температуры от изменения X не обнаружено. Так, в Алерте (82° с. ш., 62° з. д.) с 16 по 27 января 1963 г. на уровне 10 гПа температура повысилась на 80°C (от -80 до 0°C) и в этом же пункте с 13 по 20 января приведенная толщина слоя озона увеличилась на 1,73 мм; однако с 24 по 26 января 1970 г. в Поволжье X увеличилось на 1,83 мм, а с 26 января по 3 февраля температура повысилась только на 40°C (от -65 до -25°C). Более определена связь стратосферных потеплений с междусуточной изменчивостью X . Если междусуточная изменчивость X превышает 1,5 мм, то температура на уровне 10 гПа повышается примерно на 10°C за сутки, и, наоборот, при междусуточной изменчивости X менее 0,7 мм заметное потепление на этом уровне не наблюдается.

Некоторые данные указывают на то, что потепления охватывают не только стратосферу, но и мезосферу. Так, в период проведения ракетного стратомезосферного эксперимента (октябрь 1970 г.—февраль 1971 г.) над о. Хейса уже в середине ноября в слое 70—80 км отмечались значительные колебания температуры (от 195 до 240 К) и высоты стратопазы при сильном южном ветре скоростью до 50—80 м/с. В первых числах декабря в верхней мезосфере сформировалась область тепла с температурами, превышающими средние значения на 50—60 К. Ветер в мезосфере сначала был южным, а затем стал юго-восточным. Ниже 60 км отмечались обычные западный и северо-западный потоки. Такая картина сохранялась до середины декабря. В третьей декаде этого месяца область тепла сформировалась в верхней стратосфере (температура повысилась здесь до 280—290 К). В начале января область тепла распространилась еще ниже. Самая высокая температура (293 К) наблюдалась 6 января на уровне 40 км. Ветер в этот день был южным, его скорость достигала 176 м/с. К 13 января область тепла опустилась до 30 км, а восточные ветры — до 20 км. Выше 54 км вновь появились западные ветры, и в мезосфере сформировалась область холода с температурами около 200 К. Ракетное зондирование в Волгограде показало, что процесс потепления охватил огромную территорию, включающую и умеренные широты, где также область тепла сформировалась сначала в мезосфере, а затем распространилась и на стратосферу.

Установлена также связь стратосферных потеплений с критической частотой f^0 ионосферной области F_2 . Оказалось, что через сутки после наступления максимума температуры наблюдается резкое понижение f^0 в случае так называемых *взрывных* (более мощных, но менее продолжительных) и плавное повышение f^0 в случае *размытых* (менее мощных, но более продолжительных) стратосферных потеплений.

7 Особенности термического режима Арктики и Антарктики

За последние десятилетия уникальные материалы по термическому режиму атмосферы в Арктике получены на советских дрейфующих станциях «Северный полюс» (СП) и в Антарктике — в периоды советских антарктических экспедиций, которые ежегодно проводятся с 1956 г. Анализ этих материалов, выполненный Е. К. Федоровым, О. Г. Кричаком, С. С. Гайгеровым, В. А. Бугаевым, Г. М. Таубером, А. Ф. Трешниковым, Н. П. Русиним и др., показал, что термические режимы Арктики и Антарктики существенно различаются.

В Центральной Арктике наблюдаются два максимума средней месячной высоты тропопаузы (H) — в июле (9,33 км) и декабре (9,23 км). Температура тропопаузы (T_H) достигает максимума ($-48,6^\circ\text{C}$) в июне и минимума ($-63,6^\circ\text{C}$) в декабре. Как и в других районах, в Арктике возможны значительные отклонения H и T_H от средних.

Аэрологические наблюдения в Центральной Арктике показали, что термический режим полярной стратосферы тесно связан с ее радиационным режимом. Летом температура растет с высотой. Но уже в начале сентября встречаются случаи падения температуры с высотой в нижней стратосфере, в конце сентября такое распределение становится преобладающим. В октябре и ноябре наблюдается падение температуры в стратосфере, но тропопауза остается еще инверсионной или изотермической. Понижение температуры в стратосфере прекращается в середине марта, как только после окончания полярной ночи стратосфера начинает освещаться Солнцем.

Выше отмечалось отличие термического режима южного полушария от северного. Еще более существенны различия термического режимов Центральной Арктики и Антарктики. Обе области покрыты льдом, площадь которого равна 8—11 млн. км² в Арктике и около 14 млн. км² в Антарктике. Однако Антарктида — ледяной материк, окруженный океанами, а Центральная Арктика — водный бассейн, окруженный материками. Летом в Центральной Арктике образуются разводья, снег и лед интенсивно тают. Вследствие этого существенно различно альbedo подстилающей поверхности. Летом в Антарктиде альbedo равно 0,80—0,85, тогда как в Арктике оно составляет для тающего снега 0,68, для тающего льда 0,50, для снежиц 0,39 и для воды 0,08. Среднее значение альbedo паковых льдов в Арктике достигает 0,8—0,9 весной и убывает до 0,6 летом.

Средние месячные зимние (минимальные) температуры в средней тропосфере в Антарктике несколько ниже, чем в Арктике. Но так как летние (максимальные) температуры под влиянием материков в Арктике значительно выше, чем в Антарктиде, то и

амплитуда годового хода в Антарктике примерно в 2 раза меньше, чем в Арктике.

В нижней тропосфере под влиянием излучения ледяной поверхности (напомним, что коэффициент поглощения льда в инфракрасной области близок к единице) в Арктике и Антарктиде образуются мощные инверсии температуры.

В период с ноября по апрель в Арктике во всех случаях подъемов радиозондов (в 1955—1958 гг. их было больше 3800) наблюдалась инверсия температуры. В 77—87 % случаев инверсия начиналась от поверхности льда (приземная инверсия), в остальных случаях — на некоторой высоте (приподнятая инверсия). В летние месяцы (июнь—август) повторяемость инверсий также высока — 88—95 %, причем в 58—70 % случаев наблюдались приподнятые инверсии (в том числе в 9—14 % случаев с нижней границей выше 2 км). Средняя за месяц толщина h приземных инверсий составляет в Арктике около 1,5 км в феврале—марте и около 0,9 км в июле—августе. Средний вертикальный градиент температуры в инверсии близок к $-1,6^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ в феврале и к $-0,6^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$ в июле.

На антарктической станции Восток средняя за месяц разность температур в инверсии достигает максимума (около 25°C) в июле—августе и минимума (около 5°C) в декабре—январе. Среднее за год значение h составляет 772 м.

На береговых станциях (Мирный, Пионерская) приземные инверсии температуры образуются преимущественно (более чем в 70 % случаев) под влиянием стоковых ветров, приносящих холодный воздух из внутренних районов Антарктиды.

Термический режим образующейся над Антарктидой сравнительно тонкой (толщиной 300—400 м) пленки воздуха практически не подвержен влиянию океана. Так как радиационный баланс зимой отрицателен, а приток тепла на материках из глубинных слоев земли ничтожно мал, то именно на материках наблюдаются наиболее низкие температуры (табл. 12.13).

Таблица 12.13. Средние и экстремальные температуры воздуха ($^{\circ}\text{C}$) в наиболее холодных районах Земли.

Станция	Годы наблюдений	Высота над уровнем моря, м	Средние температуры за период			Экстремальные температуры	
			теплый	холодный	год	макс.	мин.
Оймякон (Якутия)	1930—1972	670	14,5	-50,1	-16,5	31,0	-67,7
Айсмитте (Гренландия)	1930—1931	3030	-11,2	-47,2	-30,2	-2,8	-64,8
Восток (Антарктида)	1958—1972	3488	-32,8	-69,8	-55,5	-21,0	-88,3

Самая низкая приземная температура, которая когда-либо регистрировалась у земной поверхности, составляет $-89,2^{\circ}\text{C}$ (ст. Восток 21 июля 1983 г.). Отметим, что абсолютный минимум температуры (около -93°C) зафиксирован в стратосфере Антарктики.

Как показывает табл. 12.14, нижняя стратосфера Антарктики в зимнюю половину года значительно холоднее (разность температур достигает $15\text{—}25^{\circ}\text{C}$), а летом несколько теплее (разность температур не превышает -2°C) стратосферы Центральной Арктики. Амплитуда годового хода температуры в нижней стратосфере Центральной Антарктики составляет $41,3^{\circ}\text{C}$, а Центральной Арктики — только 24°C , т. е. в этом слое имеет место обратное (по сравнению со средней тропосферой) соотношение между амплитудами.

Таблица 12.14. Средние месячные температуры ($^{\circ}\text{C}$) нижней стратосферы (12—20 км)

Центральная Арктика		Центральная Антарктика		Разность	Центральная Арктика		Центральная Антарктика		Разность
месяц	температура	месяц	температура		месяц	температура	месяц	температура	
I	-65,0	VII	-80,5	15,5	VII	-41,0	I	-39,2	-1,8
II	-54,7	VIII	-79,5	24,8	VIII	-43,2	II	-41,1	-2,1
III	-54,3	IX	-78,2	23,9	IX	-47,4	III	-49,1	1,7
IV	-48,2	X	-65,7	17,5	X	-54,4	IV	-57,7	3,3
V	-43,7	XI	-46,6	2,9	XI	-60,9	V	-67,7	6,8
VI	-41,1	XII	-40,5	-0,6	XII	-68,3	VI	-74,2	5,9

Высота тропопаузы в Антарктике имеет хорошо выраженный годовой ход с максимумом в середине зимы. Летом и осенью тропопауза в Антарктике ниже, чем в Арктике, зимой — наоборот.

То положение, что малые количественно незначительные причины могут быть достаточными для значительных изменений погоды, создает уверенность, что небольшие, доступные человеку средства, могут быть достаточными для искусственного

воздействия на погоду; вполне возможно небольшими воздействиями создавать искусственный дождь, устранять опасность обледенения и противодействовать образованию града.

В. Н. Оболенский (1938 г.)

Раздел IV

Облака, туманы и осадки

Глава 13. Общие условия фазовых переходов воды в атмосфере

Физические свойства льда, воды и водяного пара. Зависимость скрытой теплоты фазового перехода и давления насыщения от температуры. Другие факторы, влияющие на давление насыщения. Ядра конденсации

Глава 14. Влажность воздуха

Уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере. Распределение характеристик влажности по высоте в приземном слое. Распределение влажности в тропосфере и стратосфере. Распределение и суточный ход характеристик влажности в пограничном слое атмосферы. Испарение. Круговорот воды на Земле

Глава 15. Переохлаждение и замерзание воды в атмосфере

Понятие о равновесном и метастабильном состоянии. Основы теории образования кристаллов льда в атмосфере. Особенности самопроизвольного (спонтанного) образования ледяных зародышей в переохлажденной воде. Естественная кристаллизация облаков и туманов

Глава 16. Туманы

Физические условия образования и классификация туманов. Физические характеристики туманов. Модели об-

разования и строения туманов. Роль смешения масс воздуха в образовании туманов

Глава 17. Облака

Конвективные вертикальные движения. Кучевообразные (конвективные) облака. Волновые движения атмосферы. Волнистообразные облака. Динамика формирования слоистообразных облаков. Влияние вертикальных токов, турбулентного обмена и радиации на профиль температуры. Статистические данные о слоистообразных и волнистообразных облаках. Основные результаты исследования облачных систем с помощью спутников. Глобальное поле облачности. Фазовое состояние облаков

Глава 18. Осадки

Классификация осадков. Процессы укрупнения облачных элементов и образования осадков. Скорость падения твердых и жидких частиц в атмосфере. Коэффициент соударения (захвата). Теория испарения и роста капель под влиянием конденсации. Распределение капель облаков и осадков по размерам. Рост капель облаков и осадков под влиянием гравитационной коагуляции. Роль твердой фазы в образовании осадков. Формирование града. Влияние других факторов на коагуляцию капель. Наземная конденсация и осадки. Активные воздействия на облака и туманы

Глава 13 Общие условия фазовых переходов воды в атмосфере

Водяной пар, в отличие от других газов, составляющих атмосферу, при наблюдаемых температурах воздуха может изменять свое агрегатное состояние, переходя в воду (жидкое состояние) или лед (твердое состояние). При этом капли воды и кристаллы льда могут находиться на близких расстояниях друг от друга, как это наблюдается в облаках, где происходят процессы таяния и испарения кристаллов льда, замерзания и испарения капель, конденсации и сублимации пара. В этих случаях пар, жидкая вода и лед представляют собой различные *фазы воды*, т. е. физически однородные части системы, способные переходить из одного состояния в другое, причем пар является газообразной, капли — жидкой и кристаллы льда — твердой фазой воды.

1 Физические свойства льда, воды и водяного пара

Важнейшая роль воды во многих природных процессах определяется рядом ее физических свойств, отличающихся от свойств других веществ. Кратко рассмотрим эти аномальные свойства воды.

1. Плотность почти всех веществ при понижении температуры и затвердевании увеличивается. Вода имеет наибольшую плотность, равную 1 г/см^3 , при температуре 4°C . При изменении температуры в ту и другую сторону от 4°C плотность воды уменьшается. При замерзании плотность воды уменьшается скачком — при 0°C плотность льда равна $0,91 \text{ г/см}^3$. Это свойство воды спасает водоемы от промерзания.

2. Теплоемкость веществ при их затвердевании меняется незначительно. Совершенно другим свойством обладает вода: удельная теплоемкость льда $c_{\text{л}} = 2114 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$ составляет примерно половину удельной теплоемкости воды.

3. Температуры замерзания и кипения воды значительно выше, чем у других родственных ей химических соединений; температуры замерзания и кипения родственных воде соединений понижаются с уменьшением их относительной молекулярной массы; переход к воде, имеющей меньшую относительную молекулярную массу

(по сравнению с другими веществами), сопровождается резким увеличением температур замерзания и кипения.

4. Удельная теплота плавления ($L_{пл}$) и удельная теплота парообразования (L) воды также аномально велики: $L_{пл} = 324$ кДж/кг, $L \approx 2500$ кДж/кг.

5. Вода обладает высокой растворяющей способностью и химической активностью.

6. Поверхностное натяжение воды выше, чем у других известных жидкостей ($72,8$ мДж/м² при 20°C).

Плотности льда и воды при изменении температуры изменяются столь незначительно, что практически их можно считать (при решении задач физики атмосферы) постоянными. Удельная теплоемкость воды c_v при изменении температуры изменяется так незначительно, что ее тоже можно считать постоянной величиной: $c_v = 4186,8$ Дж/(кг·К).

Удельные теплоемкости водяного пара можно считать не зависящими от температуры:

$$c_{vp} = 1386 \text{ Дж/(кг·К)}, \quad c_{rp} = 1846 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

2 Зависимость скрытой теплоты фазового перехода и давления насыщения от температуры

Если в некотором замкнутом объеме находится жидкая вода и водяной пар, то непрерывно происходит отрыв молекул от поверхности жидкости и возвращение молекул водяного пара в жидкость. Нетрудно поставить следующий опыт.

В безвоздушное пространство, которое образуется при переворачивании наполненной ртутью трубки, подается вода. В первое время вода полностью испаряется. Ртуть в трубке при этом опускается, что свидетельствует о росте давления водяного пара в закрытом конце трубки. Однако испарение и рост давления водяного пара в некоторый момент прекращаются. Начиная с этого момента давление водяного пара сохраняет постоянное значение, а между водой и водяным паром в пространстве над ртутью устанавливается подвижное равновесие: количество вылетающих из воды молекул равно количеству возвращающихся.

Наибольшее значение давления водяного пара, возможное при данной температуре, носит название *давления насыщенного водяного пара* или *давления насыщения*.

Пока состояние насыщения не достигнуто, происходит процесс *испарения воды*: количество вылетающих молекул больше количества возвращающихся. При этом давление водяного пара над жидкостью меньше давления насыщения: $e < E$. Если количество возвращающихся молекул больше количества вылетающих, то

имеет место процесс *конденсации* или *сублимации* (над льдом), при этом $e > E$.

Рассмотрим состояние равновесия (насыщения) между водой (льдом) и водяным паром. Будем считать, что все изменения (переходы) происходят сравнительно медленно (теоретически бесконечно медленно), вследствие чего термодинамическое равновесие не нарушается. Изменяя температуру, при которой производится опыт, нетрудно установить, что давление насыщения зависит от температуры. Поскольку уравнение Клаузиуса—Клапейрона, с помощью которого выражается эта зависимость, исключительно широко используется в современной физике атмосферы, кратко остановимся на его выводе.

Рассмотрим термодинамический процесс перехода из фазового состояния 1 в фазовое состояние 2. При этом могут быть следующие переходы:

$$\text{вода} \rightleftharpoons \text{водяной пар}, \quad \text{лед} \rightleftharpoons \text{водяной пар}, \quad \text{вода} \rightleftharpoons \text{лед}.$$

При фазовых переходах справедливо уравнение первого начала термодинамики (уравнение сохранения энергии)

$$dq = du + edv, \quad (2.1)$$

где edv — работа, производимая единицей массы при фазовом переходе; du — приращение внутренней энергии.

Для установления зависимости давления насыщения от температуры необходимо ввести понятие термодинамического потенциала. *Термодинамическим потенциалом* называется сумма

$$\Phi = u + ev - T\varphi, \quad (2.2)$$

где φ — энтропия.

Из определения энтропии следует, что при обратимых процессах

$$d\varphi = dq/T \quad \text{или} \quad dq = T d\varphi. \quad (2.3)$$

Уравнение (2.1), если ввести в него энтропию, можно переписать в виде

$$T d\varphi = du + e dv \quad \text{или} \quad du + e dv - T d\varphi = 0. \quad (2.4)$$

Так как переход из одной фазы в другую происходит при постоянных температуре и давлении пара, то, проинтегрировав последнее уравнение, получим

$$\int_{(1)}^{(2)} dq = T(\varphi_2 - \varphi_1) = (u_2 - u_1) + E(v_2 - v_1), \quad (2.5)$$

где индекс 1 относится к первой фазе, а 2 — ко второй.

Из уравнения (2.5) следует, что термодинамический потенциал сохраняет постоянное значение при изменении фазы:

$$u_1 + Ev_1 - T\varphi_1 = u_2 + Ev_2 - T\varphi_2$$

т. е.

$$\Phi_1 = \Phi_2. \quad (2.6)$$

Помимо процесса изменения фазы при температуре T , которой соответствует давление насыщения E , рассмотрим переход из одного фазового состояния в другое при температуре $T+dT$. Соответствующие этой температуре термодинамический потенциал и давление насыщения обозначим через $\Phi+d\Phi$ и $E+dE$. Так как термодинамический потенциал при фазовых переходах сохраняет свое значение, то

$$\Phi_1 + d\Phi_1 = \Phi_2 + d\Phi_2. \quad (2.7)$$

С учетом (2.6) это равенство принимает вид

$$d\Phi_1 = d\Phi_2. \quad (2.8)$$

Дифференциал термодинамического потенциала по (2.2) равен

$$d\Phi = du + E dv - T d\varphi + v dE - \varphi dT. \quad (2.9)$$

По уравнению (2.4) сумма первых трех слагаемых в правой части (2.9) равна нулю. Поэтому для состояния насыщения

$$d\Phi = v dE - \varphi dT. \quad (2.10)$$

На основании (2.8) и (2.10) получаем

$$v_1 dE - \varphi_1 dT = v_2 dE - \varphi_2 dT.$$

Отсюда

$$\frac{dE}{dT} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{v_2 - v_1}. \quad (2.11)$$

Но, согласно (2.3), при изотермическом процессе

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \int_{(1)}^{(2)} \frac{dq}{T} = \frac{1}{T} \int_{(1)}^{(2)} dq = \frac{L_{1,2}}{T}, \quad (2.12)$$

где $L_{1,2}$ — удельная теплота перехода из состояния 1 в состояние 2. Уравнение (2.11) принимает вид

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L_{1,2}}{T(v_2 - v_1)}. \quad (2.13)$$

Это уравнение носит название *уравнения Клаузиуса—Клапейрона*.

В случае перехода вода \rightleftharpoons водяной пар $L_{1,2}=L$, $v_1 \ll v_2$. Уравнение (2.13) принимает в этом случае вид (с учетом уравнения состояния пара $Ev = R_{\text{п}}T$)

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_{\text{п}}} \frac{dT}{T^2}. \quad (2.14)$$

Удельная теплота парообразования (или конденсации) зависит от температуры. Согласно опытным данным, эта зависимость представляется в следующем виде:

$$L = L_0 - 2,72t, \quad (2.15)$$

где $L_0 = 2500$ кДж/кг; t — температура ($^{\circ}\text{C}$).

В случае сублимации, т. е. при непосредственном переходе водяного пара в лед, удельная теплота сублимации L_c практически не зависит от температуры и равна 2837 кДж/кг.

При наблюдаемых в атмосфере температурах относительное отклонение L от L_0 , как правило, не превышает 5%. Поэтому в первом приближении можно считать $L = L_0 = \text{const}$. В этом случае интеграл уравнения (2.14) имеет вид

$$\ln \frac{E}{E_0} = \frac{L_0}{R_{\text{п}}} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right), \quad (2.16)$$

где E_0 — давление насыщения при температуре T_0 .

Полагая в этой формуле $T_0 = 273,15$ К, $E_0 = 6,1078$ гПа, $R_{\text{п}} = 460$ кДж/(кг·К) найдем

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{8,61503t}{273,15 + t}}. \quad (2.17)$$

Если учесть зависимость L от температуры по соотношению (2.15), то формула для давления насыщения примет следующий вид

$$\lg E = 26,25102 - \frac{3049,50}{T} - 5,86970 \lg T, \quad (2.18)$$

где E — в гектопаскалях.

Значения давления насыщения, рассчитанные по формулам (2.17) и (2.18) и определенные экспериментально, приведены в табл. 13.1. Формула (2.18), как и следовало ожидать, дает зна-

Таблица 13.1. Давление насыщенного водяного пара (гПа)

Способ определения	$t^{\circ}\text{C}$						
	-30	-20	-10	0	10	20	30
По (2.17)	0,5284	1,2742	2,8741	6,108	12,306	23,585	43,494
По (2.18)	0,5070	1,2523	2,8622	6,108	12,260	23,303	42,174
Эксперимент	0,509	1,254	2,863	6,108	12,272	23,373	42,430

чения, более близкие к экспериментальным данным, чем формула (2.17).

Аналогичные формулы путем замены L на L_c можно получить и для давления насыщения над льдом E_L :

$$\ln \frac{E_L}{E_0} = \frac{L_c}{R_n} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (2.19)$$

или

$$E_L = E_0 \cdot 10^{\frac{9,76421t}{273,15 + t}} \quad (2.20)$$

На практике обычно пользуются экспериментальными значениями E . На основе их получены также эмпирические формулы для давления насыщения. Одна из таких формул предложена Магнусом:

$$E = E_0 \cdot 10^{aT/(b+T)}, \quad (2.21)$$

где постоянные a и b несколько отличаются от теоретических и имеют значения для воды соответственно 7,63 и 241,9, для льда 9,5 и 265,5.

Рекомендованные Всемирной метеорологической организацией (ВМО) формулы для E и E_L имеют вид:

$$\begin{aligned} \lg E = & 10,79574 \left(1 - \frac{T_1}{T} \right) - 5,02800 \lg \frac{T}{T_1} + \\ & + 1,50475 \cdot 10^{-4} \left[1 - 10^{-8,2969 \left(\frac{T}{T_1} - 1 \right)} \right] + \\ & + 0,42873 \cdot 10^{-3} \left[10^{4,76955 \left(1 - \frac{T_1}{T} \right)} - 1 \right] + 0,78614, \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \lg E_L = & -9,09685 \left(\frac{T_1}{T} - 1 \right) - 3,56654 \lg \frac{T_1}{T} + \\ & + 0,87682 \left(1 - \frac{T}{T_1} \right) + 0,78614. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Структура этих формул установлена (Гоффом и Грачем) теоретическим путем, числовые множители уточнены на основе анализа опытных данных. Полные таблицы E и E_L (через интервалы температуры 0,1 °C), расчет которых выполнен по формулам (2.22) и (2.23), помещены в «Психрометрических таблицах» (1980 г.).

Графически зависимость давления насыщения от температуры представлена на рис. 13.1. Точка O носит название тройной точки. Ее точные координаты: $t_1 = 0,01$ °C ($T_1 = 273,16$ K), $E_1 = 6,1114$ гПа. При этих значениях температуры и давления все три фазы воды находятся в состоянии равновесия. При положительных температурах (выше температуры плавления) вода может находиться лишь в жидком и газообразном состоянии.

С ростом температуры выше температуры тройной точки давление насыщения растет сначала медленно, а затем все быстрее (особенность показательной функции, представляющей зависимость E и T). Кроме тройной точки, кривая $E = E(T)$ проходит через точки с координатами: $t = 100$ °C, $E = 1013,2$ гПа — точка кипения воды при нормальном давлении воздуха; $t_{кр} = 374$ °C, $E_{кр} = 221\,000$ гПа — критическая точка K .

Пусть температура изменилась на одно и то же значение $\Delta T = 1$ °C вблизи точек с температурой T_1 и T_2 ($T_2 > T_1$). Для обоих значений температуры определим приращения давления насыщенного водяного пара ΔE_1 и ΔE_2 , соответствующие приращению температуры. Как непосредственно из рис. 13.1, так и из формулы (2.14) следует, что $\Delta E_2 > \Delta E_1$. В реальной атмосфере это приводит к тому, что при понижении температуры насыщенного воздуха на одно и то же значение (например, на 1 °C) при высоких температурах конденсируется водяного пара больше, чем при низких температурах.

Рассмотрим какие-либо три точки A , B , C , расположенные на одной и той же прямой, параллельной оси ординат. Температура этих точек одна и та же. Отметим соответствующее давление в этих точках; e_A , e_B , $e_C = E$. В точке C , расположенной на кривой $E = E(T)$, водяной пар и вода находятся в состоянии равновесия. В точке A давление водяного пара e_A меньше давления насыщения, соответствующего температуре данной точки. В этом случае происходит испарение воды, и если условия постоянства температуры и давления водяного пара сохраняются, то процесс испарения будет длиться до тех пор, пока вода не испарится. Отсюда следует, что устойчивым состоянием в точке A является газообразное состояние (пар). Аналогичные рассуждения показывают, что конечным (устойчивым) состоянием в точке B является жидкое состояние.

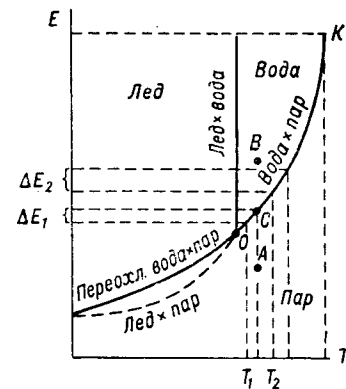


Рис. 13.1. Зависимость давления насыщения от температуры и фазового состояния испаряющей поверхности.

При температурах ниже температуры тройной точки (практически ниже 0°C) вода может находиться как в твердом (лед), так и в жидком состоянии. При этом следует подчеркнуть, что состояние переохлаждения может оказаться достаточно устойчивым (оно называется *метастабильным*). Сравним давление насыщенного водяного пара над переохлажденной водой и льдом при отрицательных температурах. Силы сцепления вылетающих молекул водяного пара с молекулами воды меньше их сил сцепления с молекулами льда. Это приводит к тому, что *равновесное давление водяного пара над переохлажденной водой больше давления насыщения над льдом* (при одной и той же температуре). Точки, расположенные между кривыми давления насыщенного водяного пара над переохлажденной водой и льдом, соответствуют или газообразному состоянию, когда в атмосфере присутствует переохлажденная вода, или твердому состоянию, когда в атмосфере присутствует лед.

Значения давления насыщенного водяного пара над водой (E) и льдом ($E_{\text{л}}$), их разности ($\Delta E_{\text{л}} = E - E_{\text{л}}$) и отношения ($f_{\text{л}} = 100E_{\text{л}}/E$) приведены в табл. 13.2. Таблица показывает, что при температуре около -12°C разность $\Delta E_{\text{л}}$ достигает максимума. Отношение $f_{\text{л}}$ с понижением температуры монотонно убывает.

Таблица 13.2. Давление насыщения над водой (E) и льдом ($E_{\text{л}}$), их разность ($\Delta E_{\text{л}}$) и отношение ($f_{\text{л}}$)

$t^{\circ}\text{C}$	E гПа	$E_{\text{л}}$ гПа	$\Delta E_{\text{л}}$ гПа	$f_{\text{л}}$ %
0	6,108	6,108	0,000	100
-5	4,215	4,015	0,200	95,3
-10	2,863	2,597	0,266	90,7
-11	2,644	2,376	0,268	89,8
-12	2,441	2,172	0,269	87,0
-15	1,912	1,652	0,260	86,4
-20	1,254	1,032	0,222	82,2
-25	0,807	0,632	0,175	78,4
-30	0,509	0,380	0,129	74,6
-35	0,314	0,223	0,091	71,1
-40	0,189	0,128	0,061	67,7
-45	0,111	0,0720	0,039	64,8
-50	0,0636	0,0400	0,0242	61,9
-60	0,0188	0,0108	0,0080	57,5
-70	0,00475	0,00262	0,00213	55,0
-80	0,00110	0,000547	0,000563	49,2
-85	0,000500	0,000235	0,000265	47,0

На рис. 13.1 представлена также кривая зависимости температуры плавления льда от давления (линия лед×вода). Температура плавления очень слабо зависит от давления, так что практически эта кривая почти параллельна оси ординат: при измене-

нии давления от 6,1078 до 1013,2 гПа температура плавления уменьшается от $0,01$ до 0°C , т. е. до температуры плавления льда при нормальном давлении (1013,2 гПа).

3 Другие факторы, влияющие на давление насыщения

Кривизна испаряющей поверхности. Рассмотрим три вида испаряющих поверхностей: выпуклую, плоскую и вогнутую. Каждая молекула водяного пара взаимодействует с молекулами жидкости. Введем понятие радиуса сферы взаимодействия отдельной молекулы. Если поверхность выпуклая, то в сферу взаимодействия попадает меньше молекул жидкости, чем при плоской поверхности (если вогнутая, то больше). Это приводит к тому, что вылет молекул из выпуклой поверхности облегчен (из вогнутой — затруднен) по сравнению с плоской поверхностью. По этой причине давление насыщения над выпуклой поверхностью больше, чем над плоской, а давление насыщения над плоской поверхностью в свою очередь больше, чем над вогнутой, т. е. $E_{\text{вып}} > E > E_{\text{вог}}$.

В условиях атмосферы выпуклую поверхность имеют капли воды. Обозначим давление насыщения над каплей радиусом r через E_r . Согласно известной формуле Томсона, E_r и E связаны соотношением

$$\ln \frac{E_r}{E} = \frac{2\sigma}{R_{\text{нпк}} T r}, \quad (3.1)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения на границе вода—водяной пар, или удельная поверхностная энергия ($\text{Дж}/\text{м}^2$), $\rho_{\text{к}}$ — плотность воды (капли). В зависимости от температуры значения σ изменяются следующим образом:

$t^{\circ}\text{C}$ -5	0	10	20	30
σ мДж/м ² 76,42	75,64	72,22	72,75	71,18

Из этих данных следует, что коэффициент поверхностного натяжения очень медленно убывает при возрастании температуры.

Формула (3.1) справедлива как для выпуклой ($r > 0$), так и для вогнутой ($r < 0$) поверхности. Введем в рассмотрение разность $\Delta E_r = E_r - E$. Тогда $E_r = E + \Delta E_r$, и формула (3.1) принимает вид

$$\ln \frac{E_r}{E} = \ln \left(1 + \frac{\Delta E_r}{E} \right) = \frac{2\sigma}{R_{\text{нпк}} T r}. \quad (3.2)$$

Так как $\Delta E_r/E$ значительно меньше единицы, то, разлагая левую

часть (3.2) в ряд и сохраняя в нем малые первого порядка величины, получаем

$$\ln\left(1 + \frac{\Delta E_r}{E}\right) \approx \frac{\Delta E_r}{E} = \frac{c_r}{r} \text{ или } E_r = E\left(1 + \frac{c_r}{r}\right), \quad (3.3)$$

где $c_r = 2\sigma/R_{\text{п}}\rho_{\text{к}}T$ — величина, которую практически можно считать постоянной ($c_r \approx 1,2 \cdot 10^{-7}$ см).

Отношение E_r/E в зависимости от r принимает следующие значения:

r см	10^{-7}	$2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-6}$
(E_r/E) %	332	182	135	113	106
r см	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-5}	10^{-4}	$4 \cdot 10^{-4}$	
(E_r/E) %	103	101,2	100,12	100,03	

Эти данные показывают, что для начала конденсации водяного пара на очень мелких частицах (например, на комплексах молекул и подвижных ионах радиусом порядка 10^{-7} см) необходимо большое пересыщение водяного пара (трех- и четырехкратное). Однако если радиус капли больше 10^{-4} см (1 мкм), то отношение E_r/E для такой капли практически равно единице, т. е. кривизна не влияет на насыщение. Это говорит о том, что в облаках и туманах, если они достаточно устойчивы и не рассеиваются, относительная влажность должна быть близка к 100 % (поскольку радиус большинства капель больше 1 мкм).

Растворы солей. В реальных условиях атмосферы водяной пар конденсируется на так называемых *ядрах конденсации*, которые представляют собой частицы всевозможных солей (прежде всего NaCl) и других веществ. Давление насыщения над раствором всегда меньше (при одной и той же температуре) давления насыщения над чистой водой. Если $E_{r,m}$ означает равновесное давление пара над каплей раствора радиусом r , то, как это следует из теории,

$$E_{r,m} = E_r \left(1 + \frac{c_m m}{M - m}\right)^{-\rho_{\text{к}}/\rho'_{\text{к}}}. \quad (3.4)$$

В этой формуле m — масса соли, растворенной в капле; M — масса раствора, т. е. капли; $\rho'_{\text{к}}$ — плотность раствора; $\rho_{\text{к}}$ — плотность чистой воды; c_m — некоторый коэффициент, зависящий от химической природы соли и растворителя, а также от температуры.

Если воспользоваться соотношением (3.1), то формулу (3.4) можно переписать в виде

$$\frac{E_{r,m}}{E} = \frac{f_m}{100} = \left(1 + \frac{c_m m}{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho'_{\text{к}} - m}\right)^{-\rho_{\text{к}}/\rho'_{\text{к}}} \exp\left(\frac{2\sigma'}{R_{\text{п}}\rho'_{\text{к}}T r}\right). \quad (3.5)$$

Здесь $\frac{4}{3} \pi r^3 \rho'_{\text{к}} = M$; σ' — поверхностное натяжение раствора; f_m — относительная влажность воздуха, находящегося в равновесии с каплей раствора.

Графически зависимость f_m от r при различных значениях массы соли NaCl (массы m ядра конденсации) изображена на рис. 13.2. К толкованию этого рисунка и формулы (3.5) можно подходить с двух точек зрения. С одной стороны, f_m можно рас-

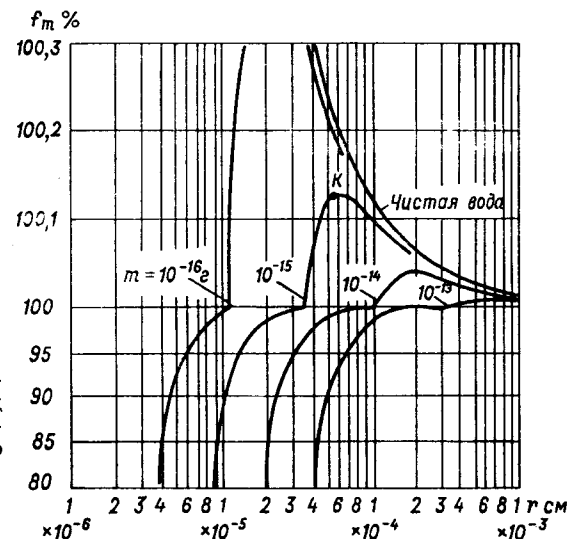


Рис. 13.2. Равновесная относительная влажность над каплями раствора, содержащего массу m хлористого натрия.

считать как относительную влажность воздуха, при которой капля радиусом r , рассчитанным по (3.5), находится в равновесии с окружающей ее атмосферой. Рисунок 13.2 показывает, что чем больше относительная влажность, тем больше размер капли (при заданном m), находящейся в равновесии с атмосферой.

С другой стороны, рис. 13.2 можно толковать как график роста капли, образовавшейся на ядре конденсации массой m . Если относительная влажность воздуха f превышает рассчитанное по (3.5) значение f_m , то на капле начнется конденсация водяного пара. При этом, во-первых, уменьшается концентрация раствора и увеличивается равновесное давление, во-вторых, увеличивается радиус капли, что приводит к падению равновесного давления. Но на начальном этапе фактор, описываемый первым множителем в формуле (3.5), оказывает преобладающее влияние (заметим, что с ростом r первый множитель в (3.5) увеличивается). Если относительная влажность воздуха меньше 100 %, то при обычных массах ядер конденсации ($m = 10^{-16} \div 10^{-14}$ г) образуются лишь

очень мелкие капли, радиус которых меньше 1 мкм. Для продолжения роста капли необходимо, чтобы вместе с ростом ее увеличивалась относительная влажность воздуха, окружающего каплю. Это наблюдается, например, при адиабатическом подъеме частицы воздуха или притоке водяного пара в объем, содержащий каплю.

После достижения значения $f_m = 100\%$ дальнейшее увеличение размеров капли возможно только при наличии некоторого пересыщения водяного пара ($f > 100\%$). На этой стадии раствор настолько уже разбавлен, что формула (3.5) может быть существенно упрощена. Прежде всего $\rho'_k \approx \rho_k$, $m \ll \frac{4}{3}\pi r^3 \rho'_k$, а если еще воспользоваться соотношением (3.3), то формулу (3.5) можно записать для этой стадии ($f_m > 100\%$) в виде

$$\frac{f_m}{100} \approx \left(1 + \frac{a_m}{r^3}\right)^{-1} \left(1 + \frac{c_r}{r}\right)$$

или

$$\frac{f_m}{100} \approx \left(1 - \frac{a_m}{r^3}\right) \left(1 + \frac{c_r}{r}\right) \approx 1 + \frac{c_r}{r} - \frac{a_m}{r^3}. \quad (3.6)$$

Здесь $a_m = 3c_m m / 4\pi \rho'_k$ — постоянная для данной капли.

Формула (3.6) позволяет наиболее просто найти тот радиус капли r_m , при котором равновесная относительная влажность f_m достигает максимума. Для этого, как известно, достаточно найти производную df_m/dr и приравнять ее нулю. Поступая так, находим:

$$r_m^3 = \frac{3a_m}{c_r}, \quad \frac{f_m^*}{100} = 1 + \left(\frac{4c_r^3}{27a_m}\right)^{1/2}. \quad (3.7)$$

Здесь f_m^* — максимальное (критическое) значение относительной влажности f_m при радиусе капли r_m .

В результате расчета r_m и разности $f_m^* - 100$ по соотношениям (3.7) для раствора хлористого натрия при различных значениях m получено:

m г	10^{-16}	10^{-15}	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}
r_m мкм	0,20	0,62	2,0	6,2	20
$f_m^* - 100\%$	0,42	0,13	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$
m г	10^{-11}	10^{-10}	10^{-9}	10^{-8}	
r_m мкм	62	200	2000		
$f_m^* - 100\%$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	

Если ядрами являются другие вещества с относительной молекулярной массой μ_c , то приведенные значения r_m нужно умножить, а значения $f_m^* - 100$ разделить на $(58,5/\mu_c)^{1/2}$. Конденсация водяного пара на ядрах начинается при определенном значении

относительной влажности, зависящей от природы ядра. В случае хлористого натрия это значение составляет 78%.

Согласно приведенным данным, критические пересыщения не превышают 0,4—0,5%. До критической точки (точка K на рис. 13.2) разность между фактическим давлением водяного пара e в воздухе и давлением насыщения $E_{r,m}$ на поверхности капли по мере увеличения размеров капли уменьшается. Вследствие этого процесс конденсации водяного пара и рост капли со временем замедляются. В целом рост капли на этой (предоблачной) стадии протекает медленно. Но как только критическая точка пройдена, условия роста капли изменяются: при увеличении радиуса разность $e - E_{r,m}$, а вместе с этим и скорость конденсации со временем возрастают (при том, конечно, условии, что давление водяного пара в воздухе остается постоянным, несколько превышающим критическое давление). Это приводит к быстрому укрупнению капель и образованию облака. Однако надо иметь в виду, что такие простые закономерности роста капли, которые следуют из анализа формулы (3.5), справедливы лишь в отношении одной изолированной капли. В реальных условиях (в облаках) происходит рост огромной совокупности капель. Закономерности их роста, совершенно естественно, более сложны, чем закономерности, установленные для одной капли.

Электрические заряды. Наличие на капле электрического заряда того или другого знака приводит, как показывает теория, к уменьшению равновесного давления водяного пара. Если капля радиусом r несет на себе заряд Q , то равновесное давление $E_{r,Q}$ для такой капли рассчитывается по соотношению

$$\ln \frac{E_{r,Q}}{E} = \frac{2\sigma}{R_n \rho_k T r} - \frac{Q^2}{8\pi \epsilon_0 \epsilon r^4} \frac{1}{R_n \rho_k T}, \quad (3.8)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость воздуха, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Оценка $E_{r,Q}/E$ по формуле (3.8) показывает, что с влиянием электрических зарядов необходимо считаться лишь в случаях очень мелких капель (радиусом порядка 10^{-6} — 10^{-7} см).

4 Ядра конденсации

Наблюдения в камере Вильсона показывают, что конденсация водяного пара в абсолютно чистом воздухе может происходить лишь при очень больших пересыщениях (от четырех- до восьмикратных). Причиной образования зародышевых капель в отсутствие каких-либо примесей являются колебания (флуктуации) плотности водяного пара: при этих колебаниях образуются комплексы молекул, которые в определенных условиях могут приобрести устойчивость и стать зародышами капель воды.

В результате расчета получены следующие значения радиуса r и числа устойчивых молекулярных комплексов N водяного пара и необходимого для их образования пересыщения E_r/E :

$r \cdot 10^8 \text{ см}$	3,39	3,65	3,85	4,07	4,24	4,41	4,56	4,70	4,85
E_r/E	80	25	17	15,4	13,2	12,0	10,9	10,0	9,3
$N \text{ см}^{-3}$	10^{12}	10^{10}	10^7	10^5	10^3	10^1	10^{-2}	10^{-5}	10^{-8}

Из приведенных данных следует, что для появления такого числа комплексов молекул водяного пара, которое было бы сравнимо с числом капель в реальных облаках и туманах, необходимо более чем 12-кратное пересыщение.

Присутствие во влажном воздухе заряженных молекулярных комплексов (легких ионов) несколько облегчает образование жизнеспособных зародышей капель. Однако и в этом случае конденсация начинается при четырехкратном пересыщении на отрицательных ионах и шестикратном — на положительных. Такие пересыщения в реальных условиях атмосферы никогда не наблюдаются, поскольку в ней всегда присутствуют гигроскопические частицы примесей — ядра конденсации. С этой точки зрения представляется верным высказывание Дж. Айткена на Международном метеорологическом конгрессе в 1893 г. о том, что при отсутствии в воздухе ядер конденсации «не могли бы возникнуть ни дымка, ни туман, ни облака, ни, вероятно, дождь».

Различают нерастворимые (но смачиваемые) и растворимые ядра конденсации. К первым относятся частицы почвы и горных пород, дыма, органических веществ, микроорганизмы и т. п. Другим видом ядер конденсации являются частицы растворимых в воде веществ, например какой-либо соли или кислоты.

Растворимые ядра конденсации поступают в атмосферу в результате сжигания каменного угля, который содержит от 0,3 до 20 % серы. Из серы в результате сгорания образуется сернистый газ SO_2 , который при посредстве различных окислителей может превращаться в серный ангидрид SO_3 и затем в серную кислоту H_2SO_4 , растворимую и очень гигроскопичную. Приближенные оценки показывают, что в среднем за год в атмосферу поступает около 20 млн. т сернистого газа.

Гигроскопические ядра конденсации образуются также из морских брызг и пены. Последующее испарение их приводит к образованию мельчайших частиц морской соли. Морская соль состоит из 77,8 % хлористого натрия (NaCl), 10,9 % хлористого магния (MgCl_2) и небольшого количества сернокислых магния, калия и кальция. Только при сильных и штормовых ветрах (скорость 10 м/с и более) с поверхности Мирового океана поступает в атмосферу около $2,7 \cdot 10^{10}$ т морской соли в год.

Ядра конденсации образуются также при выветривании земной поверхности, в результате лесных и степных пожаров, вулканической деятельности и сгорания метеоритов.

На конференции по атмосферным ядрам конденсации (1956 г.) было принято следующее распределение ядер по их происхождению: а) ядра морского происхождения — 20 %; б) продукты сгорания — 40 %; в) частицы почвы — 20 %; г) ядра неизвестной природы — 20 %.

Число ядер конденсации колеблется в широких пределах. Среднее число ядер в 1 см^3 вблизи земной поверхности составляет: около 150 000 в больших городах, 35 000 в небольших городах, 9500 в сельской местности, 940 над океанами и в горах (максимальные значения в городах достигают нескольких миллионов). Судя по концентрации капель в нижней части облаков, число активных ядер колеблется от 10^2 до 10^3 см^{-3} . Над материками большинство ядер неактивны и не принимают участия в конденсации.

С ростом высоты число ядер конденсации убывает. Среднее число ядер конденсации n в 1 см^3 на различных высотах (по данным измерений И. И. Гайворонского на аэростатах) составляет:

z км	0	0,1—0,5	0,5—1	1—1,5	1,5—2	2—2,5	2,5—3	3—4
n	13 000	8 800	3 250	2 540	1 440	1 170	640	340

Распределение концентрации ядер конденсации по высоте подчиняется тем же закономерностям, которые установлены для атмосферных примесей вообще. В среднем концентрация ядер убывает с высотой (рис. 13.3).

На рис. 13.3 обобщены данные самолетного зондирования атмосферы за 1960—1964 гг. Видно, что скорость убывания числа ядер конденсации зависит от термической стратификации: в дневные часы летом, когда преобладает неустойчивая стратификация и более сильно развит турбулентный обмен, относительная концентрация ядер (n/n_1) убывает с высотой в обоих пунктах медленнее, чем в утренние часы зимой, когда стратификация чаще всего инверсионная. Более быстрое убывание n/n_1 в Ташкенте (по сравнению с Киевом) объясняется, по-видимому, тем, что здесь атмосферные примеси состоят из более крупных частиц, поднятых ветром с поверхности почвы. Анализ опытных данных показал, что распределение числа ядер конденсации удовлетворительно описывается экспоненциальной формулой $n(z) = n_0 \exp(-z/l)$, однако для слоев 0—3 и 3—6 км должны быть взяты несколько различные значения параметра l (соответственно 1400 и 1740 м для Москвы, 2500 и 2150 м для Киева, 940 и 2215 м для Ленинграда). Наиболее быстро концентрация ядер конденсации уменьшается, согласно этим данным, в районе Ленинграда. Среднее за лето распределение ядер конденсации по высоте в дни с конвективными облаками приведены на рис. 13.4. Экспоненциальная формула удовлетворительно описывает и эти опытные распределения, но также при двух значениях l .

Ядра конденсации при движении сталкиваются друг с другом. Часть таких столкновений приводит к слипанию (объединению) ядер. Этот процесс называется *коагуляцией*. На рис. 13.5 приведена зависимость промежутка времени τ , в течение которого концентрация ядер уменьшается в 2 раза (по сравнению с первоначальным значением n_0), от n_0 и радиуса ядер (для случая их одинаковых размеров). Из рисунка следует, что при одном и том же значении n_0 более мелкие частицы коагулируют быстрее, чем крупные. В неоднородном аэрозоле скорость уменьшения числа частиц под влиянием коагуляции возрастает.

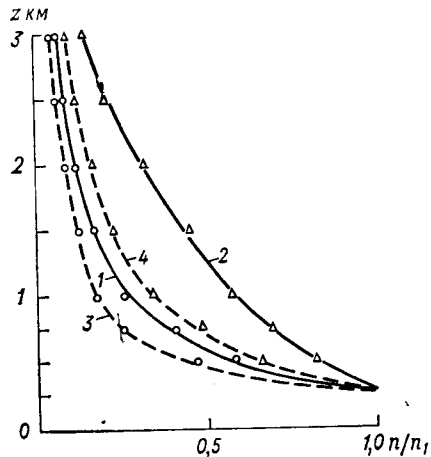


Рис. 13.3. Вертикальное распределение ядер конденсации (среднее за 1960—1964 гг.).

Ташкент: 1 — лето (день), 3 — зима (утро);
Киев: 2 — лето (день), 4 — зима (утро).

Данные табл. 13.3 показывают, что, например, скорость коагуляции $(dn/dt)_{1,2}$ частиц радиусом $r_1 = 10^{-7}$ см и частиц радиусом r_2 , в 20 раз большим, в 5,27 раза больше скорости коагуляции $(dn/dt)_{1,1}$ только мелких частиц и в 78 раз больше скорости коагуляции $(dn/dt)_{2,2}$ только более крупных частиц. В крупных городах число ядер конденсации вблизи поверхности земли заметно уменьшается от зимы к лету (минимум концентрации приходится на июнь). Причиной такого изменения концентрации ядер в течение года является колебание интенсивности турбулентного обмена. Летом при более развитом обмене ядра переносятся в более высокие слои, что ведет к уменьшению их концентрации вблизи земной поверхности и увеличению ее на более высоких уровнях. Немаловажную роль играет также из-

Таблица 13.3. Значения отношений $(dn/dt)_{1,2}$ к $(dn/dt)_{1,1}$ (в числителе) и $(dn/dt)_{1,2}$ к $(dn/dt)_{2,2}$ (в знаменателе) при различных значениях r_1 и r_2/r_1

r_1 см	r_2/r_1			
	20	10	5	2
10^{-7}	5,27/78,0	2,79/23,0	1,56/7,30	0,941/1,86
10^{-6}	5,28/26,5	2,81/11,5	1,59/4,93	0,967/1,67
10^{-5}	5,30/7,9	2,93/4,0	1,71/2,39	1,060/1,28

менение выброса ядер в атмосферу в результате хозяйственной деятельности человека. Зимой их выбрасывается в атмосферу больше, чем летом (в основном за счет отопления). Такой же, как вблизи земной поверхности, годовой ход ядер конденсации наблюдается примерно до высоты 500 м. Начиная с уровня 750 м происходит обращение годового хода: здесь наибольшие концентрации наблюдаются летом, наименьшие зимой, что также обусловлено турбулентным обменом.

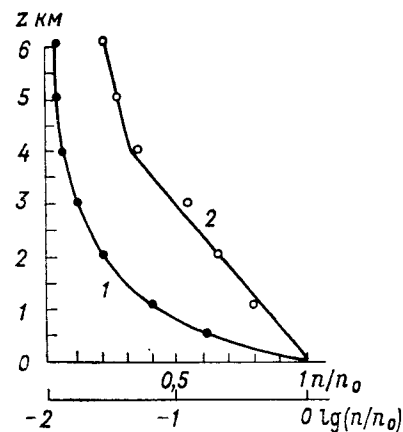


Рис. 13.4. Распределение ядер конденсации по высоте в дни с кучевыми облаками.

1) n/n_0 , 2) $\lg(n/n_0)$.

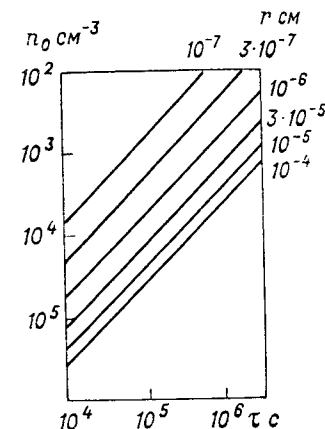


Рис. 13.5. Промежутки времени, необходимые для уменьшения концентрации однородного аэрозоля в 2 раза.

В южных пунктах (в частности, в Ташкенте) максимум концентрации ядер конденсации до высоты 1500 м наблюдается в конце лета и осенью, а минимум — весной и в начале лета. Такой ход объясняется увеличением запыленности приземного слоя (лёссовой пылью, поднимаемой с почвы) в конце лета.

Под задерживающими турбулентный обмен слоями (особенно инверсиями) число ядер конденсации n увеличивается. Внутри кучевого облака число свободных ядер конденсации значительно меньше, чем на тех же уровнях вне облака; при этом количество исчезающих ядер в несколько раз больше числа наблюдающихся в том же объеме капель (табл. 13.4).

В атмосфере, как показали исследования, встречаются ядра конденсации, размер которых изменяется в широких пределах — от 10^{-7} до 10^{-3} см. В настоящее время ядра конденсации по размерам делят на три группы: 1) частицы радиусом от $5 \cdot 10^{-7}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ см, которые называют *ядрами Айткена* (поскольку основным прибором для их обнаружения служит счетчик ядер Айткена); б) частицы ра-

Таблица 13.4. Число ядер конденсации в 1 см³ кучевого облака, выше и ниже его

Место наблюдения	$n_{\text{макс}}$	$n_{\text{мин}}$	$n_{\text{ср}}$
Под облаком	6680	1340	4450
Основание облака	1670	1110	1360
Середина облака	980	400	730
Вершина облака	490	90	220
Над облаком	730	240	500

Таблица 13.5. Число n и масса m ядер конденсации в различных группах (по Юнге)

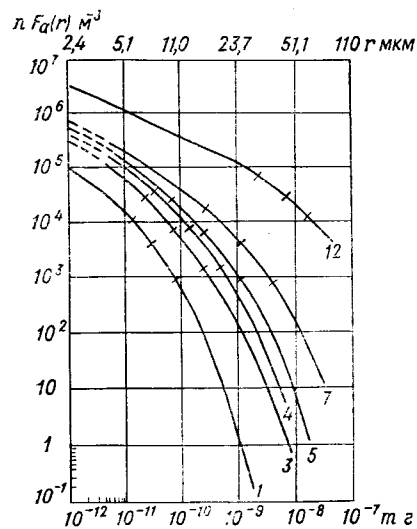
Ядра конденсации	r мкм	n см ⁻³	m мкг
Айткена	—	42 500	17
Крупные	—	132	26
Гигантские	1—2	2,08	23
	2—3	0,088	4,2
	3—5	0,0244	5,1
	5—10	0,0051	9,1

диусом от $2 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-4} см, называемые *крупными ядрами*; в) частицы радиусом больше 10^{-4} см, называемые *гигантскими ядрами конденсации*. Распределение числа частиц и их массы между тремя группами по данным 25 серий измерений во Франкфурте-на-Майне (ФРГ) приведены в табл. 13.5. Как видно из таблицы, несмотря на то что число крупных и гигантских ядер мало по сравнению с количеством ядер Айткена, вклад их в общую массу ядер наибольший.

Распределение ядер конденсации по размерам приведено на рис. 13.6. По оси ординат отложены значения ненормированной интегральной функции распределения, т. е. $nF_a(r)$ — число частиц,

Рис. 13.6. Функция распределения гигантских ядер конденсации [$nF_a(r)$] над Гавайскими островами (r при $f_m = 99\%$).

Цифры у кривых — скорость ветра в баллах.



радиус которых больше данного значения r . Совершенно естественно, что с ростом r эта величина может только убывать. С увеличением скорости ветра, как следует из рис. 13.6, число ядер конденсации возрастает.

В заключение отметим, что далеко не все содержащиеся в атмосфере частицы примесей служат центрами конденсации, на которых образуются капли облаков и туманов. В атбл. 13.6 приведены данные о числе ядер конденсации n , которые обнаружены в каплях об-

Таблица 13.6. Число ядер конденсации (в 1 см³), содержащихся в каплях облаков и туманов

Природа ядер	Туман и дымка		Облака	
	I	II	I	II
Морская соль	16	14	5	11
Продукты сгорания	28	18	20	25
Частицы почвы	8	12	11	16
Ядра неизвестного происхождения	5	16	3	17
Всего	57	60	39	69

Таблица 13.7. Концентрация (C) различных веществ в атмосферных примесях в слое 250—1000 м (мкг/м³)

Район	Число проб	C	Вещество							
			SO ₄ ²⁻	Cl ⁻	NO ₃ ⁻	NH ₄ ⁺	Na ⁺	K ⁺	Mg ²⁺	Ca ²⁺
Холодное полугодие										
I	43	$C_{\text{макс}}$	5,90	9,54	0,71	1,50	3,19	1,31	0,71	2,10
		$C_{\text{мин}}$	0,31	0,45	0,03	0,11	0,15	0,07	0,00	0,13
		$C_{\text{ср}}$	0,58	1,12	0,09	0,18	0,42	0,20	0,08	0,36
II	48	$C_{\text{макс}}$	36,4	12,2	4,40	6,31	10,6	8,80	2,41	7,83
		$C_{\text{мин}}$	4,81	0,93	1,21	1,35	1,20	1,03	0,11	1,21
		$C_{\text{ср}}$	6,94	1,78	1,64	2,06	1,84	1,31	0,28	1,80
Теплое полугодие										
I	44	$C_{\text{макс}}$	19,8	16,0	1,70	3,80	5,33	2,71	1,20	3,60
		$C_{\text{мин}}$	0,60	1,51	0,21	0,27	0,31	0,23	0,10	0,28
		$C_{\text{ср}}$	1,66	2,41	0,42	0,59	0,75	0,49	0,24	0,61
II	47	$C_{\text{макс}}$	26,2	18,4	3,60	8,40	8,90	7,60	3,40	8,10
		$C_{\text{мин}}$	3,10	1,20	0,74	1,21	1,00	0,41	0,31	0,35
		$C_{\text{ср}}$	6,98	2,74	1,23	1,78	1,93	0,91	0,84	1,21

лаков и туманов, по измерениям Куроива (I), Ямамото и Отаке (II).

Сравнение данных табл. 13.4 и 13.6 показывает, что водяной пар конденсируется на сравнительно небольшом числе частиц, содержащихся в облачном воздухе. Из табл. 13.6 следует, что основным источником активных ядер конденсации являются продукты сгорания.

Химический состав атмосферных примесей изучен к настоящему времени недостаточно. Над материками примеси состоят из растворимых и нерастворимых в воде веществ, причем доля последних оценивается в 70—80 %.

В табл. 13.7 приводятся сведения о концентрации различных химических веществ в составе атмосферных примесей по измерениям в слое 250—1000 м в двух районах: Мурманск—Ленинград—Рига (I) и Минск—Киев—Одесса—Симферополь (II).

Абсолютные значения концентрации различных составляющих аэрозоля испытывают большие колебания в зависимости от метеорологических и местных условий. Замечено, например, что концентрация морской соли над океаном быстро убывает с высотой, в то же время над материком (центральная часть США) она практически не изменяется до высоты 3—4 км. Общая масса морской соли в вертикальном столбе атмосферы составляет: 11,2 мг/м² на Гавайских островах, 7,2 мг/м² в Карибском море, 6,8 мг/м² на п-ве Флорида.

Активность частиц как ядер конденсации определяется не только степенью гигроскопичности и размером частиц, но и поверхностным натяжением, от которого зависит равновесное давление, а также пористостью поверхности частицы и др. Последние факторы особенно значимы для частиц искусственного происхождения (промышленные выбросы, продукты сгорания).

Глава 14 Влажность воздуха

Водяной пар поступает в атмосферу в процессе испарения с земной поверхности. В атмосфере водяной пар переносится упорядоченными воздушными течениями и путем турбулентного перемешивания. Под влиянием охлаждения водяной пар в атмосфере конденсируется — образуются облака, а затем и осадки, выпадающие на землю.

Благодаря процессам испарения и конденсации в атмосфере непрерывно происходит круговорот воды, в котором участвует значительная ее масса.

В среднем многолетний круговорот воды на Земле характеризуется следующими данными:

Территория	Осадки, мм/год	Испарение, мм/год	Сток, мм/год
Материки	689	423	266
Мировой океан	1313	1423	110
Земной шар	1131	1131	0

С поверхности океанов (361 млн. км²) в течение года испаряется слой воды толщиной 1423 мм (или $5,14 \cdot 10^{14}$ т), с поверхности материков (149 млн. км²) — 423 мм (или $0,63 \cdot 10^{14}$ т воды). Толщина слоя осадков, выпавших за год, на океанах составляет 1313 мм (или $4,74 \cdot 10^{14}$ т), на материках — 689 мм (или $1,03 \cdot 10^{14}$ т), по земному шару в целом — 1131 мм (или $5,77 \cdot 10^{14}$ т). Количество осадков на материках значительно превышает испарение (на 266 мм или на $0,40 \cdot 10^{14}$ т). Это означает, что значительная масса водяного пара поступает на материки с океанов. С другой стороны, не испарившаяся на материках вода (266 мм) стекает в реки и далее в океан. На океанах испарение превышает (на 110 мм) количество осадков.

В атмосфере содержится в среднем $1,29 \cdot 10^{13}$ т влаги (водяного пара и жидкой воды), что эквивалентно слою осажженной воды 25,5 мм. Поскольку количество осадков, выпадающих за год на Землю, составляет 1131 мм, то водяной пар обновляется в атмосфере в среднем $1131 : 25 = 45$ раз в год, или каждые 8,1 сут. Такой круговорот воды следует признать очень интенсивным. В океане возобновление воды происходит в среднем 1 раз в 2500 лет.

Энергия, затрачиваемая на испарение воды ($113,1 \cdot 2500 = 2,82 \cdot 10^5$ Дж) с 1 см² земной поверхности вполне сравнима со

средним притоком солнечной радиации, поглощаемой в течение года столбом с основанием 1 см^2 системы земная поверхность—атмосфера: $1,37 \cdot 0,25 \cdot 0,7 \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365 \cdot 10^{-1} = 7,6 \cdot 10^5$ Дж (альbedo системы земная поверхность—атмосфера принято равным 0,3; множитель 0,25 отражает влияние шарообразности и вращения Земли). Таким образом, затраты тепла на испарение составляют около 30 % поглощаемого Землей солнечного тепла. Приток тепла от конденсации водяного пара в атмосфере, равный затратам тепла на испарение, примерно в 15 раз превышает скорость генерации кинетической энергии, равную для всей атмосферы $2 \cdot 10^{12}$ кВт. Эти данные подчеркивают огромную роль, которую играют процессы фазовых переходов воды в энергетическом балансе земной атмосферы.

1 Уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере

Водяной пар распространяется в атмосфере вследствие ее движения, которое складывается из упорядоченного переноса со средней скоростью $s(u, v, w)$ и турбулентных пульсаций. Молекулярная диффузия играет заметную роль лишь в непосредственной близости от испаряющей поверхности — *вязком подслое* толщиной в несколько миллиметров.

Получим уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере. При движении индивидуальной частицы сохраняется постоянной (остаётся консервативной) массовая доля водяного пара. Все другие характеристики (абсолютная и относительная влажность, давление, точка росы) при движении частицы изменяются. По этой причине турбулентный поток водяного пара, как уже указывалось, пропорционален градиенту массовой доли водяного пара:

$$Q = -k_n \rho \frac{\partial s}{\partial z}, \quad (1.1)$$

где k_n — коэффициент турбулентной диффузии водяного пара; единица его — $\text{м}^2/\text{с}$ (такая же, как и коэффициента турбулентности k). Обычно полагают, что эти коэффициенты равны ($k_n = k$), хотя некоторое различие между ними, по-видимому, существует.

Выделим в атмосфере элементарный объём воздуха с основанием 1 м^2 и высотой dz . Пусть на уровне нижнего основания поток водяного пара Q , а на уровне верхнего $Q + dQ$. Тогда за единицу времени в выделенном объёме остаётся масса пара, равная разности (притоку водяного пара)

$$Q - (Q + dQ) = -dQ.$$

С учетом формулы (1.1) этот приток представим в виде

$$-dQ = -\frac{\partial Q}{\partial z} dz = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right) dz. \quad (1.2)$$

Под влиянием этого притока произойдет изменение доли водяного пара. Поскольку рассматривается движущийся индивидуальный объём воздуха, то изменение доли пара за единицу времени будет характеризовать полная производная $\left(\frac{ds}{dt} \right)$; изменение же массы водяного пара в выделенном объёме составит

$$\frac{ds}{dt} \rho dz. \quad (1.3)$$

Приравнявая приток водяного пара под влиянием турбулентной диффузии к изменению массы его внутри выделенного объёма воздуха, получаем *уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере*

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(k' \rho \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k' \rho \frac{\partial s}{\partial y} \right). \quad (1.4)$$

В это уравнение введены также притоки тепла, обусловленные турбулентной диффузией его в горизонтальных направлениях x и y (k' — коэффициент турбулентной диффузии по горизонтали). Если уравнение (1.4) разрешить относительно локальной производной, то получим

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\left(u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \rho \frac{\partial s}{\partial z} \right). \quad (1.5)$$

Здесь опущены члены с k' .

Согласно последнему уравнению, величина s в определенной точке пространства изменяется под влиянием следующих процессов:

а) упорядоченного переноса водяного пара со средней скоростью в горизонтальном направлении. Этот процесс называют адвекцией водяного пара. Под ее влиянием происходит увеличение массовой доли пара ($\partial s / \partial t > 0$), если воздух переносится из области с высокими значениями s в область с относительно низкими s (направив ось x вдоль потока, имеем: $u > 0$, $v = 0$, $\partial s / \partial x < 0$, а $-u \partial s / \partial x > 0$). В том случае, когда в направлении переноса доля пара возрастает ($\partial s / \partial x > 0$), во времени под влиянием адвекции она уменьшается ($\partial s / \partial t < 0$);

б) упорядоченного переноса пара вертикальными токами. Этот процесс называется *конвекцией* водяного пара. Если доля пара убывает с высотой ($\partial s / \partial z < 0$), что наиболее часто наблюдается

в атмосфере, то при восходящем движении ($w > 0$) на фиксированном уровне влажность увеличивается со временем ($\partial s / \partial t > 0$), а при нисходящем ($w < 0$) уменьшается ($\partial s / \partial t < 0$);

в) турбулентной диффузии пара в вертикальном и горизонтальном направлении. Диффузия всегда приводит к выравниванию доли пара, если не происходит притока или оттока водяного пара через границу области. Так, если в некотором слое доля пара в исходном состоянии убывала с высотой, то под влиянием турбулентной диффузии произойдет увеличение s в верхней части слоя и уменьшение в нижней. Наиболее существенна роль диффузии в вертикальном направлении. Перенос и перераспределение пара по горизонтали осуществляется в основном адвекцией. Турбулентная диффузия в этом процессе играет заметную роль лишь в тех областях, где резко изменяются свойства земной поверхности (например, вблизи берегов озер, морей и океанов).

Уравнение (1.5) — дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных. Для получения однозначного решения его необходимо задать так называемые граничные и начальные условия.

Начальное условие задается в виде известного (полученного, например, из наблюдений) распределения в пространстве доли пара в исходный момент, от которого ведется отсчет времени. Граничные условия задаются в виде некоторых известных функций, которые описывают изменение доли пара во времени на границах области. За нижнюю границу наиболее часто принимается земная поверхность, за верхнюю — тропопауза или верхняя граница атмосферы (где поток водяного пара обращается в нуль).

Обычно принимается, что в непосредственной близости от водной или сильно увлажненной поверхности водяной пар находится в насыщенном состоянии, т. е. $s = s_m(T_0, p_0)$, где T_0 — температура водной поверхности, p_0 — давление воздуха вблизи нее.

Значительно труднее записать граничное условие на поверхности суши. Только в том случае, когда поверхность суши сильно увлажнена, можно считать, что вблизи нее водяной пар находится в состоянии, близком к насыщению. Нередко в качестве граничного условия используется уравнение теплового баланса земной поверхности, в которое, наряду с радиационным балансом, входят потоки тепла в атмосферу и почву. По этой причине к системе уравнений переноса тепла и влаги в атмосфере присоединяются уравнения переноса тепла и влаги в почве. Граничное условие в этом случае ставится на некоторой глубине, где температура постоянна (во времени), а влажность насыщающая.

В заключение подчеркнем, что полученное в этом параграфе уравнение переноса водяного пара справедливо для ненасыщенного воздуха. Обобщение этого уравнения на случай насыщенного воздуха дано в главе 17.

2 Распределение характеристик влажности по высоте в приземном слое

В главе 9 указывалось, что приземный слой играет важную роль в переносе водяного пара от земной поверхности в другие слои атмосферы. Именно в этом слое формируются те потоки водяного пара, которые приводят затем к образованию облачности. Так же как и температура, влажность в приземном слое наиболее резко изменяется с высотой.

Установим вид зависимости s от z в приземном слое. С этой целью обратимся к уравнению переноса водяного пара (1.5). Если левую и правую части этого уравнения проинтегрировать по высоте, то получим

$$\int_0^z \rho \frac{\partial s}{\partial t} dz = - \int_0^z \rho \left(u \frac{\partial s}{\partial z} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) dz - \int_0^z \rho w \frac{\partial s}{\partial z} dz + \rho k \frac{\partial s}{\partial z} - \left(\rho k \frac{\partial s}{\partial z} \right)_0. \quad (2.1)$$

Оценим интеграл в левой части (2.1). Так, если в течение 12 ч доля пара изменилась на $\Delta s = 5\%$, то $\partial s / \partial t \approx 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Принимая в слое от земной поверхности до высоты 50 м последнее значение производной в качестве среднего для всего слоя, получим

$$\rho \int_0^z \frac{\partial s}{\partial t} dz = \rho \bar{\frac{\partial s}{\partial t}} z = 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 \cdot 10^{-7} \cdot 5 \cdot 10^3 \approx 7 \cdot 10^{-7} \text{ г/(с} \cdot \text{см}^2\text{)}.$$

Первое слагаемое в правой части (2.1) имеет такой же порядок величины и, как правило, совпадает по знаку с левой частью (2.1). Благодаря этому левая часть, если в нее перенести и адвективное слагаемое, оказывается чаще всего значительно меньше, чем приведенная оценка.

Последнее слагаемое в правой части (2.1) представляет собой поток водяного пара при $z = 0$, т. е. скорость испарения с земной поверхности: $Q'_0 = - \left(\rho k \frac{\partial s}{\partial z} \right)_0$. Согласно измерениям, испарение в зависимости от времени года, места наблюдения, условий погоды и других факторов колеблется от нескольких десятков до сотен миллиметров в месяц (имеется в виду толщина слоя испарившейся воды). Принимая испарение равным 170 мм в месяц, для среднего значения потока водяного пара найдем:

$$Q'_0 = \frac{17,0}{30 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60} \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ г/(с} \cdot \text{см}^2\text{)}.$$

Таким образом, интегралы в уравнении (2.1) в пределах приземного слоя по меньшей мере на один порядок меньше Q'_0 (не оцененное выше конвективное слагаемое в приземном слое благодаря близости к земной поверхности, где $\omega = 0$, еще меньше, чем адвективное, и поэтому не изменяет этого заключения).

С учетом выполненных оценок уравнение (2.1) с погрешностью около 10% для приземного слоя можно записать в виде

$$-\rho k \frac{\partial s}{\partial z} = Q'_0. \quad (2.2)$$

Это уравнение показывает, что в приземном слое турбулентный поток водяного пара (так же как и тепла) приближенно можно считать постоянным по высоте. Интегрирование уравнения (2.2) при линейной зависимости k от z (см. формулы (6.1) и (6.7) главы 9) приводит к *логарифмической формуле распределения массовой доли водяного пара по высоте*:

$$s(z) = s_2 - \frac{Q'_0}{a\rho_0} \ln \frac{z+z_0}{z_2+z_0}, \quad (2.3)$$

где s_2 — доля пара на высоте z_2 ; величина a определена формулой (7.2) главы 9.

Согласно формуле (2.3), доля пара падает (при $Q'_0 > 0$) или растет (при $Q'_0 < 0$) с высотой пропорционально $\ln z$.

3 Распределение влажности в тропосфере и стратосфере

Выше приземного слоя в переносе водяного пара также участвует турбулентный обмен и вертикальные токи. Однако поток водяного пара в пограничном слое в целом и тем более в тропосфере уже не остается постоянным по высоте. Физически очевидно, что под влиянием турбулентного перемешивания должна выравниваться доля пара, поскольку именно она сохраняет постоянное значение при движении частиц воздуха. При $s = s_0 = \text{const}$ давление водяного пара падало бы с высотой с такой же скоростью, как и общее атмосферное давление:

$$\frac{e}{e_0} = \frac{p}{p_0} = \exp\left(-\frac{gz}{R_c T_m}\right). \quad (3.1)$$

Однако давление пара, рассчитанное по последней формуле, уже на сравнительно малых высотах оказывается больше того давления насыщения, которое соответствует температуре на этих высотах. Это означает, что в большей части тропосферы водяной пар должен конденсироваться, вследствие чего давление водяного

пара убывает с высотой значительно быстрее, чем давление воздуха.

Первые формулы, описывающие распределение характеристик влажности по высоте, были получены в конце прошлого века по материалам наблюдений в Альпах и данным шаров-зондов. Формула Ганна (1889 г.) имеет вид

$$e = e_0 \cdot 10^{-z/6,3}, \quad (3.2)$$

где z — высота над земной поверхностью (км); e_0 — давление пара при $z = 0$.

Согласно формуле (3.2), давление водяного пара убывает в 10 раз (по сравнению с наземным) на высоте 6,3 км и в 100 раз на высоте 12,6 км (атмосферное давление на этих высотах убывает соответственно всего лишь в 2—2,5 и 4—5 раз).

Другой известный немецкий ученый Зюринг получил в 1900 г. формулы

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6} - \frac{z^2}{120}}, \quad s = s_0 \cdot 10^{-\frac{z}{9} - \frac{z^2}{120}} \quad (3.3)$$

(здесь z — высота в километрах), согласно которым давление пара убывает с высотой еще быстрее, чем по формуле Ганна. Доля пара в согласии с формулой, связывающей s с e , убывает с высотой медленнее, чем давление пара. Формула Зюринга для распределения s была подтверждена и более поздними наблюдениями за влажностью с помощью самолетов (Хргиан, 1945 г.).

К настоящему времени накоплены многочисленные данные измерения влажности в тропосфере и нижней стратосфере с помощью радиозондов. Точность единичного измерения влажности все еще недостаточно высокая, особенно при отрицательных температурах; однако при осреднении ошибки единичных измерений сглаживаются, и вследствие этого средние значения определены с удовлетворительной точностью.

Остановимся на результатах обработки материалов радиозондирования атмосферы.

В табл. 14.1 и 14.2 приведены средние значения и средние квадратические отклонения точки росы ($\bar{\tau}$ и σ_τ) и доли пара (\bar{s} и σ_s) по данным радиозондирования в Ленинграде и Москве.

Согласно данным табл. 14.1, точка росы в тропосфере (до высоты 9—10 км) убывает с высотой практически с такой же скоростью, как и температура воздуха: средний для всей тропосферы и за год вертикальный градиент точки росы составляет 0,61°C/100 м (при колебаниях от 0,65°C/100 м в июле—августе до 0,54°C/100 м в январе—феврале). В нижней стратосфере (выше уровня 250 гПа) падение точки росы резко замедляется (но все же $\gamma_\tau > 0$).

Таблица 14.1. Средние значения ($\bar{\tau}$) и средние квадратические отклонения (σ_{τ}) температуры точки росы ($^{\circ}\text{C}$). Ленинград, 4384 зондирования за 1963—1965 гг.

Сезон	Величина	Уровень, гПа				
		земля	850	700	500	400
Зима	$\bar{\tau}$	-9,1	-14,6	-23,8	-38,7	-48,7
	σ_{τ}	6,2	6,7	7,5	6,6	5,6
Весна	$\bar{\tau}$	-2,8	-10,5	-21,0	-35,8	-45,2
	σ_{τ}	5,7	7,2	8,6	6,7	5,1
Лето	$\bar{\tau}$	9,9	2,0	-8,6	-26,1	-35,9
	σ_{τ}	3,5	3,7	5,7	6,2	5,5
Осень	$\bar{\tau}$	2,9	-5,2	-15,7	-31,3	-41,4
	σ_{τ}	4,7	5,7	7,0	6,5	5,3
Год	$\bar{\tau}$	0,2	-7,1	-17,3	-33,0	-42,8
	σ_{τ}	5,0	5,8	7,2	6,5	5,4

Сезон	Величина	Уровень, гПа					
		300	250	200	150	100	50
Зима	$\bar{\tau}$	-59,2	-61,7	-63,2	-64,7	-67,7	-71,5
	σ_{τ}	3,7	2,9	4,5	4,9	4,1	5,0
Весна	$\bar{\tau}$	-57,0	-60,2	-59,3	-60,1	-62,0	-63,0
	σ_{τ}	3,5	2,9	4,3	3,6	3,8	3,8
Лето	$\bar{\tau}$	-49,2	-55,7	-56,7	-56,7	-57,8	-57,5
	σ_{τ}	4,1	3,3	4,5	3,5	1,8	2,5
Осень	$\bar{\tau}$	-53,6	-57,7	-60,0	-61,4	-62,1	-65,3
	σ_{τ}	3,4	3,1	4,0	3,5	2,4	2,4
Год	$\bar{\tau}$	-54,7	-58,8	-59,8	-60,7	-62,4	-64,3
	σ_{τ}	3,7	3,1	4,3	3,9	3,0	3,4

Таблица 14.2. Средние значения (\bar{s}) и средние квадратические отклонения (σ_s) доли водяного пара (%). Москва, 1961—1969 гг.

Месяц	Величина	Уровень, гПа									
		земля	850	700	500	400	300	200	150	100	50
Январь	\bar{s}	1,56	1,54	0,90	0,27	0,09	0,02	0,03	0,04	0,04	0,06
	σ_s	0,91	0,84	0,55	0,17	0,05	0,01	0,02	0,03	0,03	0,05
Июль	\bar{s}	9,06	6,36	3,51	1,41	0,46	0,11	0,06	0,08	0,09	0,20
	σ_s	1,87	1,58	1,44	0,61	0,25	0,06	0,04	0,03	0,04	0,07

Доля пара в тропосфере также уменьшается с высотой. Однако в стратосфере эта характеристика влажности медленно растет с высотой, что объясняется падением атмосферного давления, от которого зависит s (давление водяного пара в стратосфере, согласно данным табл. 14.1, также падает с высотой, но более медленно, чем p). Средние значения $\bar{\tau}$ и \bar{s} на всех уровнях летом больше, чем зимой.

Средние квадратические отклонения точки росы равны нескольким градусам как в тропосфере, так и в стратосфере. Довольно большие значения σ_{τ} свидетельствуют о том, что могут наблюдаться большие отклонения τ от средних значений. В теории вероятностей доказывается, что в 66 % случаев разность $\tau - \bar{\tau}$ заключена в интервале от $-2\sigma_{\tau}$ до $+2\sigma_{\tau}$, а в 97 % случаев — от $-3\sigma_{\tau}$ до $+3\sigma_{\tau}$. Таким образом, реальные значения τ , например, на уровне 850 гПа летом могут колебаться (в 97 % случаев) между $-9,1$ и $13,1^{\circ}\text{C}$ при среднем значении 2°C .

Эти данные показывают, что для реального распределения влажности характерно большое разнообразие: слои убывания влажности могут чередоваться со слоями ее возрастания. Так, зимой в нижней тропосфере (до 1,5—2 км) доля пара, как правило, растет с высотой (в это время наблюдается также и инверсионное распределение температуры воздуха).

Большой интерес представляют данные о распределении влажности с высотой в ясную (облачность 0—2 балла) и пасмурную (облачность 8—10 баллов) погоду.

Согласно данным табл. 14.3, доля пара в тропосфере в пасмурную погоду на всех уровнях больше, чем в ясную. Особенно ве-

Таблица 14.3. Средние значения (\bar{s}) и средние квадратические отклонения (σ_s) доли водяного пара (%) в ясную и пасмурную погоду. Москва, 1961—1969 гг.

Величина	Погода	Уровень, гПа									
		земля	850	700	500	400	300	200	150	100	50
Январь											
\bar{s}	Ясно	0,78	0,92	0,46	0,18	0,07	0,02	0,03	0,04	0,04	0,06
	Пасмурно	2,13	1,98	1,08	0,30	0,10	0,03	0,03	0,04	0,04	0,06
σ_s	Ясно	0,52	0,40	0,20	0,13	0,05	0,01	0,03	0,03	0,04	0,06
	Пасмурно	0,88	0,80	0,57	0,17	0,05	0,01	0,02	0,03	0,03	0,06
Июль											
\bar{s}	Ясно	8,47	5,76	2,79	0,82	0,33	0,09	0,04	0,06	0,08	0,17
	Пасмурно	9,46	7,08	4,31	1,31	0,51	0,10	0,07	0,09	0,10	0,22
σ_s	Ясно	1,74	1,48	1,13	0,38	0,14	0,04	0,02	0,02	0,03	0,05
	Пасмурно	1,44	1,49	1,28	0,71	0,31	0,06	0,04	0,03	0,04	0,08

лико различие зимой: в нижней половине тропосферы (до уровня 500 гПа), где наиболее часто образуются облака, доля пара в январе в облачную погоду более чем в 2 раза больше, чем в ясную. Интервал изменения доли пара (между экстремальными значениями) в пасмурную погоду тоже больше, чем в ясную. Так, в 97,5 % случаев доля пара в средней тропосфере (500 гПа) заключена зимой в доверительном интервале 0,05—0,86‰ в пасмурные дни и 0,05—0,65‰ в ясные; летом эти интервалы соответственно равны 0,29—3,36 и 0,18—2,32‰. Только в июле вблизи земли σ_s в пасмурную погоду несколько меньше, чем в ясную, что можно объяснить влиянием суточных колебаний влажности.

Приведем еще данные о связи между температурой и влажностью воздуха. Количественной мерой такой связи служит коэффициент взаимной корреляции $r_{T,s}$. Чем больше $r_{T,s}$, тем теснее связь между температурой и влажностью. Как следует из табл. 14.4, коэффициенты взаимной корреляции $r_{T,s}$ на всех уровнях положительные. Это означает, что всюду рост температуры сопровождается увеличением доли пара. Однако теснота связи существенно различна, прежде всего летом и зимой. В холодный период года относительная влажность, как правило, достаточно высокая — воздух близок к состоянию насыщения. Поэтому увеличение температуры сопровождается ростом доли пара: коэффициенты корреляции $r_{T,s}$ в январе всюду, и особенно вблизи земли, велики. Летом связь между T и s почти на всех уровнях, и особенно вблизи земли, слабее, чем зимой. Зимой $r_{T,s}$ в пасмурную погоду несколько больше, чем в ясную. Эту же закономерность подтверждают данные табл. 14.5: в нижней тропосфере, и особенно у земли, связь между изменениями (во времени) температуры воздуха и точки росы в январе значительно теснее, чем в июле.

Таблица 14.4. Коэффициенты взаимной корреляции между температурой и долей пара на одном и том же уровне при разной погоде. Москва, 1961—1969 гг.

Месяц	Погода	Уровень, гПа									
		земля	850	700	500	400	300	200	150	100	50
Январь	Ясно	0,94	0,58	0,57	0,72	0,70	0,58	0,84	0,84	0,84	0,86
	Пасмурно	0,97	0,80	0,66	0,80	0,71	0,64	0,84	0,84	0,86	0,85
	Все дни	0,95	0,71	0,57	0,65	0,61	0,60	0,86	0,86	0,87	0,85
Июль	Ясно	0,47	0,78	0,30	0,36	0,53	0,58	0,90	0,62	0,51	0,61
	Пасмурно	0,18	0,75	0,26	0,43	0,56	0,43	0,80	0,41	0,30	0,37
	Все дни	0,40	0,72	0,33	0,40	0,58	0,66	0,81	0,66	0,63	0,62

Сведения о влажности воздуха в стратосфере малочисленны. Массовые измерения влажности с помощью радиозондов уже в верхней тропосфере обладают низкой точностью. По этой при-

Таблица 14.5. Коэффициенты взаимной корреляции между синхронными изменениями температуры воздуха и точки росы за 12 ч (244 зондирования в 1963 г.). Архангельск

Месяц	Уровень, гПа					
	земля	850	700	500	300	200
Январь	0,99	0,78	0,67	0,60	0,68	0,69
Апрель	0,77	0,67	0,66	0,59	0,78	0,69
Июль	0,65	0,73	0,76	0,53	0,68	0,69
Октябрь	0,71	0,79	0,77	0,57	0,71	0,85

чине измерение влажности в стратосфере осуществлялось в последние десятилетия с помощью специальной аппаратуры (инфракрасных гигрометров, конденсационных гигрометров и пр.). Установлено, что выше тропопаузы абсолютная и относительная влажность воздуха, как правило, принимают очень низкие значения. Однако в стратосфере могут встречаться слои с повышенной влажностью, в частности, в области перламутровых облаков. Анализ измерений массовой доли водяного пара в стратосфере позволил наметить два типа ее распределения.

1. Выше тропопаузы s резко уменьшается до 0,001—0,01‰ вблизи 16 км; выше этого уровня доля пара растет и на предельных высотах (около 30 км), до которых выполнены измерения, достигает значений, в 10—100 раз превышающих s вблизи тропопаузы. Среднее распределение s в тропосфере и стратосфере удовлетворительно описывается формулами:

$$s(z) = s_0 \exp(-\alpha_0 z), \quad 0 \leq z \leq z_1,$$

$$s(z) = s_1 \exp[\alpha_1(z - z_1)], \quad z_1 \leq z \leq z_{\max}, \quad (3.4)$$

в которых s_0 колеблется от 1,6 до 17,5‰, α_0 — от 0,42 до 0,84 км⁻¹, s_1 — от 0,002 до 0,005‰, z_1 — от 8 до 15 км и α_1 — от 0 до 0,31 км⁻¹.

2. Доля пара мало изменяется с высотой ($\alpha_1 \approx 0$), но сравнительно высока во всем слое выше тропопаузы (примерно 0,01—0,05‰).

Сведения о влажности воздуха в верхней стратосфере и мезосфере еще более малочисленны. Однако, поскольку здесь наблюдается турбулентное перемешивание, водяной пар может поступать из нижних слоев и в эти слои, о чем свидетельствует образование серебристых (мезосферных) облаков, которые, как принято сейчас считать, состоят из ледяных кристаллов.

Обобщение приведенных здесь формул распределения характеристик влажности с высотой на случай учета вертикальных движений, выпадения осадков и др. дано в главе 17.

4 Распределение и суточный ход характеристик влажности в пограничном слое атмосферы

Вертикальные профили характеристик влажности в пограничном слое также разнообразны, как и профили температуры. С целью выявления наиболее общих закономерностей и исключения ошибок измерения проводится осреднение опытных данных зондирования.

Из табл. 14.6 видно, что доля пара зимой практически не изменяется с высотой. Во все другие сезоны года она убывает с высотой — быстрее летом и весной и медленнее осенью. Вертикальные градиенты ($-\partial s/\partial z$) доли пара летом также изменяются в более широких пределах, чем зимой.

Таблица 14.6. Средние за сезон значения доли водяного пара (%). Московская область

Сезон	Высота, м										
	2	50	100	150	200	300	400	500	600	700	800
Зима	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9	0,9
Весна	3,7	3,5	3,4	3,3	3,2	3,0	3,0	2,9	2,8	2,6	2,3
Лето	9,2	8,4	8,1	8,0	7,8	7,6	7,5	7,4	7,4	7,4	7,4
Осень	4,6	4,6	4,5	4,4	4,4	4,3	4,2	4,1	4,0	—	—

Распределение средних за сезон значений доли пара и относительной влажности отдельно в ясные и пасмурные дни приведено в табл. 14.7. Относительная влажность убывает с высотой во все сезоны года в ясные дни и практически постоянна в пасмурные (исключение составляет осень). Доля пара в ясные дни зимой медленно растет с высотой, в другие сезоны убывает. В случае облачного неба доля пара практически не изменяется с высотой зимой и более медленно, чем в ясные дни, убывает с высотой в другие сезоны года. Относительная влажность в пасмурные дни во все сезоны и на всех высотах больше, чем в ясные. Доля пара на всех уровнях существенно больше в пасмурные дни осенью и особенно зимой.

Суточный ход характеристик влажности по экспериментальным данным. Изменение температуры и турбулентного обмена обуславливает хорошо выраженный суточный ход характеристик влажности. Наиболее значительные суточные изменения гигрометрических характеристик наблюдаются в теплую половину года над материками.

В суточных колебаниях давления водяного пара и абсолютной влажности (равно как и доли пара) отмечают два максимума

Таблица 14.7. Средние за сезон значения относительной влажности и доли пара на различных высотах. Свердловск

Сезон	f %					s %					Число случаев
	высота, м										
	0	120	220	320	420	0	120	220	320	420	

Ясные дни

Зима	67	64	59	55	51	0,73	0,90	0,92	0,92	0,93	36
Весна	64	63	61	60	59	3,76	4,51	4,50	4,43	4,21	27
Лето	55	50	48	48	48	7,59	6,87	6,40	6,41	6,19	27
Осень	68	58	54	52	52	4,92	4,68	4,65	4,51	4,50	18

Пасмурные дни

Зима	81	81	82	82	82	1,93	1,91	1,91	1,91	1,75	70
Весна	70	70	72	72	72	4,15	3,98	4,11	3,98	3,82	26
Лето	80	80	78	78	78	7,64	7,64	7,32	7,18	6,99	46
Осень	86	81	78	76	75	6,13	5,90	5,77	5,59	5,36	31

(в 7—10 и 19—22 ч) и два минимума (перед восходом Солнца и в 15—17 ч). Суточный ход абсолютной влажности над сухой почвой иллюстрирует рис. 14.1.

В утренние часы после восхода Солнца температура земной поверхности начинает расти. Увеличивается скорость испарения,

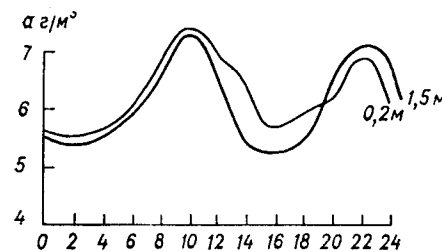


Рис. 14.1. Суточный ход абсолютной влажности на высоте 0,2 и 1,5 м. Арысь (Казахская ССР).

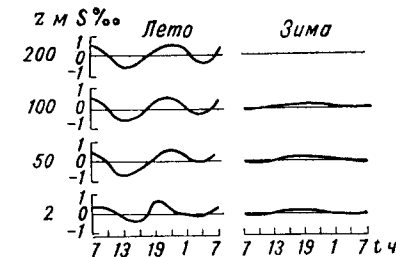


Рис. 14.2. Суточный ход массовой доли водяного пара на разных высотах. Московская область.

а вместе с ней и влажность воздуха. Но этот рост продолжается лишь до 9—10 ч. В околополуденные часы сильно возрастает интенсивность турбулентного обмена, под влиянием которого водяной пар переносится в более высокие слои.

Если почва недостаточно увлажнена, то этот отток водяного пара не компенсируется испарением влаги с почвы, вследствие чего в нижних слоях абсолютная влажность в околополуденные часы уменьшается. В вечерние часы под влиянием ослабления тур-

булентного обмена она вновь начинает увеличиваться. Ночью абсолютная влажность медленно уменьшается вследствие конденсации водяного пара (в виде росы, тумана).

Данные аэростатического зондирования в Подмоскowie и под Ленинградом позволяют заключить, что основные черты суточного хода доли пара и на более высоких уровнях (до высоты 800 м) в основном такие же, как и вблизи земной поверхности (рис. 14.2). Различие наблюдается лишь в экстремальных значениях доли пара и во времени их наступления. Так, в Подмоскowie до высоты 100 м более глубокий минимум наблюдается в послеполуденные

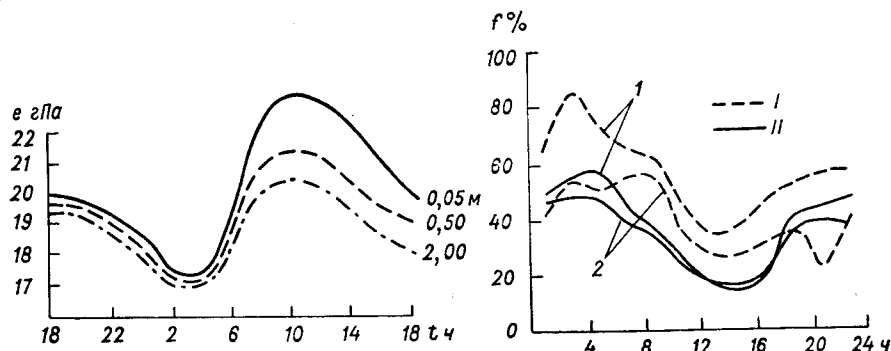


Рис. 14.3. Суточный ход давления водяного пара над сильно увлажненной почвой.

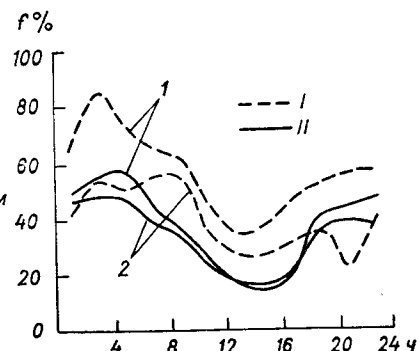


Рис. 14.4. Суточный ход относительной влажности на высоте 2 м (I) и 50 м (2).

I — Пахтаарал; II — Голодная Степь.

часы, а выше 200 м, наоборот, ночной минимум более глубок, чем дневной. Максимумы доли пара наступают на высотах несколько позже (около 10 и 22 ч) по сравнению с земной поверхностью, где они отмечаются около 7 и 19 ч. Поскольку усиление турбулентного обмена ведет к выравниванию вертикального профиля доли пара, над сухой почвой в то время, когда в нижнем слое (до 200—250 м) наблюдается минимум s , в верхней части пограничного слоя доля пара достигает максимума.

Зимой, а над водой и сильно увлажненной поверхностью суши в течение всего года, наблюдается другой тип суточного хода влажности (рис. 14.3). В этом случае кривая суточного хода доли пара и абсолютной влажности имеет один минимум (в конце ночи). Объясняется это тем, что зимой и над сильно увлажненной поверхностью интенсивность турбулентного обмена не так сильно увеличивается днем, как над сухой почвой летом; к тому же перенос водяного пара вверх компенсируется усиливающимся испарением.

Рассмотрим суточный ход относительной влажности $f = 100e/E$. В этой дроби величины в числителе и знаменателе имеют хорошо выраженный суточный ход. В околополуденные часы летом e уменьшается, а E сильно растет за счет повышения температуры. Вследствие этого f в послеполуденные часы резко уменьшается и достигает минимума в 15—17 ч. Максимальные значения f наблюдаются ночью при минимуме температуры (рис. 14.4).

5 Испарение

Скоростью испарения или испарением называют массу воды, которая испаряется за единицу времени с единичной поверхности. Это тот поток водяного пара Q'_0 , который уже был введен и рассматривался в предыдущих главах. Единица скорости испарения в системе СИ — $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$. На практике испарение рассчитывается за более длительный промежуток времени (час, сутки, месяц) и чаще всего в миллиметрах слоя воды, который испарился за этот промежуток. Поскольку плотность воды практически не отличается от $1 \text{ г}/\text{см}^3$, то легко понять, что существует простая связь:

$$Q'_0 \text{ г}/(\text{с} \cdot \text{см}^2) = 0,1 Q'_0 \text{ мм}/\text{с} \text{ и } Q'_0 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2) = Q'_0 \text{ мм}/\text{с}.$$

Эти соотношения справедливы для любой единицы времени.

Тепло, затрачиваемое на испарение воды с поверхности земли, представляет собой одну из важнейших составных частей теплового баланса деятельного слоя земли и атмосферы. На скорость испарения оказывают влияние много факторов: 1) скорость ветра, 2) шероховатость испаряющей поверхности, 3) стратификация приземного слоя, 4) размеры испаряющей поверхности, 5) характер растительного покрова и др.

К настоящему времени разработана методика расчета испарения с водной поверхности (море, океан, озеро, водохранилище). В непосредственной близости к водной поверхности водяной пар, как уже указывалось, находится в состоянии насыщения, и это обстоятельство значительно облегчает решение вопроса. Принято делить все водоемы на три группы: 1) малые водоемы (диаметром $d < 1 \text{ км}$); 2) ограниченные водоемы ($1 \text{ км} < d < 100 \text{ км}$); 3) неограниченные водоемы ($d > 100 \text{ км}$). На суше влажность воздуха в непосредственной близости к ее поверхности неизвестна, и ее трудно измерить. Однако, если измерена влажность хотя бы на двух высотах (градиентные измерения), то по излагаемой ниже методике можно рассчитать скорость испарения и с поверхности суши.

Над большими (неограниченными) водоемами температура и влажность воздуха, скорость ветра сравнительно медленно (при

отсутствии фронтов) изменяются по горизонтали и во времени: нестационарные и адвективные члены в соответствующих уравнениях малы. Мал в этих уравнениях и конвективный член, поскольку вблизи плоской поверхности мала вертикальная скорость.

При получении формулы для скорости испарения воспользуемся результатами, приведенными в п. 2. В случае расчета испарения с водной поверхности в качестве нижнего уровня, на котором известна доля пара, можно принять средний уровень воды ($z = 0$). Записывая формулу (2.3) для этого уровня, а затем разрешая ее относительно Q'_0 , получаем

$$Q'_0 = -\rho_0 \alpha_s c_3 (s_2 - s_0). \quad (5.1)$$

Коэффициент влагообмена с учетом формулы (7.4) главы 9 имеет вид

$$\alpha_s = \frac{\chi^2}{\ln \frac{z_3 + z_0}{z_0} \ln \frac{z_2 + z_0}{z_0}}. \quad (5.2)$$

В (5.1) величина s_0 — доля водяного пара в непосредственной близости к водной поверхности (при $z = 0$), равная доле насыщенного пара при температуре поверхности воды T_0 : $s_0 = s_m(T_0, p_0)$. Таким образом, если T_0 и s_2 измерены, то с помощью формулы (5.1) можно определить скорость испарения с поверхности морей и больших озер и водохранилищ.

Если в формуле (5.1) произвести замену s на e , то она примет вид

$$Q'_0 = b_1 c_3 (E_0 - e_2), \quad (5.3)$$

где E_0 — давление насыщения при температуре T_0 ; e_2 — давление водяного пара на высоте z_2 ; $b_1 = 0,622 \alpha_s \rho_0 / p_0$.

Формулу (5.3) называют формулой Дальтона. Поскольку на морях практически отсутствует суточный ход метеорологических величин и турбулентного обмена, формулу (5.3) можно применять для расчета испарения за сутки и более длительные промежутки времени. В среднем для всего Мирового океана формула (5.3) имеет вид

$$Q'_0 = 1,34 \cdot 10^{-2} c_3 (E_0 - e_2), \quad (5.4)$$

где c_3 и e_2 — соответственно средние за сутки скорость ветра (м/с) и давление водяного пара (гПа) на уровне судовых измерений ($z_2 \approx 10$ м); Q'_0 — в г/(сут·см²).

Сравнение с опытными данными показало, что формулы (5.3) и (5.4) обеспечивают удовлетворительную точность расчетов (для средних условий). Следует лишь иметь в виду, что E_0 надо определять по температуре T_0 водной поверхности, а не по температуре воздуха вблизи воды. Последняя температура может суще-

ственно отличаться от T_0 ; это наблюдается, например, зимой над свободными от льда водоемами (в том числе водохранилищами).

Морская вода соленая. Средняя ее соленость составляет 35 ‰, т. е. в 1 кг воды содержится 35 г соли. При подсчете испарения с поверхности моря давление насыщения E_0 в формулах (5.3) и (5.4) следует брать по отношению к раствору соли. Хотя уменьшение E_0 за счет раствора невелико, оценки показывают, что пренебрежение этим эффектом может привести к завышению испарения до 10—20 %.

Формулы (5.3) и (5.4) используются также для расчета скорости испарения с поверхности снега. Однако в этом случае E_0 нужно заменить давлением насыщения над льдом ($E_{л.}$) при температуре снежной поверхности. Поскольку $E_{л.} < E_0$, то при прочих равных условиях скорость испарения с поверхности снега меньше, чем с поверхности воды. Получены следующие значения коэффициента b_1 в формуле (5.3) для снежных поверхностей с разной шероховатостью:

z_0 см	0,05	0,25	0,60
b_1	0,0051	0,077	0,0103

При подстановке таких значений b_1 в (5.3) получаем Q'_0 в мм/ч (имеется в виду толщина испарившегося за 1 ч слоя воды), если e_2 — давление пара (гПа) на высоте $z_2 = 10$ м. Для районов с устойчивым снежным покровом толщиной более 20 см рекомендуется $z_0 = 0,05$ см, при пятнистом и неустойчивом снежном покрове $z_0 = 0,25$ см, а при наличии над снегом стерни или стеблей $z_0 = 0,60$ см.

Анализ опытных материалов показал, что при одних и тех же значениях e_2 и c_3 скорость испарения с поверхности старого плотного снега и особенно льда значительно больше, чем с поверхности рыхлого (свежевыпавшего) снега. Объясняется это явление тем, что лед и плотный снег обладают большей теплопроводностью и, поскольку в этих условиях температура растет с глубиной, поток тепла из глубины, а вместе с ним и температура поверхности льда и плотного снега больше соответствующих величин в случае рыхлого снега.

Нередко на снежной поверхности происходит сублимация водяного пара. В этих случаях поток водяного пара направлен к поверхности ($Q'_0 < 0$), что возможно при $e_2 > E_{л.}$. Испарение с поверхности снега (льда) прекращается при $e_2 = E_{л.}(T_0)$, т. е. при относительной влажности воздуха $f_{л.}$, равной $E_{л.}(T_0)/E(T_2)$. Если относительная влажность на уровне z_2 больше $f_{л.}$ ($f_2 > f_{л.}$), то на поверхности снега (льда) происходит сублимация водяного пара. Так, если в период снеготаяния, когда $T_0 = 0^\circ\text{C}$, температура воздуха $T_2 = 5^\circ\text{C}$, то $f_{л.} = 70\%$, и, следовательно, при $f_2 > 70\%$ происходит не испарение, а сублимация водяного пара.

Формулу (5.4) и подобные ей (многими авторами для различных бассейнов получены разные коэффициенты) можно использовать лишь для приближенной оценки испарения при некотором среднем состоянии волнения. Более точные результаты дает формула (5.1) при α_s , определенном по соотношению (5.2), поскольку здесь учитывается зависимость коэффициента влагообмена от шероховатости (волнения) водной поверхности.

Исследованиями океанологов установлено, что параметр шероховатости морской поверхности в общем случае является достаточно сложной функцией нескольких характеристик состояния воды и воздуха (скорости ветра, поверхностного натяжения, вязкости воды и воздуха и др.). Однако при хорошо развитом волнении, когда поля скорости ветра и волнения согласованы между собой, z_0 зависит только от скорости ветра. В этом случае z_0 связан со скоростью трения u_* соотношением

$$z_0 = 0,035u_*^2/g. \quad (5.5)$$

При стратификации, близкой к безразличной, u_* в свою очередь связана со скоростью ветра c_3 на высоте z_3 и с z_0 формулой (см. п. 3 главы 21):

$$u_* = \kappa \frac{c_3}{\ln \frac{z_3 + z_0}{z_0}}. \quad (5.6)$$

Формулы (5.1), (5.2), (5.5) и (5.6) позволяют определить скорость испарения с водной поверхности по измеренным T_0 , s_2 и c_3 при стратификации, не очень сильно отличающейся от безразличной (такая стратификация над морями преобладает).

Вопрос об испарении с малых и ограниченных водоемов относится к более общей проблеме — проблеме изменения (трансформации) свойств воздушного потока при движении его над неоднородной подстилающей поверхностью. Пусть некоторая воздушная масса в течение длительного времени двигалась над однородной подстилающей поверхностью, а затем переместилась на поверхность с существенно другими термическими и динамическими свойствами. Под влиянием вертикального и горизонтального обмена в движущейся массе начинается процесс изменения ее физических свойств (температуры, влажности, скорости ветра), который распространяется на слой большей или меньшей толщины в зависимости от времени, в течение которого воздух находится в новых условиях, и от интенсивности турбулентного обмена.

С количественной стороны процесс трансформации описывается уравнениями переноса тепла и влаги, а также уравнениями движения при соответствующих начальном и граничных условиях.

Остановимся на использовании уравнения теплового баланса деятельного слоя суши и воды

$$R_s = Q_0 + LQ'_0 + Q_m \quad (5.7)$$

для расчета скорости испарения. Если в это уравнение ввести отношение Боуэна

$$Bo = \frac{Q_0}{LQ'_0} = \frac{c_p}{L} \frac{T_2 - T_1}{s_2 - s_1}, \quad (5.8)$$

то оно примет вид

$$Q'_0 = \frac{R_s - Q_m}{L(1 + Bo)}. \quad (5.9)$$

При измеренном радиационном балансе (R_s) и рассчитанном потоке тепла в глубь почвы или воды (Q_m) формула (5.9) позволяет определить скорость испарения Q'_0 .

При определении Bo привлекаются (при отсутствии градиентных измерений) некоторые эмпирические соотношения. Так, над морем, где влажность тесно связана с температурой, отношение Боуэна можно рассчитывать лишь по разности температур вблизи поверхности моря и на высоте 10 м ($T_0 - T_{10}$):

$T_0 - T_{10}$ °С	7	4	1	0	-1
Bo	0,8	0,6	0,2	0	-0,6

Для суши установлена следующая связь между разностями температур:

$$T_0 - T_{1,5} = 15(T_{0,55} - T_{1,5}),$$

где $T_{0,55}$ и $T_{1,5}$ — температура воздуха соответственно на высотах 0,55 и 1,5 м, T_0 — температура воздуха вблизи почвы.

В предельном случае, когда теплообмен деятельного слоя с более глубокими слоями (Q_m) и с атмосферой (Q_0) отсутствует, уравнение (5.7) принимает вид

$$R_s = L(Q'_0)_{\max}, \quad (5.10)$$

т. е. весь приток радиации расходуется на испарение. Поскольку R_s редко превышает $1,05 \text{ кВт/м}^2$, то $(Q'_0)_{\max}$ не превышает $1,5 \text{ кг/(ч} \cdot \text{м}^2) = 1,5 \text{ мм/ч}$.

Оценка максимальных значений испарения представляет большой интерес при расчете норм орошения и водного режима искусственных водохранилищ. Избыточный полив вреден не только из-за лишнего расхода воды, но и потому, что он вызывает засоление почв.

Под *испаряемостью* понимают от количество воды, которое испарилось бы с поверхности суши в данной местности при неограниченном запасе влаги в почве.

В районах с избыточным увлажнением фактическое испарение близко к испаряемости. В засушливых районах испарение значительно меньше испаряемости. Исследованиями М. И. Будыко установлено, что испаряемость близка к величине $(Q'_0)_{\max}$, определенной формулой (5.10).

6 Круговорот воды на Земле

Общеизвестна огромная роль воды и ее аномальных свойств в возникновении и поддержании жизни на нашей планете, в формировании погоды и климата Земли. Особенно велико значение пресной воды, без которой невозможно существование растительного и животного мира планеты. Во все возрастающих количествах пресная вода используется человеком как абсолютно необходимый продукт питания, так и в процессе многогранной производственной деятельности. Хотя в целом запасы воды на Земле велики (если ее равномерно распределить по земному шару, то образовался бы слой толщиной 2728 м), большая часть воды (96,5 %) сосредоточена в Мировом океане (занимающем 71 % поверхности Земли при средней глубине 3700 м). На остальные виды воды приходится, таким образом, всего 3,5 %, из них на долю пресной воды — 2,53 % общего ее количества на планете. Однако и эта сравнительно небольшая масса пресной воды исключительно неравномерно распределена по Земле: основная ее часть сосредоточена в ледниках и постоянно залегающем снежном покрове (68,7 %), в водоносных слоях земной коры (30,1 %) и в подземных льдах (0,86 %).

В наиболее доступных для потребления источниках пресной воды — руслах рек и озерах — находится лишь очень малая доля пресной воды: соответственно 0,006 и 0,26 % общих ее запасов. Оставшаяся пресная вода заключена в атмосфере (0,04 %), болотах (0,03 %) и биомассе (0,003 %). Совершенно очевидно, что эти запасы пресной воды были бы за сравнительно короткий период времени полностью исчерпаны, если бы не происходил круговорот воды в природе, в процессе которого осуществляется возобновление запасов воды. Определяющую роль в этом процессе играет атмосфера, где образовавшийся при испарении с земной поверхности водяной пар конденсируется и затем выпадает на землю в виде осадков.

В среднем за год, как уже указывалось, на поверхность земного шара выпадает $5,77 \cdot 10^{14}$ т осадков (слой воды толщиной $5,77 \cdot 10^{14} / 5,1 \cdot 10^{14} \text{ м} = 1131$ мм). В процессе испарения, конденса-

ции и последующего выпадения осадков вода в атмосфере возобновляется (полностью обновляется) в течение года примерно 45 раз, т. е. через каждые 8,1 сут. Это — наиболее быстрый (среди всех звеньев влагооборота) процесс обновления воды в природе. Близок к атмосферному период обновления воды в руслах рек — около 16 сут. Все другие периоды обновления запасов воды намного больше: в озерах — 17 лет, подземных вод — 1400 лет, крупных горных ледников — 1600 лет, Мирового океана — 2500 лет, полярных ледников — 9700 лет, подземных льдов — 10 000 лет.

Большой познавательный и прикладной интерес представляет оценка атмосферного звена круговорота воды в атмосфере, под влиянием которого осуществляется возобновление пресной воды на суше.

В работах О. А. Дроздова, Х. П. Погосяна и других советских ученых исследован круговорот воды между океанами и материками. Горизонтальный перенос водяного пара оценен с помощью карт барической топографии, испарение, осадки и сток — по данным наземных наблюдений.

Известно, что испарение с поверхности Мирового океана (Q'_0) превышает количество осадков (I_0), выпадающих на ту же поверхность. Оставшаяся часть $A = Q'_0 - I_0$ водяного пара океанического происхождения выносится воздушными потоками на материки. Из этого переносимого атмосферой потока влаги (A) на ближайшей к океану части материка из образовавшейся над океаном и материком облачности выпадают осадки (количество их обозначим I_{Π}). За время движения воздуха над материком к переносимому водяному пару добавляется пар (Q_M), образовавшийся в процессе испарения воды с поверхности материка. Часть этого пара (I_M) после конденсации выпадает в виде осадков местного происхождения, а другая часть ($C'' = Q_M - I_M$) выносится за пределы материка. Выносится за его пределы и часть $C' = A - I_{\Pi}$ водяного пара, который поступил на материк с океана и не успел над ним сконденсироваться и выпасть в виде осадков.

Результаты расчетов (по данным наблюдений) всех указанных составляющих круговорота воды над всеми материками (кроме Антарктиды) представлены в табл. 14.8. Видно, что самое большое количество осадков ($28,4 \cdot 10^{12}$ т/год) выпадает в Южной Америке, большая часть которых образуется из водяного пара, принесенного в основном с Атлантического океана (путь пар с Тихого океана преграждает ориентированная вдоль меридиана горная система Анд). Из переносимого над Южной Америкой водяного пара формируется примерно столько же осадков (16,90 Тт/год), сколько и над всей Евразией (21,17 Тт/год), хотя площадь ее почти в 3 раза меньше. Велика в Южной Америке (по сравнению с другими материками) и доля осадков (I_M), которые обра-

зуются из пара местного происхождения (Q_M): здесь отношение I_M/Q_M составляет 0,76, в то время как в Европе оно равно 0,48, в Африке 0,41, а в Австралии — только 0,14.

Таблица 14.8. Составляющие круговорота воды на материках Земли

Материк	Площадь, тыс. км ²	Влажность атмосферы, Гг	Составляющие круговорота, Тт/год						I/I_{Π}	C/I	C/A	
			осадки		испарение Q_M	сток	A	C'				C''
			I_{Π}	I_M								
Европа	9 800	144	5,31	2,23	4,68	2,73	10,1	4,8	2,5	1,42	0,97	0,72
Азия	40 775	864	15,86	9,84	15,22	10,79	20,1	4,2	5,3	1,62	0,37	0,47
Африка	29 530	848	15,08	6,33	15,50	4,18	24,6	9,5	9,2	1,42	0,87	0,76
Северная Америка	20 060	329	9,79	6,36	9,53	6,63	12,3	2,5	2,8	1,65	0,33	0,43
Южная Америка	17 800	522	16,90	11,50	15,12	11,76	20,7	3,8	3,7	1,68	0,26	0,36
Австралия	7 615	183	3,04	0,43	2,99	0,30	12,8	9,7	2,6	1,14	3,50	0,96

Примечание. В таблице обозначено: $C=C'+C''$ — общий вынос воды с материка; $I=I_{\Pi}+I_M$ — общее количество осадков, выпавших на материке из принесенной с океана влаги (I_{Π}) и поступившей в процессе испарения с самого материка (I_M); I/I_{Π} — показатель влагооборота (1 Гг=10⁹ т, 1 Тг=10¹² т).

В Южной Америке отмечают наиболее благоприятные условия для конденсации водяного пара и формирования осадков: здесь только около 1/5 (3,8 из 20,7 Тт/год) массы водяного пара с океана и около 1/4 (3,7 из 15,12 Тт/год) массы пара местного происхождения выносятся за пределы материка; отношения C/I и C/A , характеризующие общий вынос пара по сравнению с осадками и переносом пара с океана, в Южной Америке достигают минимальных значений (0,26 и 0,36); отношение стока к C здесь максимально (1,56).

Значителен перенос влаги над Европой (10,1 Тт/год). Однако условия для образования осадков здесь менее благоприятные: примерно половина (4,8 из 10,1 Тт/год) массы пара, поступившего преимущественно с Атлантики, и несколько больше половины (2,5 из 4,68 Тт/год) массы местного пара выносятся за пределы материка. Как следствие этого, в Европе достаточно велики отношения C/I и C/A (соответственно 0,97 и 0,72) и мало I_{Π}/A , а также отношение стока к выносу (оно равно 0,37).

Наиболее неблагоприятные условия для образования осадков наблюдаются в атмосфере Австралии. Вынос пара за пределы материка здесь в 3,5 раза превышает количество осадков; отношение C/A достигает 0,96, а доля осадков по сравнению с выносом (C) составляет всего лишь 2 %.

Кратко обсужденные результаты расчета составляющих влагооборота на материках позволяют более глубоко вскрыть законо-

мерности образования осадков, а также закономерности формирования погоды и климата в различных частях Земли. Большое значение эти данные имеют в связи с проблемой искусственного вызывания осадков.

Суточные и годовые колебания влажности на океанах. Для построения спектральных функций точки росы использованы наблюдения за влажностью в тропической зоне Атлантического океана в течение 204 суток. Анализ этих функций показал, что наиболее значительной амплитудой (A_T) обладают колебания с полусуточным ($A_T \approx 0,11^\circ\text{C}$) и суточным ($A_T \approx 0,24^\circ\text{C}$) периодами, а также с периодами 2,3—4,4 сут (A_T колеблется от 0,31 до $0,43^\circ\text{C}$) и 3,6—8,0 сут (A_T колеблется от $0,45$ до $0,59^\circ\text{C}$), называемыми синоптическими.

В течение года давление водяного пара e в Атлантическом океане изменяется значительно (табл. 14.9).

Таблица 14.9. Годовой ход давления водяного пара e (гПа) в Атлантическом океане (30° з. д.)

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII
50° с.	9,5	9,2	9,0	10,0	11,6	12,9	14,0
Экватор	28,0	28,0	28,0	29,0	27,2	27,5	26,5
50° ю.	8,7	8,0	7,5	8,0	6,1	6,1	5,8

Широта	VIII	IX	X	XI	XII	Амплитуда
50° с.	14,9	14,1	12,0	10,8	9,7	5,9
Экватор	26,7	27,4	27,4	27,6	28,0	2,5
50° ю.	5,4	5,8	6,2	7,0	8,0	3,3

В умеренных широтах в северном полушарии максимум e наблюдается в августе, минимум — в марте; в южном полушарии максимум наблюдается в январе, минимум — в августе. На экваторе наибольшее значение e отмечается в апреле (когда вблизи экватора находится ВЗК), а наименьшее — в июле (когда ВЗК наиболее удалена от экватора). Амплитуда годового хода давления водяного пара (равно как и температуры воздуха) в северном полушарии значительно больше, чем в южном.

Глава 15 Переохлаждение и замерзание воды в атмосфере

1 Понятие о равновесном и метастабильном состоянии

Все физические системы могут находиться в разных состояниях. Одни состояния являются неустойчивыми (неравновесными), другие — устойчивыми (равновесными). Если система находится в неравновесном состоянии, то она стремится перейти в более устойчивое состояние. Для механической системы необходимым условием устойчивости служит минимум ее потенциальной энергии. Условием равновесия термодинамической системы является минимум ее термодинамического потенциала или максимум энтропии. Замкнутая термодинамическая система, предоставленная сама себе, рано или поздно придет к стабильному состоянию — состоянию равновесия. Время, в течение которого система переходит в равновесное состояние, называется *временем релаксации* стабильного состояния. Если время релаксации стабильного состояния мало по сравнению с характерным временем какого-либо процесса, то этот процесс будет равновесным и обратимым.

Иногда, однако, переход из неустойчивого состояния в стабильное может совершаться в течение длительного времени. Такие состояния называются *метастабильными*. В метастабильном состоянии находятся пересыщенный водяной пар и переохлажденная вода. Для начала конденсации пересыщенного водяного пара при отсутствии в нем примесей необходимо, чтобы внутри него появились зародыши новой фазы (жидкой воды). Такие зародыши могут образоваться в результате флуктуаций плотности, т. е. за счет случайных сближений молекул водяного пара. Однако дальнейший рост этих зародышей может оказаться энергетически невыгодным, и они начнут распадаться. Такое явление произойдет тогда, когда затраты энергии на образование поверхности зародыша будут больше энергии, выделяемой при конденсации. Для того чтобы конденсация стала возможной, необходимо образование такого зародыша стабильной фазы, дальнейший рост которого связан с выделением энергии. Такие зародыши называются гетерофазными. Следовательно, для образования гетерофазного

зародыша нужно преодолеть некий потенциальный энергетический барьер.

Здесь можно провести некоторую аналогию с условиями механического равновесия. На рис. 15.1 показано несколько положений шара в поле силы тяжести. Предполагается, что шар обладает некоторой внутренней энергией, под влиянием которой он может совершать беспорядочные движения во всех направлениях (флуктуации). Положение *a* соответствует стабильному, а положение *b* — метастабильному равновесию. Под влиянием флуктуаций шар в принципе может перейти из стабильного в метастабильное состояние. Однако потенциальный барьер ($H+h$) здесь достаточно велик, и вероятность такого события практически равна нулю. При положении же шара в точке *b* ему нужно преодолеть значительно меньший потенциальный барьер *h*, чтобы очутиться на гребне *в*, где он будет находиться в неустойчивом равновесии. Достаточно небольшого импульса, чтобы он скатился вниз и перешел в положение стабильного равновесия *a*. Точно так же, если образовался зародыш водяной фазы некоторого определенного размера, зависящего от пересыщения, при дальнейшем его росте необходимая энергия будет уменьшаться, и он будет уже расти спонтанно (самопроизвольно), если сохраняется соответствующее пересыщение.

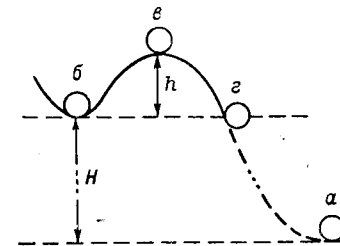


Рис. 15.1. Механический аналог стабильного (*a*) и метастабильного (*b*) состояния переохлажденной воды.

2 Основы теории образования кристаллов льда в атмосфере

Наряду с конденсацией водяного пара в атмосфере наблюдается замерзание водяных капель. Известно, что поверхностная энергия на границе пар—вода меньше, чем на границе пар—лед. Поэтому первичным процессом в естественных условиях при всех температурах является конденсация водяного пара, сопровождающаяся образованием капель воды. Водяные капли при отрицательных температурах могут замерзнуть и образовать ледяные частицы. По современным представлениям, для образования ледяной фазы необходимо, чтобы внутри водяной капли сформировался зародыш новой фазы — льда. Такой фазовый переход называется *гомогенным*. Зародыш новой фазы может образоваться и на некотором инородном ядре, который по аналогии с ядром конденсации носит название *ядра кристаллизации*. В данном случае имеет место *гетерогенный* фазовый переход.

Рассмотрим условия гомогенного фазового перехода. В результате случайных (флуктуационных) движений молекул жидкости внутри нее могут образоваться скопления, имеющие плотность и структуру льда. Вероятность образования таких скоплений увеличивается с понижением температуры. Образовавшиеся зародыши ледяной фазы становятся устойчивыми лишь при некоторых условиях, а именно при достижении определенного размера. На формирование зародыша необходимо затратить энергию, которая пропорциональна его поверхности. В то же время при возникновении ледяной фазы выделяется энергия скрытой теплоты замерзания. Пока зародыш очень мал, скрытая теплота, пропорциональная его объему, меньше, чем энергия образования поверхности, и возникший зародыш снова распадается. Чтобы это не произошло, необходимо совершить внешнюю работу. Работа образования зародыша вначале растет с увеличением его размера. По достижении некоторого критического размера $r_{кр}$ работа достигает максимума. Если размер больше критического, то в дальнейшем увеличение размера ведет к уменьшению необходимой работы.

Найдем критический размер и максимальную работу образования зародыша, исходя из термодинамических представлений. Будем считать, что ледяной зародыш имеет форму сферы радиусом r . Пусть Φ_v и Φ_l — удельные термодинамические потенциалы воды и льда соответственно. Работа образования зародыша A будет определяться изменением термодинамического потенциала $(\Phi_l - \Phi_v) \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l$ и поверхностной энергией зародыша $4\pi r^2 \sigma_l$ (σ_l — коэффициент поверхностного натяжения на границе лед—вода, ρ_l — плотность льда). Общая работа образования зародыша

$$A = (\Phi_l - \Phi_v) \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l + 4\pi r^2 \sigma_l. \quad (2.1)$$

Ледяная фаза при отрицательных температурах является более устойчивым состоянием, чем переохлажденная вода. Известно, что при переходе некоторой системы в более устойчивое состояние термодинамический потенциал уменьшается, поэтому $\Phi_v > \Phi_l$.

Чтобы определить критический радиус зародыша $r_{кр}$, используем известное условие достижения максимума $(dA/dr)_{r=r_{кр}} = 0$, которое с учетом (2.1) принимает вид

$$8\pi r_{кр} \sigma_l - (\Phi_v - \Phi_l) 4\pi r_{кр}^2 \rho_l = 0.$$

Отсюда

$$\Phi_v - \Phi_l = \frac{2\sigma_l}{\rho_l r_{кр}}. \quad (2.2)$$

Таким образом, критический радиус зародыша определяется разностью термодинамических потенциалов, зависящих от температуры и давления. Для установления связи $r_{кр}$ с последними величинами перепишем (2.2) в дифференциальном виде:

$$d\Phi_v - d\Phi_l = \frac{2\sigma_l}{\rho_l} d\left(\frac{1}{r_{кр}}\right), \quad (2.3)$$

при этом мы пренебрегли зависимостью σ_l и ρ_l от температуры и давления. Согласно формуле (2.10) главы 13, вошедшие в (2.3) дифференциалы равны

$$d\Phi_v = -\varphi_v dT + v_v dp, \quad (2.4)$$

$$d\Phi_l = -\varphi_l dT + v_l dp. \quad (2.5)$$

Здесь φ_v и φ_l — энтропии соответственно воды и льда, v_v и v_l — их удельные объемы.

Для большинства жидкостей и твердых тел при наблюдаемых в атмосфере dT и dp вторые слагаемые в правых частях последних соотношений на несколько порядков меньше первых. Пренебрегая по этой причине членами с dp , запишем уравнение (2.3) с учетом (2.4) и (2.5) в виде

$$-(\varphi_v - \varphi_l) dT = \frac{2\sigma_l}{\rho_l} d\left(\frac{1}{r_{кр}}\right). \quad (2.6)$$

Если еще воспользоваться формулой (2.3) главы 13, то последнее уравнение примет вид

$$\frac{2\sigma_l}{\rho_l} d\left(\frac{1}{r_{кр}}\right) = -L_{пл} \frac{dT}{T}, \quad (2.7)$$

где $L_{пл}$ — удельная теплота плавления льда.

Если проинтегрировать левую часть (2.7) от 0 до $r_{кр}$, а правую часть от T_0 до T , то получим

$$r_{кр} = \frac{2\sigma_l}{\rho_l L_{пл} \ln \frac{T_0}{T}}, \quad (2.8)$$

где $T_0 = 273,15$ К.

Максимальная работа образования зародыша, согласно (2.1) и (2.2), определяется выражением

$$A_{\max} = \frac{4}{3} \pi r^2 \sigma_l \quad (2.9)$$

или

$$A_{\max} = \frac{1}{3} \sigma_l S, \quad (2.10)$$

где S — поверхность зародыша.

Формула (2.10) пригодна и в том случае, если зародыш не имеет сферической формы.

Из формулы (2.8) следует, что критический радиус зародыша существенно зависит от переохлаждения ($T_0 - T$). Чем больше переохлаждение, тем меньше критический радиус, тем легче образоваться устойчивому зародышу. В свободной атмосфере активных ядер кристаллизации мало, поэтому замерзание капель начинается при достаточно большом переохлаждении.

3 Особенности самопроизвольного (спонтанного) образования ледяных зародышей в переохлажденной воде

Экспериментальные исследования показывают, что мелкие переохлажденные капли ($r < 5$ мкм) могут не замерзнуть при охлаждении до -40°C . Квилонг и Фурье д'Альб, подвергая расширенную атмосферный воздух в небольших конденсационных камерах, установили, что при температурах выше -40°C появляется лишь несколько кристаллов среди большого числа капель воды. При понижении температуры ниже -41°C происходит быстрое увеличение числа кристаллов. Опыты в камере Вильсона по изучению замерзания очень мелких капель показали, что все капли замерзли после того, как в течение 0,6 с они пробыли при температуре около -41°C .

Процесс самопроизвольного образования ледяных зародышей в переохлажденной воде называют спонтанной кристаллизацией. Последняя представляет собой статистическое явление. Вероятность образования ядра пропорциональна произведению объема капли и времени, в течение которого она находится при фиксированной температуре. С понижением температуры вероятность льдообразования возрастает, сначала медленно, а затем все быстрее. При температурах от -39 до -41°C скорость образования ледяных зародышей резко увеличивается. Различие в температурах, которые определяют начало резкого ее возрастания, зависит от условий проведения экспериментов (числа и размера капель; времени, в течение которого они охлаждаются).

В реальных условиях атмосферы, а также при постановке лабораторных опытов исследование процесса замерзания капель осложняется тем, что приходится иметь дело с очень широким спектром капель (от нескольких микрометров до 5 мм), различными скоростями охлаждения, наличием инородных частиц и др. Совершенно естественно, что результаты экспериментов, проведенных в неодинаковых условиях, существенно различаются между собой.

На рис. 15.2 приведена зависимость температуры замерзания T_s капель от их размера (диаметра). Согласно приведенным данным значения T_s тем ниже, чем меньше размер капли (при одних и тех же условиях проведения опыта). Однако температуры замерзания капель одного и того же размера, определенные разными исследователями при различных условиях, изменяются в достаточно широких пределах.

Бигг установил следующую зависимость между объемом капли V_k , ее переохлаждением $T_0 - T$ и временем t , в течение которого

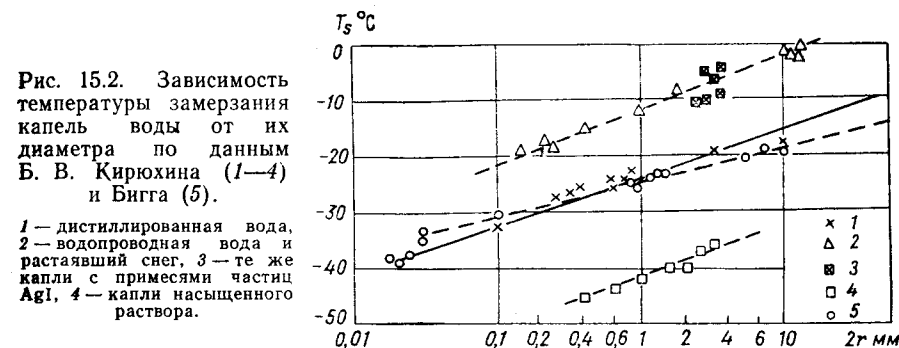


Рис. 15.2. Зависимость температуры замерзания капель воды от их диаметра по данным Б. В. Кирюхина (1—4) и Бигга (5).

1 — дистиллированная вода, 2 — водопроводная вода и растаявший снег, 3 — те же капли с примесями частиц AgI, 4 — капли насыщенного раствора.

она находится при этом переохлаждении, с одной стороны, и вероятностью P замерзания капли — с другой:

$$\ln(1 - P) = AVt[1 - \exp a(T_0 - T)],$$

где $A = (0,4 \div 9,7) 10^{-4} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; $a = (0,52 \div 0,74)^\circ\text{C}^{-1}$.

Бигг также установил, что при увеличении скорости охлаждения средняя температура замерзания несколько возрастает; так, при изменении скорости охлаждения от 0,05 до 0,5 $^\circ\text{C}/\text{мин}$ значение T_s увеличивается на 2°C .

Опыты В. Я. Никандрова по слиянию переохлажденных, насаженных на стерженьки капель радиусом 200 мкм и более показали, что при температуре -15°C и выше слияние капель не приводит к их замерзанию, при температурах -20°C и ниже слияние капель сопровождается замерзанием образовавшейся капли. При сближении кристалла льда с незамерзшей каплей наблюдалось образование на льдинке отростков в направлении капли. Как только отросток касался поверхности капли, происходило (при не очень низких температурах) перетекание капли на льдинку и образование ледяной частицы. Если температура низкая, то капля почти мгновенно замерзала при соприкосновении с ледяным отростком.

4 Естественная кристаллизация облаков и туманов

Замерзание переохлажденных капель в облаках и туманах может происходить за счет двух механизмов, на которые было указано выше: гетерогенного и гомогенного льдообразования.

Гетерогенное льдообразование предполагает наличие особых ядер кристаллизации, которые являются подложкой для элементов ледяной фазы. Природа ядер кристаллизации окончательно не установлена. Предполагается, что ими могут быть смешанные ядра конденсации, которые при низких температурах служат и ядрами кристаллизации. Иногда в роли ядер кристаллизации могут выступать частицы соли, выпавшие из раствора при его охлаждении. С участием ядер кристаллизации замерзание может начаться при температурах несколько ниже 0°C . Число этих ядер в атмосфере, по-видимому, невелико, о чем свидетельствует устойчивое существование переохлажденных облаков при температурах до $-12 \dots -15^\circ\text{C}$. Поэтому можно предположить, что основную роль в замерзании облачных капель играет гомогенное льдообразование.

Максимальная вероятность образования плоских зародышей наблюдается, согласно оценкам Л. Г. Качурина, при температуре около -12°C , а объемных — около -45°C . Температура интенсивного замерзания переохлажденных капель в облаках зависит от размера капель и скорости охлаждения воздуха: чем больше скорость охлаждения, тем выше температура замерзания.

Скорость охлаждения поднимающейся в облаке воздушной частицы пропорциональна вертикальной скорости подъема этой частицы.

Кристаллизация резко ускоряется при введении в переохлажденное облако некоторых веществ. Например, при введении иодистого серебра кристаллизация может начаться уже при -4°C . Этот эффект используется при искусственных воздействиях на облака.

Рассмотрим более детально теорию роста кристаллов льда и гигроскопических частиц, поскольку она позволяет количественно оценить роль этих процессов в рассеивании (в том числе искусственным путем) облака и образовании осадков.

Как известно, в реальной атмосфере, особенно в умеренных и высоких широтах, широко распространено явление переохлаждения облаков. Предположим, что в некоторый начальный момент времени в таком переохлажденном облаке появились ледяные кристаллы. Последние могут возникнуть естественным путем вследствие замерзания капель или же образоваться в облаке при искусственном воздействии (твердой углекислотой или льдообразующими веществами).

В качестве первого приближения можно допустить, что размеры переохлажденных капель и образующихся кристаллов одинаковы — облако монодисперсно. Обозначим через n_1 , r_1 и ρ_1 объемную концентрацию капель, их радиус и плотность, через n_2 , r_2 и ρ_2 соответствующие величины для ледяных кристаллов. Если абсолютная влажность a в облаке в начальный момент равна насыщающей абсолютной влажности a_1 над водой, то при появлении кристаллов, на поверхности которых насыщающая абсолютная влажность a_2 меньше a_1 , на них начнется сублимация водяного пара. Это в свою очередь вызовет уменьшение a и испарение капель. Исходными уравнениями служат уравнения (см. уравнение (5.10) главы 18):

$$\rho_1 r_1 \frac{dr_1}{dt} = D(a - a_1), \quad (4.1)$$

$$\rho_2 r_2 \frac{dr_2}{dt} = D(a - a_2), \quad (4.2)$$

и уравнение (интеграл) сохранения влаги в облаке

$$a + \frac{4}{3} \pi r_1^3 n_1 \rho_1 + \frac{4}{3} \pi r_2^3 n_2 \rho_2 = A = \text{const}, \quad (4.3)$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии пара.

Поскольку n_1 и n_2 , a_1 и a_2 считаются известными, то из уравнений (4.1)—(4.3) могут быть определены для любого момента времени три неизвестные величины: $r_1(t)$, $r_2(t)$ и $a(t)$. Начальные условия для неизвестных функций имеют вид:

$$r_1|_{t=0} = r_1(0), \quad r_2(0) = 0, \quad a(0) = a_1. \quad (4.4)$$

Эти условия означают, что в момент $t=0$ облако состоит из переохлажденных капель известного радиуса $r_1(0)$, ледяных ядер, радиус которых пренебрежимо мал, и пара, абсолютная влажность которого a соответствует насыщению над переохлажденной водой.

Начальные условия (4.4) для постоянной A дают значение

$$A = a_1 + \frac{4}{3} \pi n_1 \rho_1 r_1^3(0).$$

Для получения второго интеграла вычтем уравнение (4.2) из (4.1):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_1 r_1^2}{2} - \frac{\rho_2 r_2^2}{2} \right) = -D(a_1 - a_2).$$

Интегрируя это уравнение при условиях (4.4), найдем¹

$$\rho_1 r_1^2(t) - \rho_2 r_2^2(t) = \rho_1 r_1^2(0) - 2D(a_1 - a_2)t. \quad (4.5)$$

¹ Интеграл (4.5) справедлив лишь до окончания вводимой ниже стадии I.

Если уравнение (4.1) разделить на (4.2) и привлечь для исключения a уравнение (4.3), то получим следующее уравнение, устанавливающее зависимость r_1 от r_2 :

$$\frac{dr_1}{dr_2} = \frac{\rho_2 r_2}{\rho_1 r_1} \frac{A - a_1 - \frac{4}{3} \pi n_1 \rho_1 r_1^3 - \frac{4}{3} \pi n_2 \rho_2 r_2^3}{A - a_2 - \frac{4}{3} \pi n_1 \rho_1 r_1^3 - \frac{4}{3} \pi n_2 \rho_2 r_2^3}, \quad (4.6)$$

при этом $r_1|_{r_2=0} = 0 = r_1(0)$.

Введя безразмерные переменные

$$X = \left(\frac{4}{3} \pi \frac{\rho_2 n_2}{A - a_2} \right)^{2/3} r_2^2,$$

$$Y = \left(\frac{4}{3} \pi \frac{\rho_1 n_1}{A - a_2} \right)^{2/3} r_1^2,$$

уравнение (4.6) преобразуем к виду

$$\frac{dY}{dX} = \alpha \frac{X^{3/2} + Y^{3/2} - \Delta^{3/2}}{X^{3/2} + Y^{3/2} - 1} \quad (4.7)$$

при $Y|_{X=0} = \Delta$. Здесь положено:

$$\Delta = \left(\frac{A - a_1}{A - a_2} \right)^{2/3}, \quad \alpha = \left(\frac{\rho_2 n_1^2}{\rho_1 n_2^2} \right)^{1/3}.$$

Из анализа системы (4.3), (4.5) и (4.7), заменяющей исходную систему уравнений, следует, что процесс перегонки состоит из двух стадий. Стадия I длится от начального момента до полного испарения капель. В течение этой стадии облако превращается из капельно-жидкого в кристаллическое. В конце стадии I (в момент времени t_1) абсолютная влажность $a(t_1)$ оказывается еще больше a_2 . Это означает, что кристаллы продолжают расти и после испарения капель. В стадии II, продолжительность которой теоретически равна бесконечности, рост кристаллов происходит за счет понижения абсолютной влажности от $a(t_1)$ до a_2 . К. С. Шифрин и А. Я. Перельман составили таблицы, позволяющие рассчитать величины a , r_1 и r_2 по заданным Δ и $\nu = n_2/n_1$ в произвольный момент времени.

Однако наиболее важные в рассматриваемой задаче величины — конечный (максимальный) радиус кристаллов r_2^* и время t_1 превращения облака из капельно-жидкого в кристаллическое — можно рассчитать с помощью более простых соотношений. В самом деле, уравнение сохранения влаги (4.3) справедливо как для стадии I, так и для стадии II. В конце стадии II абсолютная влажность в облаке равна абсолютной влажности насыщения над

льдом, т. е. $a(t^*) = a_2$, радиус капель $r_1(t^*) = 0$ (он обратился в нуль еще в конце стадии I) и радиус кристаллов r_2^* .

Таким образом, для момента t^* уравнение (4.3) принимает вид

$$a_2 + \frac{4}{3} \pi n_2 \rho_2 r_2^{*3} = a_1 + \frac{4}{3} \pi n_1 \rho_1 r_1^3(0). \quad (4.8)$$

Интеграл (4.5), если его записать для момента окончания стадии I, когда $r_1 = 0$ и $t = t_1$, приводит к соотношению

$$-\rho_2 r_2^2(t_1) = \rho_1 r_1^2(0) - 2D(a_1 - a_2)t_1.$$

Тщательный анализ численного решения уравнения (4.7) привел к заключению, что сублимационная стадия II как в случае монодисперсного, так и в особенности полидисперсного облака с реальными спектрами капель и водностями сколько-нибудь существенного значения для роста кристаллов не имеет. Это значит, что радиус кристаллов в момент t_1 практически не отличается от максимального, т. е. $r_2(t_1) \approx r_2^*$.

Последнее соотношение, таким образом, можно с высокой степенью точности для всех реальных случаев записать в виде

$$-\rho_2 r_2^{*2} = \rho_1 r_1^2(0) - 2D(a_1 - a_2)t_1. \quad (4.9)$$

Из соотношений (4.8) и (4.9) получаем

$$r_2^* = \sqrt[3]{\frac{1}{\nu \rho_2} \left[\rho_1 r_1^3(0) + \frac{3(a_1 - a_2)}{4\pi n_1} \right]}, \quad (4.10)$$

$$t_1 = \frac{\rho_1 r_1^2(0)}{2D(a_1 - a_2)} \left[1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{r_2^{*2}}{r_1(0)} \right], \quad (4.11)$$

где $\nu = n_2/n_1$.

Если ввести в выражения (4.10) и (4.11) водность облака в начальный момент: $\delta_0 = \frac{4}{3} \pi \rho_1 n_1 r_1^3(0)$, то

$$r_2 = r_1(0) \sqrt[3]{\frac{\rho_1}{\nu \rho_2} \left(1 + \frac{a_1 - a_2}{\delta_0} \right)}, \quad (4.12)$$

$$t_1 = t_0 \left[1 + \left(\frac{\rho_2}{\nu \rho_1} \right)^{2/3} \left(1 + \frac{a_1 - a_2}{\delta_0} \right)^{2/3} \right]. \quad (4.13)$$

В соотношение (4.13) введено

$$t_0 = \frac{\rho_1 r_1^2(0)}{2D(a_1 - a_2)}. \quad (4.14)$$

Нетрудно видеть (см. п. 5 главы 18), что t_0 представляет собой время, в течение которого испарилась бы капля с начальным ра-

диусом $r_1(0)$, если бы абсолютная влажность в окружающем воздухе была равна a_2 , т. е. насыщающей влажности над льдом.

Поскольку плотности воды и льда можно считать постоянными ($\rho_1 \approx 1$ г/см³, $\rho_2 \approx 0,9$ г/см³), отношения $r_2^*/r_1(0)$ и t_1/t_0 зависят только от трех переменных: температуры воздуха, определяющей разность $a_1 - a_2$; относительной концентрации кристаллов $\nu = n_2/n_1$ (ν — число кристаллов, приходящихся на одну каплю воды); первоначальной водности облака δ_0 . Результаты расчета $r_2^*/r_1(0)$ по формуле (4.12) представлены в табл. 15.1. При фиксированных температуре и водности δ_0 отношение $r_2^*/r_1(0)$ (равно как и t_1/t_0) растет вместе с уменьшением относительной концентрации кристаллов ν . Если ν и δ_0 заданы, то $r_2^*/r_1(0)$ и t_1/t_0 с понижением температуры до -12°C растут, а затем начинают уменьшаться.

Таблица 15.1. Значения $r_2^*/r_1(0)$

ν	$T = -5^\circ\text{C}$				$T = -20^\circ\text{C}$			
	δ_0 г/м ³							
	0,05	0,2	1	2	0,05	0,2	1	2
10^{-3}	16,75	12,62	10,89	10,63	17,47	12,95	10,97	10,68
10^{-2}	7,78	5,86	5,05	4,93	8,11	6,01	5,09	4,96
10^{-1}	3,61	2,72	2,34	2,29	3,77	2,79	2,36	2,30
1	1,68	1,26	1,09	1,06	1,75	1,29	1,10	1,07
10	0,78	0,59	0,51	0,49	0,81	0,60	0,51	0,50
10^2	0,36	0,27	0,23	0,23	0,28	0,28	0,24	0,23
10^3	0,17	0,13	0,11	0,11	0,18	0,13	0,11	0,11

Менее физически очевидна зависимость отношения $r_2^*/r_1(0)$ от δ_0 при фиксированных ν и $a_1 - a_2$. Как из формулы (4.12), так и из табл. 15.1 следует, что с увеличением δ_0 отношение $r_2^*/r_1(0)$ уменьшается. Объяснить такую зависимость $r_2^*/r_1(0)$ от δ_0 можно следующим образом. Рост δ_0 может быть обусловлен увеличением как $r_1(0)$, так и n_1 . Но если увеличивается $r_1(0)$, а n_1 постоянно, то вместе с ростом δ_0 растет также и r_2^* , что с наибольшей очевидностью следует из формулы (4.10) и не вызывает никаких недоразумений. С другой стороны, если $r_1(0)$ постоянно, а рост δ_0 обусловлен увеличением n_1 , то, поскольку $\nu = n_2/n_1$ фиксировано, с увеличением n_1 растет и n_2 . Это означает, что водяной пар сублимируется на большем числе кристаллов, что и вызывает уменьшение их конечного радиуса r_2^* при увеличении n_1 .

Отметим частный случай, когда $\nu \rightarrow 0$. В этом случае радиус капель со временем, очевидно, не будет изменяться: $r_1(t) = r_1(0)$. Из интеграла (4.5) следует при этом условии обычная формула для изменения радиуса ледяной частицы во времени:

$$r_2(t) = \sqrt{\frac{2D(a_1 - a_2)}{\rho_2} t}. \quad (4.15)$$

Более полно теория кристаллизации переохлажденного облака рассмотрена в серии работ В. И. Беляева. Им учтены полидисперсность облака, влияние турбулентности на распространение кристаллов в облаке, повышение температуры кристаллов за счет сублимации водяного пара на них и некоторые другие эффекты.

Глава 16 Туманы

Туман и дымка представляют собой результат конденсации водяного пара в непосредственной близости к земной поверхности (в приземном слое атмосферы). Туманом называют совокупность взвешенных в воздухе капель воды или кристаллов льда, ухудшающих дальность видимости¹ до значений менее 1 км. При видимости от 1 до 10 км эта совокупность взвешенных капель или кристаллов льда носит название *дымки*. Наряду с понятием дымки существует понятие *мглы*, которая представляет собой совокупность взвешенных в воздухе твердых частиц, ухудшающих видимость до 10 км и менее. Мгла отличается от тумана и дымки тем, что относительная влажность в ней, как правило, значительно меньше 100 %.

В зависимости от дальности видимости различают следующие виды туманов и дымок (по интенсивности):

Вид тумана и дымки

Вид тумана и дымки	Дальность видимости
Сильный туман	< 50 м
Умеренный туман	50—500 м
Слабый туман	500—1000 м
Сильная дымка	1—2 км
Умеренная дымка	2—4 км
Слабая дымка	4—10 км

Важнейшей характеристикой туманов является их *водность*. Абсолютной водностью туманов (равно как облаков и осадков) называют массу капель воды и кристаллов льда, содержащихся в единичном объеме воздуха (чаще всего в 1 м³). Удельная водность — это масса капель воды и кристаллов льда в 1 кг воздуха. Нередко абсолютную водность называют просто водностью.

1 Физические условия образования и классификация туманов

В тумане вода находится в двух, а при низких отрицательных температурах в трех фазовых состояниях. Введем новую величину Q — абсолютное влагосодержание воздуха, под которым бу-

¹ Всюду в книге под дальностью видимости понимается метеорологическая дальность видимости S_m , т. е. дальность видимости черного пред-

мета с угловыми размерами не менее 0,3°, проектирующегося на фоне неба, в светлое время суток.

дем понимать суммарную массу водяного пара (a), капель воды и кристаллов льда (δ^*) в 1 м³ воздуха, т. е.

$$Q = a + \delta^*$$

В этом равенстве a представляет собой абсолютную влажность, δ^* — водность тумана. До момента образования тумана $\delta^* = 0$ и $Q = a$; в тумане абсолютная влажность близка к насыщающей (a_m), которая является функцией только температуры T . Для тумана

$$\delta^* = Q - a_m(T).$$

Из этого соотношения следует, что водность тумана может возрасти под влиянием: 1) увеличения влагосодержания воздуха Q ; 2) понижения температуры воздуха, с которым связано уменьшение $a_m(T)$.

С количественной стороны изменение влагосодержания и температуры воздуха описывается с помощью тех дифференциальных уравнений, которые приведены в главах 9 и 14. Решение этих уравнений для некоторых частных случаев дано в п. 3 настоящей главы. Здесь же процесс туманообразования анализируется с качественной стороны.

Влагосодержание индивидуальной массы воздуха может увеличиваться под влиянием: 1) испарения воды с земной поверхности, 2) горизонтального и вертикального перемешивания.

Понижение температуры той же массы воздуха происходит вследствие: 1) турбулентного и молекулярного теплообмена с окружающими ее массами воздуха и земной поверхностью, 2) радиационного выхолаживания, 3) адиабатического расширения массы воздуха при ее вертикальных движениях.

Если рассматривается фиксированная точка (область) пространства, то наряду с указанными процессами на изменение влагосодержания и температуры в ней оказывают влияние горизонтальный перенос (адвекция) и вертикальные движения воздуха. Рассмотрим кратко механизм образования тумана под влиянием указанных выше процессов.

Испарение. Скорость испарения пропорциональна разности $E_0 - e$, где E_0 — давление насыщения при температуре испаряющей поверхности, e — истинное давление водяного пара в воздухе. Испарение может происходить лишь до тех пор, пока $e < E_0$.

Пусть E — давление насыщения при температуре воздуха. Если температура воздуха больше температуры испаряющей поверхности, то $E > E_0$. Испарение прекратится, когда $e = E_0 < E$. Это означает, что в таком случае состояние насыщения не может быть достигнуто. Если температура испаряющей поверхности выше температуры воздуха, то $E_0 > E$, т. е. испарение будет продолжаться и после того, как водяной пар достигнет состояния насыщения, когда его давление $e = E < E_0$.

При отсутствии ядер конденсации воздух оказался бы перенасыщенным водяным паром. При наличии ядер начнется конденсация водяного пара, которая и приведет к образованию тумана испарения.

Таким образом, туман может образоваться под влиянием испарения с поверхности теплой воды в относительно холодный воздух. Такие условия наблюдаются при движении холодной воздушной массы над более теплой водной (или сильно увлажненной) поверхностью.

Туманы, образовавшиеся путем испарения, носят название туманов испарения (иногда туманов морских испарений). Туманы испарения особенно часто образуются над арктическими морями, где температура поверхности льда или снега значительно ниже температуры открытой воды. Поэтому воздух, перемещавшийся над льдом или материком, при переходе на водную поверхность оказывается значительно холоднее воды. Под влиянием интенсивного испарения с водной поверхности над полыньями образуется туман.

Следует заметить, что в связи с прогреванием воздуха снизу он становится неустойчивым над водной поверхностью. Неустойчивость способствует развитию интенсивного турбулентного тепло- и влагообмена. Но неустойчивость развивается лишь в нижнем (приводном) слое. Выше этого слоя сохраняется инверсия, которая образовалась в воздушной массе при движении ее над льдом или материком. Благодаря этой инверсии водяной пар задерживается под ней, и туман образуется во всем нижнем слое, от поверхности воды до инверсии.

Испарение воды играет заметную роль в образовании тумана над озерами и реками осенью, а также ночью, когда воздух при перемещении с суши оказывается холоднее воды. Однако основную роль в образовании таких туманов играет радиационное охлаждение воздуха. Испарение лишь усиливает эффект охлаждения.

Туманы испарения над Кольским заливом (Баренцево море) детально исследованы в двух экспедициях, проведенных Главной геофизической обсерваторией им. А. И. Воейкова в январе—феврале 1953 и 1954 гг. под руководством П. А. Воронцова и М. П. Тимофеева. Туманы испарения над Кольским заливом образуются при натекании сильно выхоложенного воздуха континентального происхождения на водную поверхность, имеющую температуру около 0°C . Парение залива начинается при температуре воздуха (на высоте 2 м) -11°C и ниже. Чем ниже температура натекающего воздуха, тем интенсивнее испарение и туман, образующийся над водной поверхностью. Средние (за январь и февраль) значения вертикальных градиентов температуры в различных слоях даны в табл. 16.1.

Таблица 16.1. Вертикальные градиенты температуры ($^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$) над Кольским заливом

Год	Слой, м						
	2—25	25—50	50—100	100—150	150—200	200—300	300—400
При тумане							
1953	1,6	0,8	0,2	-1,6	-2,3	-1,6	-1,3
1954	2,0	1,2	-0,6	-1,8	-2,0	-1,7	-3,2
Без тумана							
1953	2,4	1,2	0,7	0,7	0,7	-0,2	-0,1
1954	2,0	1,2	0,6	0,6	0,6	-0,5	-0,9

Из табл. 16.1 следует, что в приводном слое (до высоты около 50 м) существенного различия в распределении температуры в дни с туманами и без них не наблюдается: стратификация этого слоя в том и другом случае неустойчивая ($\gamma > \gamma_a$). Выше этого слоя различия существенны. В дни с туманами на высоте 60—100 м

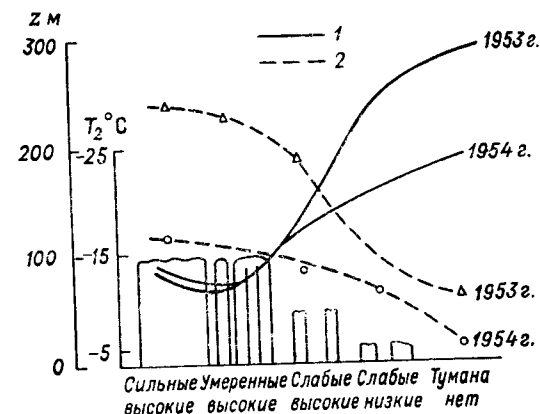


Рис. 16.1. Высота инверсии (1) и температура воздуха на уровне 2 м (2) при туманах разной интенсивности.

наблюдается резкий переход к инверсии температуры (отрицательные значения γ). В дни без туманов падение температуры наблюдается до высоты 200—300 м. В этом случае водяной пар переносится в более высокие слои, что не способствует образованию тумана. Положение нижней границы инверсии, под которой образуются туманы различной интенсивности, и температура на уровне 2 м при этих туманах представлены на рис. 16.1. Согласно этому рисунку, чем ниже начинается инверсия и чем ниже температура натекающего воздуха, тем интенсивнее туман испаре-

ния. Скорость ветра в слое 2—50 м при тумане испарения составляла 3,5—4,5 м/с.

Над Боденским озером (Швейцария) туманы возникают также при натекании воздуха более холодного, чем водная поверхность. Наибольшую повторяемость (30—40 %) имеют туманы, образующиеся при разности $\Delta T = T_v - T$, равной 4—6 °С (здесь T_v — температура воды, T — температура натекающего воздуха). Однако нередки случаи образования тумана (их повторяемость 5—7 %), когда разность ΔT превышает 16 °С. Существенного различия в повторяемости разностей ΔT в летнюю и зимнюю половину года не отмечено.

Процесс образования тумана испарения исследован также в лабораторных условиях. При этом установлено, что чем больше относительная влажность f натекающего воздуха, тем меньше разность температур ΔT , которая необходима для образования тумана. Получены следующие минимальные значения разности ΔT :

f %	90—85	85—80	80	80—75	75—70
ΔT °С	8,6	9,7	10,3	12,6	14,5

Разность ΔT возрастает с увеличением скорости движения воздуха u над водной поверхностью (табл. 16.2), что можно объяснить влиянием перемешивания, которое при более высоких значениях u распространяется на слой большей толщины.

Таблица 16.2. Зависимость разности ΔT от скорости движения воздуха

f %	u м/с	ΔT °С	f %	u м/с	ΔT °С
85—80	0,22	8,5	80—75	0,00	10,1
	0,35	9,3		0,22	10,0
	0,45	9,8		0,53	12,2
	0,52	10,3		0,71	12,8
	0,66	10,8			

Перемешивание. Перемешивание масс воздуха с различными термогигрометрическими свойствами может происходить как в горизонтальном, так и вертикальном направлении. При определенных условиях в результате перемешивания (или смешения) масс воздуха может образоваться туман.

Условия образования тумана под влиянием смешения можно пояснить графически (рис. 16.2). На рисунке точками A (e_1, T_1) и B (e_2, T_2) изображено состояние масс воздуха до смешения. Точка C характеризует состояние воздуха после смешения. Она лежит на прямой, соединяющей точки A и B (при $m_1 = m_2$ точка C делит AB пополам). Штриховая кривая представляет зависи-

мость давления насыщения от температуры. Нетрудно видеть, что при достаточно высоких значениях относительной влажности f_1 и f_2 смешивающихся масс давление пара e оказывается больше давления насыщения E при температуре T (на графике точка D). Избыток пара сверх насыщения сконденсируется — образуется туман.

Анализ графика показывает, что благоприятными условиями для образования тумана под влиянием смешения служат: а) высокие значения относительной влажности f_1 и f_2 масс воздуха до смешения (если f_1 и f_2 близки к 100 %, то туман образуется всегда); б) достаточно высокие значения температур T_1 и T_2 (при низких температурах штриховая кривая имеет незначительную кривизну, вследствие чего только при достаточно большой разности $T_2 - T_1$ и больших значениях f_1 и f_2 точка C будет располагаться над точкой D).

Более детально теория смешения масс воздуха рассматривается в п. 4.

В целом процесс смешения воздушных масс с различными термогигрометрическими свойствами играет (в свете исследований последних лет) существенную роль в образовании облаков и туманов. Под влиянием в основном именно этого фактора образуются туманы вблизи береговой черты (при наличии значительного перепада температур между сушей и водоемом) и фронтальные туманы (вблизи фронта). При образовании других видов туманов смешение играет хотя и вспомогательную, но также немаловажную роль.

Физически механизм образования туманов (так же как и облаков) под влиянием горизонтального перемешивания можно представить в следующем виде. Если смешиваются два объема воздуха с различной температурой, то температура теплого воздуха понижается. Избыток водяного пара (сверх насыщения) в теплом воздухе при этом конденсируется. Затем капли воды распространяются на весь объем. Так как в холодном воздухе температура при этом повышается, то в нем возникает недостаток насыщения, поэтому часть капель испаряется, а оставшаяся масса капель образует туман.

Охлаждение. Понижение температуры воздуха является одной из основных причин конденсации водяного пара как вблизи земной поверхности, так и в свободной атмосфере. Вследствие понижения температуры образуются наиболее интенсивные туманы. В зависимости от вида процесса, приводящего к охлаждению,

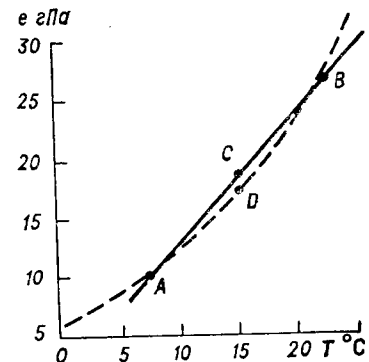


Рис. 16.2. Схема, поясняющая образование тумана под влиянием смешения.

различают: *радиационные* и *адвективные туманы* и *туманы восхождения* (вдоль склонов возвышенностей и гор).

Радиационные туманы образуются в результате охлаждения земной поверхности и прилегающего слоя воздуха под влиянием излучения и турбулентного перемешивания. Понижение температуры земной поверхности вследствие излучения составляет в среднем около $1^\circ\text{C}/\text{ч}$.

Обычно считают, что при образовании радиационных туманов доля водяного пара при охлаждении воздуха до точки росы остается практически постоянной¹. Понижение температуры ниже точки росы сопровождается конденсацией водяного пара, которая приводит к уменьшению доли и давления водяного пара. Для образования тумана необходимо, чтобы сконденсировалось определенное количество водяного пара.

Благоприятными условиями для образования радиационных туманов являются:

а) отсутствие облачности или наличие облачности только верхнего яруса. Увеличение количества облаков и уменьшение их высоты приводят к усилению противозлучения атмосферы и уменьшению эффективного излучения земной поверхности, что не способствует охлаждению последней;

б) высокая относительная влажность в начальный момент. Чем выше относительная влажность, тем меньше охлаждение, необходимое для достижения состояния насыщения и образования тумана.

Адвективные туманы образуются в теплой воздушной массе, перемещающейся на более холодную подстилающую поверхность, в результате неадиабатического охлаждения воздуха при соприкосновении с ней. В воздушной массе, сместившейся на холодную поверхность, устанавливается инверсионное распределение температуры. Конденсация водяного пара начинается от земной поверхности и распространяется до верхней границы инверсии.

Образованию адвективных туманов благоприятствуют следующие условия:

а) высокая относительная влажность перемещающегося воздуха до вступления его на более холодную подстилающую поверхность;

б) большая разность температур между воздушной массой и земной поверхностью;

в) умеренные скорости ветра (2—5 м/с). Если скорость ветра велика, то развивается сильный турбулентный обмен, препятствующий образованию тумана. При слабом ветре воздушная

¹ В действительности под влиянием турбулентного перемешивания и выпадения росы происходит перераспределение водяного пара между слоями атмосферы, вследствие

чего доля водяного пара и до начала туманообразования на данном уровне не сохраняет постоянного значения, а, как правило, уменьшается.

масса медленно перемещается и, следовательно, медленно охлаждается от подстилающей поверхности;

г) увеличение или постоянство доли водяного пара с высотой. Турбулентный обмен всегда способствует выравниванию доли водяного пара по вертикали. Если доля пара возрастает с высотой в приземном слое, то под влиянием турбулентного обмена количество водяного пара вблизи земной поверхности будет увеличиваться за счет переноса из более высоких слоев;

д) умеренно устойчивая стратификация и сравнительно слабый турбулентный обмен. При очень устойчивой стратификации (сильной инверсии) турбулентный обмен прекращается. Вследствие же молекулярной диффузии охлаждение от земной поверхности распространяется крайне медленно, поэтому туман образуется в данном случае в очень тонком слое вблизи земной поверхности.

Частным случаем адвективных туманов являются *береговые туманы*, образующиеся на суше зимой при ветре с моря. Адвективные туманы наиболее интенсивны и занимают большие площади.

Туманы восхождения (склонов) образуются в результате подъема воздуха вдоль склонов возвышенностей и гор. Воздух при этом адиабатически охлаждается, что приводит к конденсации водяного пара. Стратификация воздуха, поднимающегося по склону, должна быть устойчивой, иначе вместо тумана будут развиваться кучевые облака.

Основными причинами образования *фронтальных туманов* служат: адвекция теплого воздуха (туман за теплым фронтом), горизонтальное перемешивание, а также увлажнение воздуха под влиянием испарения (с земной поверхности и капель дождя, выпадающих из облаков).

Следует обратить внимание на некоторую условность приведенного подразделения туманов. Четкой границы между отдельными видами туманов не существует, поскольку образование их обусловлено, как правило, несколькими причинами. Так, при образовании радиационных туманов определенное значение имеют и адвективные изменения температуры, ибо не существует воздушных масс, абсолютно однородных по горизонтали. Образование туманов испарения и адвективных туманов, как правило, сопровождается и радиационным выхолаживанием. Поэтому, когда говорят о том или другом виде туманов, то подразумевают основную причину туманообразования. Некоторые исследователи считают, что туманы следует подразделить лишь на *радиационные*, возникающие в результате местного выхолаживания воздуха, *адвективные*, причиной образования которых служат адвективные изменения температуры и влажности, и *смешанные*, или *адвективно-радиационные*.

По данным Н. В. Петренко, проанализировавшего наблюдения за туманами в Московской области за 1947—1956 гг., на долю адвективных туманов приходится 29 % случаев (128 случаев из 440), радиационных и адвективно-радиационных — 47 % (204 случая), фронтальных — 16 % (72 случая) и на туманы, возникающие вследствие опускания слоистых облаков до земной поверхности — 8 % (36 случаев).

Большой интерес представляют данные о горизонтальной протяженности туманов. Н. В. Петренко сопоставил наблюдения за туманами в 1953—1956 гг. на 6 станциях в районе Москвы, удаленных друг от друга на расстояние от 5 до 50 км. Оказалось, что одновременно на 4—6 станциях туман наблюдается в несколько раз реже, чем на 1—2 станциях. Так, в 37 % случаев (из 331) туман наблюдался только на 1 станции, в 21 % — одновременно на 2, в 16 % — на 3, в 11 % — на 4, в 6 % — на 5 и, наконец, в 9 % случаев — одновременно на 6 станциях.

Из всех видов туманов наиболее протяженными являются адвективные. Примерно в 20 % случаев они покрывали все 6 станций и в 33 % случаев — 4—6 станций, в то время как радиационные туманы на 6 станциях одновременно отмечались лишь в 8 % и на 4—6 станциях — в 24 % случаев. За 4 года (1953—1956 гг.) каждая из 6 станций была закрыта туманом в среднем в течение 778 ч, одновременно 2 станции — в течение 334 ч, 3 станции — 214 ч, 4 станции — 131 ч, 5 станций — 84 ч и все 6 станций — в течение 113 ч. Продолжительность тумана, одновременно наблюдавшегося в Быкове и Внукове (расстояние между ними 50 км), в 70 % случаев не превышала 3 ч, в 25 % случаев — 5 ч и только в 5 % случаев — 10 ч и более. Туман во Внукове при отсутствии его в Быкове в 74 % случаев имеет продолжительность до 3 ч, в остальных случаях — от 4 до 12 ч.

В центральной части Украины на долю адвективных туманов приходится 59 % общего числа дней с туманом, радиационных — 34 %, фронтальных (в образовании которых адвекция также играет немаловажную роль) — 7 % (за 1951—1960 гг. число дней с туманом в Киеве составило 831). Адвективные туманы имеют и наибольшую продолжительность: в 30 и 9 % случаев они непрерывно сохранялись соответственно более 12 и 24 ч (отмечены случаи существования тумана более 100 ч подряд). Максимум повторяемости времени существования адвективных туманов приходится на интервал 7—12 ч.

Радиационные туманы сохраняются в течение значительно меньших (по сравнению с адвективными) интервалов времени: в центральной части Украины они непрерывно наблюдались менее 3 ч в 51 % случаев и менее 6 ч — в 75 % случаев.

2 Физические характеристики туманов

Водность туманов. Водность туманов изменяется в достаточно широких пределах: от тысячных долей до 1,5—2 г/м³.

Согласно табл. 16.3, водность тумана возрастает с увеличением его интенсивности. Максимальные значения водности туманов одной и той же интенсивности при переходе от положительных температур к отрицательным уменьшаются.

Таблица 16.3. Водность туманов (г/м³) различной интенсивности при положительных и отрицательных температурах

Туман	T °C	Интенсивность тумана		
		слабый	умеренный	сильный
Адвективный Испарения	≥ 0	0,02—0,09	0,04—0,18	0,10—0,76
	< 0	0,02—0,04	0,05—0,11	0,08—0,37

С ростом температуры может увеличиваться лишь водность туманов охлаждения (радиационных и адвективных). Водность туманов испарения, образующихся под влиянием притока водяного пара, наоборот, при повышении температуры воздуха уменьшается. Объясняется это тем, что с понижением температуры воздуха увеличивается разность температур, а вместе с этим поток водяного пара между водной поверхностью (температура ее всегда близка при рассматриваемых условиях к 0 °C) и каким-либо фиксированным уровнем, например 2 м. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 16.3 и 16.4, удовлетворительно согласуются с этим заключением.

Сведения о распределении водности туманов с высотой весьма малочисленны. По имеющимся экспериментальным данным, водность туманов и дальность видимости в них существенно изменяются с высотой лишь вблизи земной поверхности и верхней границы туманов. В большей части туманы по вертикали достаточно однородны (рис. 16.5 и 16.6). По данным измерений, средние значения водности адвективных туманов (о. Диксон) на высотах 2 и 20 м равны соответственно 0,21 и 0,18 г/м³. При этом примерно в половине случаев (в 20 из 41) значения водности на высотах 2 и 20 м практически были равны между собой, в остальных случаях водность как увеличивалась, так и уменьшалась с высотой.

Более полные данные о водности туманов получены путем самолетного зондирования атмосферы на Украине. Распределение водности туманов по данным измерений с октября 1960 г. по

июнь 1962 г. приведено в табл. 16.4 (здесь каждая цифра — результат осреднения примерно 300 измерений водности). Согласно этим данным, водность адвективных туманов увеличивается с высотой: вблизи земли она равна 0,1—0,2 г/м³, в верхней части тумана 0,4—0,5 г/м³. Водность радиационных туманов наиболь-

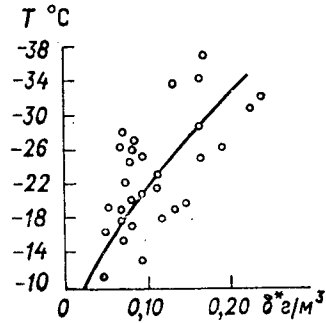


Рис. 16.3. Водность туманов испарения над р. Ангарой.

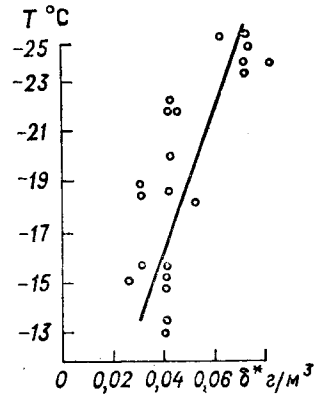


Рис. 16.4. Водность туманов испарения над Кольским заливом.

шая вблизи земной поверхности, с увеличением высоты она медленно уменьшается. Однако распределение водности радиационных туманов зависит от стадии развития. В только что образовавшемся тумане максимум δ^* наблюдается вблизи земной поверхности. В средней стадии развития максимум водности смещается на середину слоя. В последней стадии распределение δ^* в радиационном тумане такое же, как и в адвективном.

Таблица 16.4. Распределение водности туманов (г/м³) по высоте

Туман	Высота, м						
	< 100	100	150	200	300	400	500
Адвективный	0,14	0,18	0,26	0,36	0,44	0,47	0,30
Радиационный	0,32	0,25	0,21	0,21	0,17	—	—

Относительная влажность и агрегатное состояние туманов.

В атмосфере наблюдаются: а) *капельно-жидкие туманы*, состоящие из капель воды; б) *кристаллические или ледяные туманы*, состоящие из кристаллов льда; в) *смешанные туманы*, состоящие из капель воды и кристаллов льда. Кристаллические и смешанные

туманы наблюдаются только при отрицательных температурах, капельно-жидкие — при положительных и отрицательных. Из 440 случаев туманов, зафиксированных за 10 лет (1947—1956 гг.)

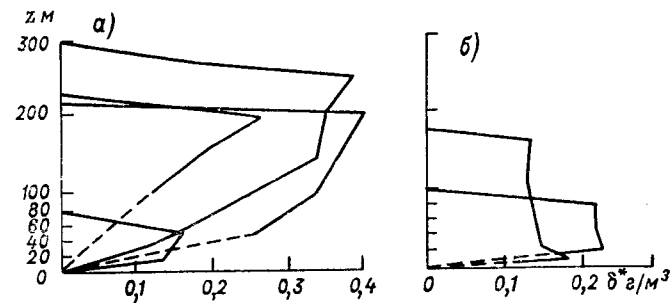


Рис. 16.5. Распределение водности туманов по высоте, характеризующееся постепенным (а) и резким (б) нарастанием водности с высотой.

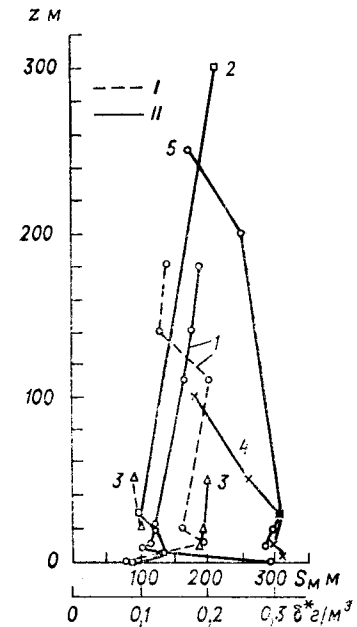


Рис. 16.6. Распределение по высоте водности (I) и метеорологической дальности видимости (II) в тумане. Диксон, сентябрь 1956 г.

Кривая 1 2 3 4 5
 $h_{в.г.м}$ 200 300 50 100 250

в Подмоскowie, в 171 случае (39 %) они возникли при температуре выше 0°C, в 33 (7 %) — при 0°C и в 236 (54 %) — ниже 0°C. Согласно наблюдениям, минимальные температуры, до которых туман остается капельно-жидким, колеблются в доста-

точно широких пределах: от -3 до -28°C . При этом, чем меньше примесей содержится в воздухе, тем до более низких температур существует туман как капельно-жидкий. Температура кристаллических туманов изменяется от -16 до -58°C , смешанных — от -11 до -26°C .

Относительная влажность воздуха в туманах при положительных температурах чаще всего составляет $96-100\%$, т. е. близка к 100% . С понижением температуры, как показывает рис. 16.7, относительная влажность в тумане уменьшается и при температурах от -30 до -40°C достигает $80-70\%$.

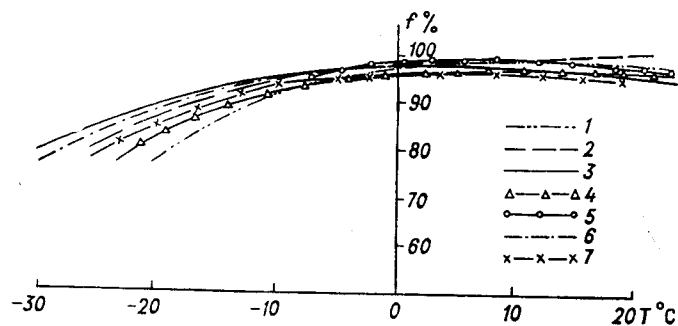


Рис. 16.7. Относительная влажность f в туманах при разных температурах.

1 — Ростов-на-Дону, 2 — Донецк, 3 — Сыктывкар, 4 — Волгоград, 5 — Одесса, 6 — Харьков, 7 — Москва.

По наблюдениям в Подмоскowie, относительная влажность в туманах при температурах выше -20°C была равна $96-100\%$ в 64 случаях, $91-95\%$ в 15 случаях и меньше 90% только в 4 случаях (из 83). С увеличением высоты относительная влажность в туманах практически не изменяется. Так, на верхней границе тумана дефицит точки росы ($T - \tau$) равен $0-0,5^\circ\text{C}$ в 24 случаях (из 44), $0,6-1,0^\circ\text{C}$ в 10 случаях и $1,0-2,0^\circ\text{C}$ в 7 случаях. При этом намечается тенденция к увеличению разности ($T - \tau$) с понижением температуры.

Число и распределение капель по размерам. Экспериментальными исследованиями установлено, что естественные туманы состоят из частиц различного размера, т. е. являются *полидисперсными*. Число капель в 1 см^3 изменяется от 0,5 до 93 в случае адвективных туманов, от 50 до 860 в радиационных туманах и от 70 до 500 в туманах испарения средней интенсивности.

Размеры элементов тумана изменяются в достаточно широких пределах: от долей микрометра до нескольких десятков (а кристаллов — сотен) микрометров. Преобладающее число капель имеет радиус $2-18\text{ мкм}$. Характерной особенностью кривой рас-

пределения капель по размерам является наличие максимума при некотором значении радиуса $r = r_m$ (рис. 16.8). Повторяемость $f(r)$ капель уменьшается быстрее в сторону меньших и медленнее в сторону больших, чем r_m , радиусов.

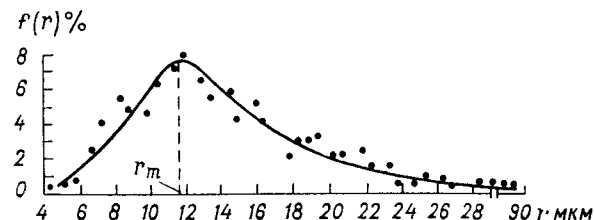


Рис. 16.8. Распределение капель по размерам в капельно-жидких туманах при температуре воздуха от -9 до -10°C .

Размеры кристаллов льда в туманах испарения (на Ангаре) составляют $3-125\text{ мкм}$ ($r_m = 25 \div 55\text{ мкм}$) в слабых туманах, $9-355\text{ мкм}$ ($r_m = 35 \div 75\text{ мкм}$) в умеренных и $9-475\text{ мкм}$ ($r_m = 25 \div 190\text{ мкм}$) в сильных туманах. С понижением температуры от -12 до -37°C радиус r_m уменьшается от второго значения до первого (указаны в скобках).

Еще более мелкие капли туманов получены на Украине:

r мкм	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$f(r)$ %	35,9	26,4	14,7	10,4	5,9	2,0	1,5	1,0	2,2

Среднее (арифметическое) значение радиусов капель по этим данным составляет $3,5\text{ мкм}$. В $97,8\%$ случаев радиус капель тумана не превышает 11 мкм . Более детально вопрос о распределении капель по размерам обсуждается в п. 6 главы 18.

Распределение температуры с высотой в туманах. Наиболее характерной особенностью термического режима туманов, установленной лишь в последние десятилетия, является наличие вблизи земной поверхности слоя атмосферы, в котором температура падает с высотой ($\gamma > 0$). Это заключение справедливо не только для туманов испарения (в которых этот слой существует во всех случаях), но и для других туманов. Результаты анализа аэростатного зондирования в Подмоскowie приведены в табл. 16.5.

Согласно табл. 16.5, распределение температуры в адвективных туманах в 12 случаях из 14 характеризуется падением температуры ($\gamma > 0$) в приземном слое (чаще всего до высоты более 200 м). Велика также повторяемость туманов других типов (фронтальных, адвективно-радиационных и туманов, образовавшихся в результате опускания слоистых облаков) с таким же распределением температуры (25 случаев из 34). Совершенно естественно, что в радиационных туманах, образующихся при малых скоростях ветра и слабо развитом турбулентном обмене, повторяемость приземных инверсий (15 случаев из 35) более высокая, чем в других

Таблица 16.5. Число случаев различной стратификации атмосферы (А, Б, В, Г) при разных туманах

Туман	А			Б			В			Г	Число зондирований
	z м										
	25-50	60-200	200	25-50	60-200	200	25-50	60-200	200		
Адвективный	—	1	—	—	1	—	1	4	5	2	14
Радиационный	1	3	4	3	2	2	6	8	5	1	35
Все другие	1	1	—	4	2	1	1	8	6	10	34

Примечание. В таблице обозначено: А — приземная инверсия до высоты z ; Б — приземная инверсия на высоте z сменяется падением температуры, а выше — вновь инверсия; В — падение температуры до высоты z , а выше — инверсия; Г — падение температуры, сменяемое задерживающими слоями (или без них).

типах туманов. Но и в радиационных туманах преобладает (20 случаев из 35) такое распределение температуры, при котором в приземном слое $\gamma > 0$ (чаще всего до высоты 60—200 м). Вертикальный градиент температуры в приземном слое в тех случаях, когда он больше нуля, близок к влажноадиабатическому: в адвективных туманах γ примерно в $2/3$ случаев несколько больше γ'_a и в $1/3$ меньше γ'_a ; в радиационных туманах, наоборот, $\gamma > \gamma'_a$ в $1/3$ случаев и $\gamma < \gamma'_a$ в остальных случаях.

Процесс образования тумана и появления слоя с $\gamma > 0$ можно с качественной стороны представить в следующем виде. Первоначально туман образуется в тонкой пленке воздуха, прилегающей к земной поверхности. Земная поверхность имеет низкую температуру до вступления воздушной массы на подстилающую поверхность (в случае адвективных туманов) или охлаждается вследствие радиационных потерь тепла (в случае радиационных туманов). Охлаждение вышележащих слоев воздуха происходит в основном под влиянием турбулентного обмена. До тех пор пока толщина тумана мала, земная поверхность продолжает охлаждаться под влиянием излучения, что способствует сохранению инверсии температуры. Но как только толщина тумана станет значительной (не менее 100—200 м), земная поверхность вследствие излучения перестает охлаждаться (ее радиационный баланс равен нулю). Излучающая поверхность смещается с этого момента на верхнюю границу тумана, а внутри тумана термический режим регулируется процессами, с количественной стороны описываемыми уравнениями переноса тепла и влаги в турбулентной атмосфере (см. уравнения (3.1) и (3.2) главы 17). Отметим, что толщина слоя, в пределах которого радиационный поток в тумане

преобразуется (с точностью до 5%) в поток излучения черного тела при температуре рассматриваемого уровня, составляет около 400—500 м при влажности $\delta^* = 0,1$ г/м³ и радиусе капель до 10—12 мкм. С увеличением влажности толщина этого слоя уменьшается (практически обратно пропорционально δ^*).

Начиная с момента времени t^* , когда радиационный баланс земной поверхности становится близким к нулю, в приземном слое (и прежде всего вблизи уровня $z = 0$) создаются условия, способствующие повышению температуры во времени.

С качественной стороны это объясняется тем, что при инверсионной стратификации приземного слоя и росте температуры почвы с глубиной, которые наблюдаются в момент t^* , потоки тепла (турбулентный в воздухе и молекулярный в почве) направлены к границе раздела воздух—почва (т. е. к уровню $z = 0$). Совершенно очевидно, что поступающее сюда тепло (из воздуха и почвы) должно вызывать рост температуры во времени. В последующем повышение температуры распространяется и на более высокие уровни. Так как наибольшая скорость изменения температуры во времени (т. е. производная dT/dt) имеет место вблизи уровня $z = 0$, то температура воздуха на этом уровне по истечении некоторого промежутка времени (от t^*) оказывается выше, чем на более высоких уровнях, т. е. $\gamma > 0$. Толщина слоя с $\gamma > 0$ тем больше, чем сильнее развит турбулентный обмен, который связан прямой зависимостью со скоростью ветра, и чем больше промежуток времени, прошедшего от момента t^* .

Скорость ветра. Как уже отмечалось, для образования радиационных туманов благоприятны условия, когда скорость ветра вблизи земной поверхности мала, возникновению адвективных туманов благоприятствует умеренный ветер. Результаты наблюдений за ветром в Подмоскowie и Москве даны соответственно в табл. 16.6 и 16.7. Согласно данным табл. 16.6, радиационные туманы в 93% случаев образуются при штиле или скорости ветра (на высоте

Таблица 16.6. Повторяемость (число случаев) скорости ветра на уровне флюгера при туманах различных типов. 1947—1956 гг.

Туман	Скорость ветра, м/с							Общее число случаев
	0	1-2	3-4	5-6	7-8	9-10	11	
Адвективный	22	45	41	16	3	1	—	128
Радиационный и адвективно-радиационный	124	65	14	1	—	—	—	204
Из опустившихся слоистых облаков	14	16	6	—	—	—	—	36
Фронтальный	16	29	19	5	2	—	1	72
Общее число случаев	176	155	80	22	5	1	1	440

Таблица 16.7. Повторяемость (число случаев) скоростей ветра на разных уровнях при радиационных и адвективно-радиационных туманах. Москва, 1953—1966 гг.

z м	Скорость ветра, м/с															Общее число случаев	
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14		15
12	43	22	10	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	76
100	5	17	27	15	9	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	76
200	2	14	12	14	11	9	6	2	—	1	—	—	—	—	—	—	71
300	2	8	13	14	8	14	6	2	1	1	—	1	—	—	—	—	70
600	1	3	7	16	11	5	8	1	5	—	1	—	1	—	—	—	57
700	2	1	8	10	13	3	8	4	2	4	—	1	1	—	—	—	59
1500	1	—	5	10	10	8	7	4	1	1	1	—	1	—	—	1	50

10—12 м) 1—2 м/с, а адвективные туманы в 80 % случаев (102 из 128) наблюдаются при скорости ветра 1—6 м/с. Скорость ветра больше 5—6 м/с на высоте 10—12 м (флюгер) в тумане отмечается крайне редко (7 случаев из 440).

Штиль при образовании туманов наблюдается достаточно часто (для всех типов туманов в 176 случаях из 440, из них 124 случая приходится на радиационные туманы). Однако это справедливо лишь в отношении малых высот. На более высоких уровнях, как следует из табл. 16.7, штиль при тумане — крайне редкое явление. Так на высоте 100 м штиль отмечен только в 5 случаях, а на высотах более 200 м — в 2 случаях, в то время как на высоте 10—12 м он наблюдался в 43 случаях.

При туманах наиболее часто отмечаются следующие скорости ветра:

Высота, м	100	200—300	600	900—1500
Скорость, м/с	1—5	1—7	2—8	2—9

Высота верхней границы туманов. Верхняя граница туманов в большинстве случаев, по всей вероятности, совпадает с верхней границей приземной или приподнятой инверсии, т. е. с таким уровнем, на котором $\gamma = 0$. В тех случаях, когда температура в приподнятой инверсии резко возрастает с высотой, верхняя граница практически совпадает с нижней границей приподнятой инверсии. Более строго верхнюю границу тумана можно определить расчетным путем, исходя из соотношения $\delta^* = Q - a_m(T)$. Если профили влагосодержания Q и температуры (a значит, и a_m) определены (рассчитаны), то верхняя граница тумана z^* может быть найдена из уравнения $Q(z^*) = a_m(T^*)$, где T^* — температура на высоте z^* .

Фактические данные о высоте верхней границы тумана все еще малочисленны. Приведем число случаев N туманов с различной

толщиной z^* в Подмоскowie (верхняя граница туманов определялась наблюдателем с борта аэростата):

z^* м	50	50—100	100—200	200—300	300—600	600—1000	1000
N	1	3	10	16	12	2	1

Эти данные получены в холодное время года. Наибольшая повторяемость приходится на интервал 200—300 м. Толщина туманов, сопровождающихся образованием приподнятой инверсии, растет вместе со средней (для слоя, в котором $\gamma > 0$) скоростью ветра (рис. 16.9).

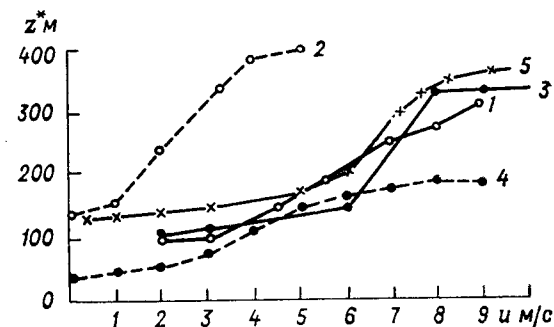


Рис. 16.9. Зависимость толщины подынверсионного тумана от скорости ветра.

1 — о. Диксон, 2 — Боденское озеро, 3 — Линдберг, 4 — Мурманск, 5 — Московская область.

Сведения о повторяемости толщины туманов по результатам самолетного зондирования их с октября 1960 г. по июнь 1962 г. над Украиной представлены в табл. 16.8. Согласно этим данным, средняя толщина туманов составляет: 320 м для адвективных, 155 м для радиационных, 260 м для адвективно-радиационных, 400 м для фронтальных. Связь между интенсивностью (дальностью видимости) и толщиной тумана отсутствует.

Таблица 16.8. Повторяемость (%) толщины туманов над Украиной

Туман	Толщина тумана, м							Число случаев
	< 100	100—200	200—300	300—400	400—500	500—600	> 600	
Адвективный	0	12	36	21	15	10	6	62
Радиационный	25	52	18	5	0	0	0	23
Адвективно-радиационный	12	21	28	19	14	6	0	18
Фронтальный	0	0	19	28	18	9	26	11
Все туманы	8	21	30	17	13	6	5	104

Верхняя граница тумана над Украиной наиболее часто совпадает с началом приподнятой инверсии (табл. 16.9). Согласно этим данным, верхняя граница тумана в 82 % случаев откло-

Таблица 16.9. Положение верхней границы тумана (в. г. т.) по отношению к нижней границе инверсии (число случаев)

Характер полета	В. г. т. выше начала инверсии на			В. г. т. ниже начала инверсии на		В. г. т. совпадает с началом инверсии
	150 м	100 м	50 м	50 м	100 м	
Подъем	2	6	13	4	1	64
Спуск	10	18	35	3	1	31

няется меньше, чем на 50 м, от начала инверсии, а в 97 % случаев это отклонение не превышает 100 м (по измерениям во время подъема).

Влияние снежной поверхности на образование туманов. Зимой значительная часть земной поверхности покрыта снегом. Поэтому особенности образования тумана над снежной поверхностью имеют практическое значение.

Так как давление насыщения над льдом меньше, чем над водой, условия для образования капельно-жидкого тумана над снежной поверхностью неблагоприятны.

При понижении температуры воздух достигает состояния насыщения по отношению к снежной поверхности раньше, чем по отношению к воде. Например, при температуре -10°C давление насыщения по отношению ко льду составляет 2,60 гПа, а по отношению к воде 2,87 гПа. Таким образом, как только относительная влажность воздуха превысит 91 %, на снежной поверхности начнется сублимация пара, которая будет препятствовать его конденсации в воздухе в виде капель тумана. Если в воздушной массе капельно-жидкий туман образовался до вступления воздуха на снежную поверхность, то вследствие сублимации водяного пара туман над снежной поверхностью начнет рассеиваться. Это рассеивание может быть задержано в том случае, если температура воздуха, вступившего на снежную поверхность, быстро понижается. Тогда туман может усилиться.

Наиболее благоприятные условия для образования тумана над снежной поверхностью наблюдаются при температурах, близких к 0°C . В этом случае разность давлений насыщенного водяного пара над водой и льдом невелика, в то же время охлаждение воздуха от снежной поверхности служит сильным туманообразующим фактором. Поэтому над снежной поверхностью наиболее часто туман образуется при температурах, близких к 0°C (от 5 до -5°C). Наиболее сильное рассеивающее влияние снежная поверхность оказывает при температурах от -8 до -16°C , когда над снежной поверхностью даже при очень больших температурных контрастах между воздухом и поверхностью туманы обра-

зуются реже и меньшей интенсивности, чем над водной или не покрытой снегом поверхностью при тех же контрастах температуры.

Приведенные соображения подтверждают данные наблюдений за 1947—1956 гг. в Подмоскowie за повторяемостью туманов, образовавшихся над снегом или частично над снегом (табл. 16.10). Согласно данным, в интервале температур от $-8,5$ до $-12,5^{\circ}\text{C}$ наблюдается наименьшее число туманов (пока они еще капельно-жидкие) по сравнению с другими интервалами температур¹.

Таблица 16.10. Число туманов (N_1), образовавшихся над снегом или частично над снегом, и число дней (N_2) с различной средней суточной температурой за холодный период года (октябрь—март)

$T^{\circ}\text{C}$		N_1	$T^{\circ}\text{C}$		N_2
от	до		от	до	
6,5	2,5	20	20	15	0,20
2,5	$-0,5$	65	15	10	3,64
$-0,5$	$-4,5$	43	10	5	13,10
$-4,5$	$-8,5$	40	5	0	38,30
$-8,5$	$-12,5$	9	0	-5	47,30
$-12,5$	$-16,5$	18	-5	-10	37,40
$-16,4$	$-20,5$	21	-10	-15	23,70
$-20,5$	$-24,5$	19	-15	-20	12,20
$-24,5$	$-28,5$	7	-20	-25	4,40
$< -28,5$		5	< -25		2,06

При очень низких отрицательных температурах (ниже -15°C) туманы в основном состоят из ледяных кристаллов и поэтому находятся в состоянии равновесия со снежной поверхностью. Вследствие этого повторяемость туманов при низких температурах вновь возрастает.

Суточный и годовой ход туманов. Так как основной причиной образования туманов служит охлаждение воздуха, то из-за наличия суточного хода температуры наблюдается хорошо выраженный суточный ход туманов с максимумом в ранние утренние часы и минимумом после полудня (рис. 16.10 и табл. 16.11). Наиболее часто туманы образуются ночью. Максимум повторяемости образования радиационных туманов (рис. 16.10 а) наблюдается в конце ночи, за 1—2 ч до восхода Солнца. Повторяемость рассеивания туманов достигает максимума через 1,5—2,5 ч после восхода Солнца (рис. 16.10 б).

¹ Отметим, что уменьшения повторяемости этого интервала температур не наблюдается.

Таблица 16.11. Повторяемость (число случаев) радиационных туманов в различные часы суток (за 1945—1955 гг.)

Пункт	Время, ч											
	20	22	24	2	4	6	8	10	12	14	16	18
Теплое полугодие (май—октябрь)												
Харьков	—	1	2	8	18	24	19	3	1	—	—	—
Москва	—	—	1	3	8	19	21	12	2	2	1	1
Сыктывкар	3	4	7	7	9	12	9	4	—	—	—	—
Холодное полугодие (ноябрь—апрель)												
Харьков	1	4	13	23	33	51	54	32	10	3	3	2
Москва	5	7	12	14	17	34	37	30	18	14	10	10
Сыктывкар	3	3	2	3	3	14	15	9	7	6	5	5

Наиболее отчетливый суточный ход имеют радиационные туманы. При прочих равных условиях суточный ход выражен тем отчетливее, чем выше температура. Это следует из того, что

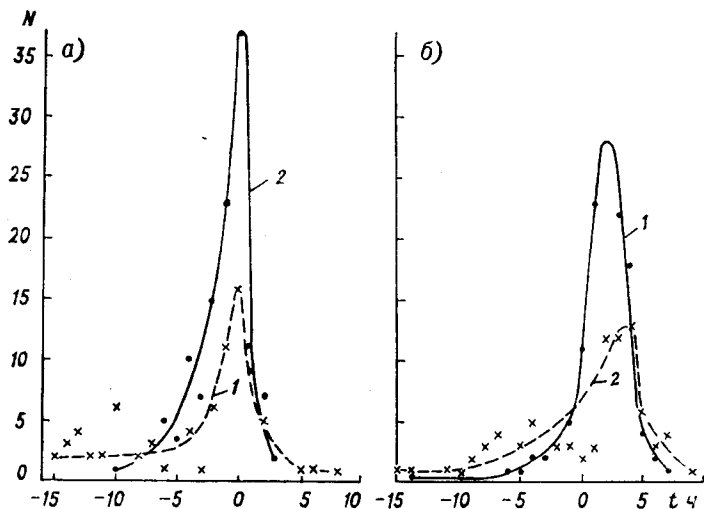


Рис. 16.10. Число случаев (N) образования (a) и рассеивания (b) радиационных туманов по отношению к моменту восхода Солнца. Подмосковье, 1947—1956 гг.

1 — туман над почвой, 2 — туман над снегом.

в случаях высоких температур давление насыщенного водяного пара быстро растет при их дальнейшем повышении. Рост давления водяного пара происходит за счет испарения капель тумана. В случаях низких температур необходимо их более значительное

повышение, чем в случаях высоких температур, для того чтобы давление насыщения изменилось на одно и то же значение.

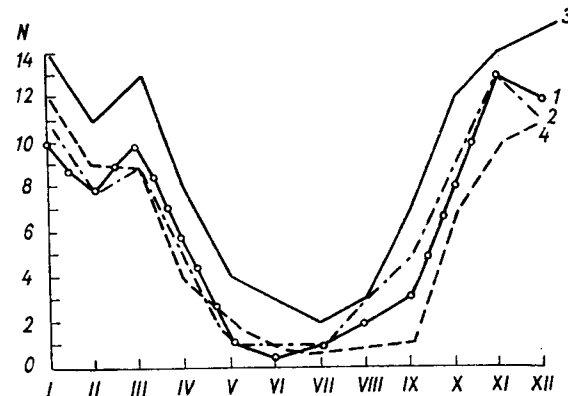


Рис. 16.11. Годовой ход числа дней (N) с туманом (первый тип). 1 — Курск, 2 — Киев, 3 — Амвросиевка, 4 — Ставрополь.

По этой причине летом туманы быстро рассеиваются после восхода Солнца и днем почти не наблюдаются, в то время как зимой они рассеиваются значительно медленнее, и, как следует из табл. 16.11 и рис. 16.10 (кривая 2), нередко сохраняются круглые сутки. Нужно также иметь в виду, что зимой температура в утренние часы повышается медленнее, чем летом.

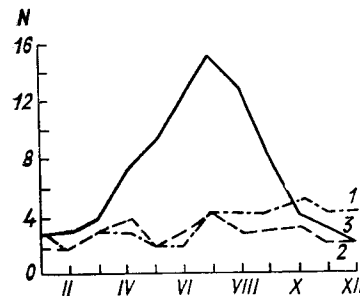


Рис. 16.12. Годовой ход числа дней (N) с туманом (второй тип).

1 — Кемь, 2 — Мезень, 3 — Канин Нос.

Для первого типа характерен максимум повторяемости в осенне-зимний период и минимум летом (рис. 16.11). Такой тип преобладает в умеренных и низких широтах Советского Союза. Для второго типа характерен максимум повторяемости летом или достаточно равномерное распределение числа дней с туманом в течение всего года (рис. 16.12). Такой тип годового хода наблюдается на побережье и островах Северного Ледовитого океана.

3 Модели образования и строения туманов

В последние десятилетия много внимания уделяется построению моделей образования и строения туманов, а также методам их

прогноза. Широко известны модели строения и методы прогноза туманов, разработанные в 40—50-х годах Б. В. Кирюхиным, А. С. Зверевым, М. П. Тимофеевым, М. Е. Берляндом и др. В последние 20—25 лет для решения исходной системы уравнений переноса тепла и влаги в турбулентной атмосфере привлекаются численные методы, а расчеты выполняются на ЭВМ.

Анализ системы уравнений и результатов расчета показал, что такую тонкую особенность строения туманов, как образование слоя с падением температуры вблизи земной поверхности и приподнятой инверсией над ним, можно объяснить лишь путем отказа от тех упрощений, которые допускались при построении моделей туманов в 40—50-х годах. Это — предположение о стационарности приземного слоя, пренебрежение эффектом скрытой теплоты конденсации и др. Первая работа, в которой сняты эти ограничения и получено объяснение отмеченных выше особенностей строения туманов, выполнена автором (1957 г.), разработавшим метод анализа системы уравнений и моделирования условий образования облаков и туманов — так называемый метод инвариантов (он обсуждается в главе 17 применительно к построению моделей формирования и прогноза облаков). В последующем с помощью метода инвариантов представления об условиях образования и строении туманов были развиты и углублены Ю. Г. Лушевым, И. М. Захаровой, Л. П. Быковой, С. А. Солдатенко и др. Другой подход к моделированию туманов разработан М. В. Буйковым, В. И. Хворостьяновым и др. Приведем основные результаты моделирования туманов.¹

На рис. 16.13 приведены результаты расчета распределения температуры воздуха (рис. 16.13 а) и влажности радиационного тумана (рис. 16.13 б) по высоте в различные моменты времени. В начальный момент ($t=0$) принято, что температура воздуха линейно падает с высотой ($T(z, 0) = T(0, 0) - \gamma z$), распределение массовой доли водяного пара по высоте описывается показательной функцией ($s(z, 0) = s(0, 0) \cdot 10^{-az - bz^2}$), туман отсутствует ($\delta(z, 0) = 0$). На земной поверхности ($z=0$) выполняется уравнение баланса тепла; использовано уравнение теплопроводности в почве, а также ряд других соотношений, позволяющих определить коэффициент турбулентности и вертикальный профиль скорости ветра.

Рисунок 16.13 иллюстрирует характерные особенности изменения полей температуры и влажности в процессе формирования и развития тумана. До образования тумана под влиянием эффективного излучения происходит быстрое охлаждение земной поверхности: в течение 1 ч температура ее понижается (по сравне-

¹ Система уравнений и метод ее решения приводятся в главе 17. Здесь кратко обсуждаются резуль-

таты численного решения этой системы.

нию с начальной) на 2,4 °С. Путем турбулентного обмена охлаждение распространяется и на прилегающий к земной поверхности слой воздуха: за 1 ч температура воздуха уменьшается на 1,0 °С на высоте 0,2 м, на 0,5 °С — на высоте 31 м, инверсия температуры распространяется до высоты 37 м. В дальнейшем скорость охлаждения почвы и воздуха снижается. Но поскольку температура воздуха понижается, то образуется туман. К 3 ч толщина тумана достигла 25 м.

По мере увеличения толщины тумана эффективное излучение земной поверхности уменьшается. С того момента, когда турбу-

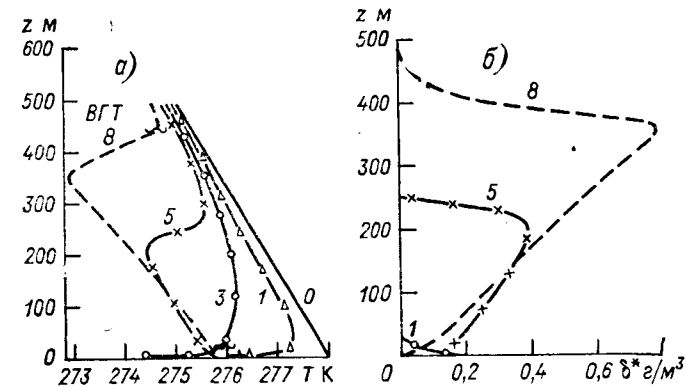


Рис. 16.13. Вертикальные профили температуры воздуха (а) и влажности тумана (б) в различные моменты времени.

ВГТ — верхняя граница тумана; цифры у кривых — время в часах.

лентный приток тепла из воздуха и молекулярный приток из почвы к тонкому поверхностному слою на границе почва—воздух превысят потерю тепла за счет эффективного излучения, начинается повышение температуры этого слоя и постепенное разрушение (под влиянием турбулентного перемешивания) инверсии во все более толстом слое вблизи земной поверхности. Между 3 и 4 ч толщина тумана увеличилась настолько (в 3 ч 30 мин она составляла 91 м), что эффективное излучение перестало оказывать охлаждающее влияние на земную поверхность и, как следствие, началось разрушение приземной инверсии температуры. К 5 ч толщина тумана достигла 250 м, а слой с падением температуры распространился до 200 м, при этом вертикальный градиент температуры был близок к влажноадиабатическому (напомним, что турбулентное перемешивание во влажном насыщенном воздухе приближает стратификацию к влажнобезразличной).

Поскольку температура верхней границы тумана понижается во времени медленно, а температура воздуха в средней части тумана под влиянием перемешивания понижается значительно быстрее, то в верхней части тумана приподнятая инверсия температуры не только сохраняется, но и усиливается (по разности температур между верхней и нижней границами). Подчеркнем, что определяющая роль в сохранении и усилении инверсии принадлежит турбулентному обмену, а не радиационным потерям тепла с верхней границы тумана (если бы этот последний механизм был определяющим, то инверсия температуры располагалась бы над туманом). В действительности, как следует из рис. 16.13 а, инверсия расположена в верхней части тумана, а не над ним.

Вертикальные профили водности (рис. 16.13 б) согласуются с приведенными выше опытными данными: на первой стадии (в 3 ч) максимум водности наблюдается вблизи земной поверхности, в заключительной (в 5 и 8 ч) — вблизи нижней границы инверсии (водность у земной поверхности уменьшилась как за счет переноса влаги под задерживающий слой, так и вследствие повышения температуры). При хорошо развитом турбулентном обмене и большой теплопроводности почвы повышение температуры вблизи земной поверхности и отток влаги вверх могут быть настолько значительными, что здесь туман полностью рассеивается — сохраняется под инверсией лишь облачность, называемая облачностью приподнятого тумана.

После восхода Солнца повышение температуры под влиянием притока рассеянной радиации более значительно вблизи земной поверхности; отсюда и начинается рассеивание тумана. В течение некоторого промежутка времени может наблюдаться облачность приподнятого тумана (в том числе разорванная). Усиливающийся турбулентный обмен приводит затем к разрушению приподнятой инверсии и полному рассеиванию приподнятой облачности.

Из многочисленных результатов моделирования туманов испарения и адвективных туманов (полученных в последнее десятилетие) приведем здесь лишь данные о водности тумана. На рис. 16.14 изображена зависимость водности тумана испарения от двух наиболее важных параметров, оказывающих влияние на процесс его образования: разности $\Delta T = T_w - T_{0,5}$ между температурой водной поверхности ($T_w \approx 0^\circ\text{C}$) и температурой воздуха ($T_{0,5}$) на высоте 0,5 м в точке перехода ($x = 0$) его с суши на воду через береговую черту, а также относительной влажности (f_0) воздуха в этой точке. Водность тумана определена на высоте 2 м для точки, удаленной от берега (в сторону водной поверхности) на 10 км при скорости ветра $u_1 = 3$ м/с на высоте 1 м. Видно, что водность растет с увеличением как ΔT (т. е. с понижением температуры натекающего воздуха) при $f_0 = \text{const}$, так и f_0 при $\Delta T = \text{const}$.

Согласно рис. 16.15, наибольшие значения водности тумана испарения наблюдаются вблизи водной поверхности. С увеличением высоты водность уменьшается лишь в нижней части, и практически не изменяется с высотой в большей части тумана. Толщина тумана (уровень, где $\delta^* = 0$) растет с увеличением ΔT и f_0 . Верхняя граница тумана повышается при удалении от береговой черты (например, от 100 м при $x = 10$ км до 300 м при $x = 50$ км, если $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, $f_0 = 90\%$ и $u_1 = 3$ м/с, а также при возрастании скорости ветра u_1 (зависимость слабая).

По мере продвижения воздушной массы над водной поверхностью температура ее вблизи воды растет (например, на вы-

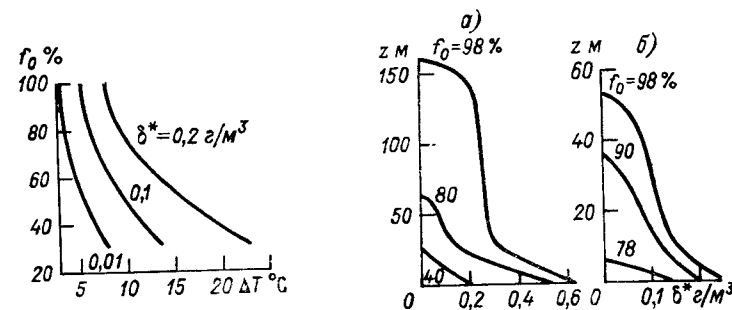


Рис. 16.14. Зависимость водности тумана от ΔT и f_0 при $x = 10$ км, $z = 2$ м, $u_1 = 3$ м/с.

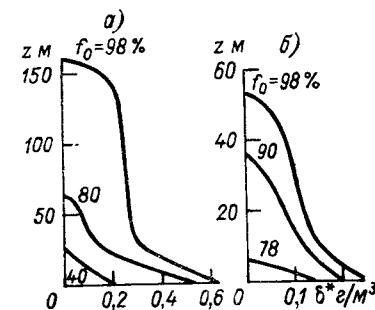


Рис. 16.15. Вертикальные профили водности тумана испарения при $x = 10$ км, $u_1 = 3$ м/с.
а) $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, б) $\Delta T = 10^\circ\text{C}$.

соте 0,5 м от -20°C при $x = 0$ до $-5,15^\circ\text{C}$ при $x = 20$ км). Под влиянием турбулентного обмена и тепла конденсации повышение температуры распространяется и на более высокие уровни. Вследствие этого инверсионное распределение температуры воздуха при $x = 0$ (оно описывалось логарифмической функцией), сменяется в нижней части слоя падением. Так, при $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, $f_0 = 60\%$ и $u_1 = 3$ м/с высота нижней границы приподнятой инверсии составляет около 30 м при $x = 10$ км, 100 м при $x = 20$ км и около 400 м при $x = 50$ км. Выше этих уровней сохраняется инверсионное распределение температуры, хотя и в инверсии происходит постепенное повышение температуры по мере удаления от берега.

При построении модели адвективных туманов учтено изменение свойств воздушной массы, натекающей на подстилающую поверхность с более низкой температурой, под влиянием адвективного, конвективного и турбулентного притоков тепла, влаги и количества движения, а также за счет фазовых переходов воды.

Распределение температуры и массовой доли водяного пара по высоте на границе раздела подстилающих поверхностей ($x=0$) задается в виде:

$$T''(0, z) = T_0'' + T_* \ln \frac{z+z_0}{z_0} - \gamma_a z, \quad (3.1)$$

$$s''(0, z) = f_0'' s_m''(0, z), \quad (3.2)$$

где T_* — масштаб температуры (см. главу 9), T_0'' — температура воздушной массы при $z=0$, f_0'' — относительная влажность ее (принимается постоянной в пределах пограничного слоя), s_m'' — доля насыщенного пара при $T''(0, z)$ и давлении $p(0, z)$, которое определяется с помощью барометрической формулы.

Формула (3.1) обеспечивает рост (при $T_* > 0$) или падение (при $T_* < 0$) температуры пропорционально логарифму высоты на малых высотах (в приземном слое) и переход к падению температуры в верхней части пограничного слоя (что согласуется с данными наблюдений).

На земной поверхности ($z=0$) зависимость температуры и доли пара от горизонтального расстояния x (отсчитываемого от границы раздела в сторону более холодной подстилающей поверхности) аппроксимировалась экспоненциальными функциями:

$$T(x, 0) = T_0' + (T_0'' - T_0') \exp(-x/D), \quad (3.3)$$

$$s(x, 0) = s_0' + (s_0'' - s_0') \exp(-x/D), \quad (3.4)$$

где

$$s_0'' = f_0'' s_m''(T_0'', p_0), \quad s_0' = f_0' s_m'(T_0', p_0);$$

f_0'' , T_0' и s_0' — относительная влажность, температура воздуха и массовая доля пара на достаточно большом расстоянии (теоретически при x , стремящемся к бесконечности) от границы раздела подстилающих поверхностей (поскольку моделируется образование тумана, то совершенно естественно считать f_0' равной 100%); D — параметр (с размерностью длины), характеризующий скорость уменьшения T и s от T_0'' и s_0'' при $x=0$ до T_0' и s_0' при $x \rightarrow \infty$; $p_0 = 1000$ гПа.

Проследить за условиями образования водности тумана позволяет рис. 16.16. По мере продвижения воздушной массы на более холодную подстилающую поверхность в ней образуется туман, при этом тем ближе к границе раздела, чем выше относительная влажность (f_0'') воздуха (если $f_0'' = 70\%$, то туман образуется при $x \geq 44$ км, если $f_0'' = 95\%$ — при $x \geq 19$ км и т. д.). Чем дальше продвигается воздушная масса на холодную поверх-

ность, тем выше под влиянием турбулентного обмена распространяется охлаждение, а вместе с ним и верхняя граница тумана. При значениях f_0'' , не превышающих 85–90%, толщина тумана монотонно растет при увеличении x . Однако при более высоких значениях f_0'' (в данном примере 95 и 98%) наблюдается каче-

ственно новое явление: наряду с туманом в определенной области (при $f_0'' = 95\%$ от 36 до 73 км) формируется также облачность, нижняя граница которой с ростом x понижается, а верхняя повышается. При некотором $x = x^*$ (если $f_0'' = 98\%$, то $x^* = 60$ км) верхняя граница тумана и нижняя граница облачности смыкаются, что сопровождается скачкообразным изменением при x^* толщины тумана. Физически очевидно, что с увеличением разности $\Delta T = T_0'' - T_0'$ и относительной влажности (f_0'') воздуха, поступающего на холодную поверхность, растут (при фиксированных T_0'' и x) толщина и водность тумана (табл. 16.12 и 16.13).

Можно отметить, что толщина тумана более сильно зависит от f_0'' чем от ΔT : при $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ изменение f_0'' от 70 до 98% сопровождается увеличением толщины тумана от 80 до 500 м; в то же время при фиксированном $f_0'' = 90\%$ увеличение ΔT от 6 до 12°C ведет к росту толщины тумана лишь на 65 м (от 365 до 430 м).

Как показывает табл. 16.13, водность тумана одинаково сильно зависит и от f_0'' и от ΔT . Она изменяется в широких пределах — от сотых до десятых долей грамма в 1 м^3 .

Кроме разности ΔT и относительной влажности f_0'' (а также D , скорости ветра, T_* и других параметров), на водность тумана су-

Таблица 16.12. Толщина тумана (м) при $T_0'' = 10^\circ\text{C}$ и $x = 100$ км

$f_0'' \%$	$\Delta T, ^\circ\text{C}$			
	6	8	10	12
70	35	60	80	95
80	190	205	230	260
90	365	385	400	430
95	430	445	465	490
98	480	490	500	515

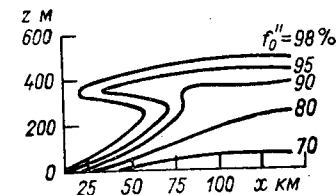


Рис. 16.16. Толщина тумана и высота границ облачности при фиксированных значениях $\Delta T = 8^\circ\text{C}$, $T_0'' = 10^\circ\text{C}$ и различных значениях f_0''

Таблица 16.13. Водность тумана ($\text{г}/\text{м}^3$) на высоте $z=2$ м при $T_0''=10^\circ\text{C}$ и $x=50$ км

f_0'' %	ΔT °C					
	6	7	8	9	10	12
70	0,0	0,0	0,031	0,036	0,048	0,062
80	0,054	0,155	0,246	0,311	0,380	0,451
90	0,061	0,164	0,251	0,328	0,422	0,505
95	0,070	0,174	0,258	0,340	0,462	0,586
98	0,081	0,188	0,280	0,394	0,521	0,620

щественное влияние оказывает температура T_0'' воздуха, вступающего на более холодную поверхность: с ростом T_0'' водность не очень сильно, но растет (например, при $\Delta T=7^\circ\text{C}$, $f_0''=80\%$ и $x=50$ км значение δ^* увеличивается от 0,1 до 0,2 $\text{г}/\text{м}^3$, когда T_0'' повышается от 0 до 17°C . Объясняется зависимость δ^* от T_0'' уже отмечавшейся выше зависимостью приращения давления насыщения от температуры при фиксированном приращении ее.

Поскольку наибольшее охлаждение воздушная масса испытывает вблизи земной поверхности, то и максимальные значения водности тумана, согласно расчету, наблюдаются именно здесь. Вблизи земной поверхности (до высоты 2—4 м) водность испытывает и наиболее значительные изменения с высотой. В большей же части туман достаточно однороден по высоте (при $f_0''=98\%$ в слое от 2 до 100 м водность изменяется всего лишь на 0,05 $\text{г}/\text{м}^3$ — от 0,28 до 0,23 $\text{г}/\text{м}^3$).

Что касается вертикальных профилей температуры воздуха, то они характеризуются сначала (на расстояниях в несколько десятков километров от границы раздела) образованием усиливающейся с высотой приземной инверсии температуры, верхняя граница которой приподнимается при увеличении x . На больших расстояниях в нижней части (до высоты 300—400 м) распределение температуры по высоте близко к изотермическому, перепад температур в приподнятой инверсии (по сравнению с меньшими значениями x) ослаблен.

4 Роль смешения масс воздуха в образовании туманов¹

Наряду с динамическим подходом к выяснению условий образования туманов ряд полезных сведений о процессах облакообразования можно извлечь из термодинамических представлений

¹ Излагаемая в этом параграфе теория справедлива как для туманов, так и для облаков.

о смешении масс воздуха с различными термогигрометрическими характеристиками. Основы теории смешения заложены в работах Д. Брента, А. Г. Амелина и развиты П. М. Мушенко, Х. Эплменом и автором. Результаты этого круга идей позволили выяснить условия образования такого важного с практической точки зрения явления, как самолетные облачные (конденсационные) следы. Ряд полезных выводов установлен в отношении смешения развивающегося конвективного облака с окружающим его воздухом — процессом, называемого вовлечением.

Обозначим через m_1 и m_2 массы смешивающихся объемов воздуха, T_1 и T_2 — их температуры, s_1 и s_2 — массовые доли водяного пара, e_1 и e_2 — давления водяного пара, τ_1 и τ_2 — температуры точки росы. Будем в дальнейшем считать, что все величины с индексом «1» относятся к более холодной, а с индексом «2» — к более теплой массе воздуха.

Если в процессе турбулентного обмена происходит смешение двух масс воздуха m_1 и m_2 , то массовая доля пара s и температура T воздуха после смешения, на основе условий сохранения массы водяного пара (материальный баланс) и теплосодержания (тепловой баланс), будут равны:

$$s = \frac{m_1 s_1 + m_2 s_2}{m_1 + m_2} \quad \text{или} \quad s = \frac{s_1 + n s_2}{1 + n}, \quad (4.1)$$

$$T = \frac{m_1 T_1 + m_2 T_2}{m_1 + m_2} \quad \text{или} \quad T = \frac{T_1 + n T_2}{1 + n}, \quad (4.2)$$

где $n = m_2/m_1$.

При записи последнего соотношения сделано предположение, что удельные теплоемкости смешивающихся объемов воздуха равны между собой. Это условие выполняется с высокой степенью точности, поскольку количество водяного пара, под влиянием которого только и может изменяться удельная теплоемкость, всегда мало по сравнению с сухой частью воздуха.

Строго формула (4.2) справедлива для случая горизонтального (точнее, изобарического) смешения. При исследовании процесса смешения в вертикальном направлении, когда существенную роль может играть изменение давления, кинетические температуры (T_1, T_2, T) должны быть заменены на потенциальные температуры ($\Theta_1, \Theta_2, \Theta$).

Основная трудность, с которой приходится встречаться при построении количественной теории туманов и облаков, образовавшихся под влиянием перемешивания, заключается в том, что неизвестен параметр n , введенный в соотношениях (4.1) и (4.2). Он показывает, какая масса более теплого воздуха смешивается с единичной массой более холодного воздуха. В приложении к конвективным облакам параметр n служит количественной характеристикой вовлечения окружающего воздуха в развивающееся облако.

Поскольку в реальных условиях атмосферы конденсация водяного пара практически начинается при достижении состояния насыщения, для удельной водности δ облака можем записать соотношение

$$\delta = s - s_m, \quad (4.3)$$

где s — удельное влагосодержание смеси, рассчитываемое по формуле (4.1); s_m — массовая доля насыщенного водяного пара при температуре T и давлении p смеси.

Как s , так и s_m (через температуру T), а вместе с ними и удельная водность δ существенно зависят от параметра n . В разных частях тумана параметр n принимает различные значения. Однако можно найти то значение n , которое соответствует части тумана с максимальной водностью. Это значение n найдем, согласно известному правилу, если производную от водности по параметру n

$$\frac{d\delta}{dn} = \frac{ds}{dn} - \frac{ds_m}{dn} = \frac{ds}{dn} - \frac{ds_m}{dT} \frac{dT}{dn}$$

приравняем нулю

$$\frac{ds}{dn} - \frac{ds_m}{dT} \frac{dT}{dn} = 0. \quad (4.4)$$

Здесь введена производная dT/dn на том основании, что s_m является функцией температуры и давления. Но давление внутри тумана на одном и том же уровне практически можно считать постоянным (во всяком случае эффект изменения давления, согласно произведенным оценкам, существенно меньше эффекта температуры).

Возьмем производные по n от соотношений (4.1) и (4.2)

$$\frac{ds}{dn} = \frac{s_2 - s_1}{(1+n)^2}, \quad \frac{dT}{dn} = \frac{T_2 - T_1}{(1+n)^2}. \quad (4.5)$$

С учетом соотношений (4.5) и уравнения Клаузиуса—Клапейрона равенство (4.4) можем переписать в виде

$$(s_2 - s_1) - \frac{Ls_m}{R_n T^2} (T_2 - T_1) = 0. \quad (4.6)$$

При учете связи s_m с давлением насыщения E уравнение (4.6) принимает вид

$$B = \frac{0,622}{R_n} \frac{LE}{T^2}, \quad (4.7)$$

где введен весьма важный для дальнейшего параметр

$$B = p \frac{s_2 - s_1}{T_2 - T_1} = 0,622 \frac{E(\tau_2) - E(\tau_1)}{T_2 - T_1}. \quad (4.8)$$

Этот параметр определяется по известным термогигрометрическим характеристикам смешивающихся объемов воздуха.

Нетрудно видеть, что правая часть уравнения (4.7) является функцией только температуры T :

$$\frac{0,622}{R_n} \frac{LE}{T^2} = F(T). \quad (4.9)$$

Таким образом, между параметром B и температурой T , которую принимает воздух в зоне смешения, существует однозначная связь. Зависимость температуры T от параметра B представлена в табл. 16.14.

Так как давление насыщения E и теплота парообразования зависят от фазового состояния облачных элементов, то в табл. 16.14 приведены значения температуры (при заданном B) для случаев образования капельно-жидкого и кристаллического тумана.

Таблица 16.14. Температура T в зоне смешения при различных значениях параметра B

$10^2 B$ гПа/К	T °С	$10^2 B$ гПа/К	T °С	$10^2 B$ гПа/К	T °С	$10^2 B$ гПа/К	T °С
Вода				50	9,7	220	38,0
0,1	-63,2	90	20,0	60	12,8	230	38,8
0,5	-49,1	100	22,1	70	15,5	240	39,8
1,0	-41,6	110	24,0	80	17,9	250	40,2
2,0	-34,2	120	25,6	Лед			
3,0	-30,0	130	27,0	0,1	-58,6	10	-12,9
5,0	-23,7	140	28,5	0,5	-44,7	15	-8,0
7,5	-18,7	150	30,0	1,0	-38,4	20	-4,4
10	-14,8	160	31,3	2,0	-30,1	25	-1,3
15	-9,2	170	32,5	3,0	-26,8	26	-0,9
20	-5,0	180	33,6	5,0	-21,1	27	-0,4
25	-1,9	190	34,8	7,5	-16,5	28	0,0
30	1,1	200	36,0				
40	5,8	210	36,8				

Если T известно, то по формуле (4.2) найдем параметр n , соответствующий максимальной водности облака:

$$n = \frac{T - T_1}{T_2 - T}. \quad (4.10)$$

Перейдем к расчету водности тумана. Подставляя значения s и n по соотношениям (4.1) и (4.10) в формулу (4.3), получим

$$\delta = \frac{s_1 (T_2 - T) + s_2 (T - T_1)}{T_2 - T_1} - s_m(T, p). \quad (4.11)$$

Так как из равенства (4.8) следует

$$s_2 = \frac{B}{p} (T_2 - T_1) + s_1.$$

то формулу (4.11) можно переписать в виде

$$\delta = s_1 + \frac{B}{p} (T - T_1) - s_m(T, p). \quad (4.12)$$

Этой формуле можно придать два вида:

$$\delta = f_1 s_m(T_1, p) + \frac{B}{p} (T - T_1) - s_m(T, p), \quad (4.13)$$

$$\delta = s_m(\tau_1, p) + \frac{B}{p} (T - T_1) - s_m(T, p), \quad (4.14)$$

где f_1 — относительная влажность более холодного воздуха, τ_1 — температура точки росы его.

Если формулу (4.14) записать для абсолютной влажности $\delta^* = \delta \rho$, то с учетом уравнения состояния воздуха она примет вид

$$\delta^* = \frac{1}{RT} \{B(T - T_1) - 0,622 [E(T) - E(\tau_1)]\}. \quad (4.15)$$

Для того чтобы туман под влиянием смешения образовался, необходимо и достаточно потребовать выполнения неравенства $\delta \geq 0$. Найдем такую температуру T_1^* , при которой правая часть (4.14) обращается в нуль:

$$s_m(\tau_1, p) + \frac{B}{p} (T - T_1^*) - s_m(T, p) = 0. \quad (4.16)$$

Физически это означает, что при такой температуре холодного воздуха в зоне смешения достигается состояние насыщения, но влажность тумана равна нулю. Из формулы (4.12) следует, что при заданных значениях параметра B , давления и массовой доли s_1 влажность тумана растет при понижении температуры T_1 . Таким образом, если температура T_1 меньше рассчитанной по уравнению (4.16) температуры T_1^* ($T_1 < T_1^*$), то в зоне смешения произойдет конденсация водяного пара и образуется туман ($\delta > 0$).

Заменяя s_m на E , формулу (4.16) перепишем в виде

$$B(T - T_1^*) + 0,622 [E(\tau_1) - E(T)] = 0. \quad (4.17)$$

Результаты табулирования трансцендентного соотношения (4.17) представлены на рис. 16.17, по осям которого отложены температура T_1^* холодного воздуха (линейная шкала) и параметр B

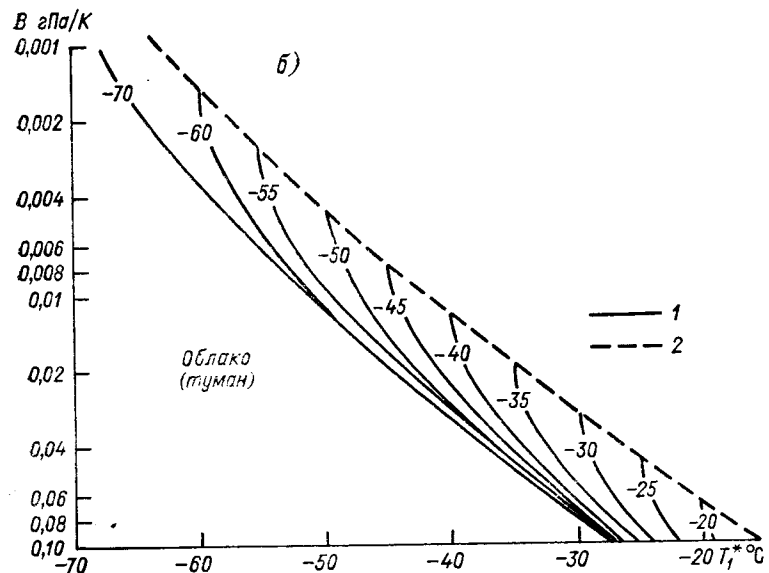
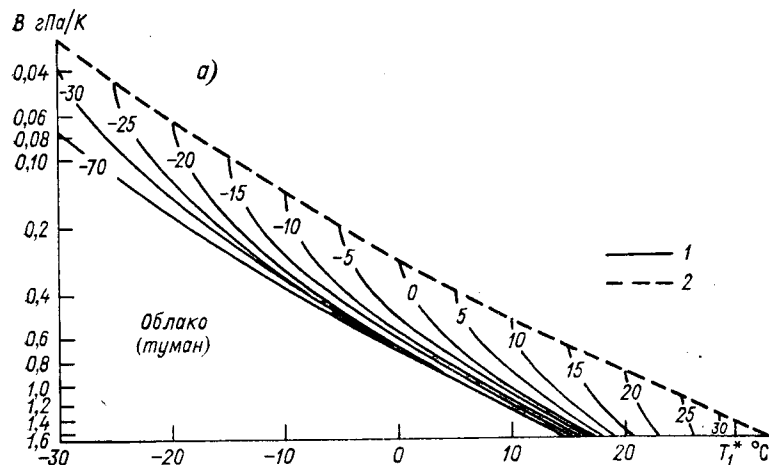


Рис. 16.17. Номограмма для определения условий образования облаков и туманов смешения при положительных и умеренных отрицательных температурах (а) и при низких отрицательных температурах (б).

(логарифмическая шкала). Пунктирная кривая на этом рисунке изображает зависимость от B температуры (T) смеси, рассчитанной по соотношению (4.7). Сплошные кривые на рис. 16.17 — изолинии точки росы (τ_1) холодного воздуха ($^{\circ}\text{C}$). При заданных B и τ_1 находим температуру T_1^* (точка пересечения изолиний $B = \text{const}$ и $\tau_1 = \text{const}$), которая обеспечивает достижение состояния насыщения в зоне смешения (например, при $B = 0,40$ гПа/К и $\tau_1 = -10^{\circ}\text{C}$ температура $T_1^* = -4^{\circ}\text{C}$). Если $T_1 < T_1^*$ (в данном примере $T_1 < -4^{\circ}\text{C}$), то, согласно формуле (4.15), водность $\delta > 0$, т. е. в зоне смешения произойдет конденсация (образуется облако или туман).

Из анализа формулы (4.15) и результатов расчета следует, что конденсации водяного пара и увеличению водности тумана (облака) способствуют:

а) рост точек росы τ_1 и τ_2 смешиваемых масс воздуха при фиксированных температурах T_1 и T_2 :

При $T_1 = -10^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 10^{\circ}\text{C}$, $\tau_1 = -10^{\circ}\text{C}$

τ_2 $^{\circ}\text{C}$	3	4	5	6	7	8	9	10
δ^* г/м ³	0,00	0,03	0,10	0,22	0,33	0,58	0,84	1,16

При $T_1 = -10^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 10^{\circ}\text{C}$, $\tau_2 = 10^{\circ}\text{C}$

τ_1 $^{\circ}\text{C}$	-60	-50	-40	-35	-30	-25	-20	-15	-10
δ^* г/м ³	0,38	0,39	0,42	0,44	0,48	0,55	0,66	0,85	1,16

При $T_1 = 5^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 20^{\circ}\text{C}$, $\tau_1 = 5^{\circ}\text{C}$

τ_2 $^{\circ}\text{C}$	16	17	18	19	20
δ^* г/м ³	0,00	0,10	0,33	0,68	1,19

При $T_1 = 5^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 20^{\circ}\text{C}$, $\tau_2 = 20^{\circ}\text{C}$

τ_1 $^{\circ}\text{C}$	-15	-10	-5	0	2	3	4	5
δ^* г/м ³	0,00	0,03	0,14	0,45	0,67	0,81	0,98	1,19

При $T_1 = -10^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 20^{\circ}\text{C}$, $\tau_1 = -10^{\circ}\text{C}$

τ_2 $^{\circ}\text{C}$	7	8	9	10	13	15	17	19	20
δ^* г/м ³	0,00	0,03	0,09	0,17	0,65	1,18	1,91	2,88	3,46

б) понижение температуры холодного воздуха (T_1) при фиксированных T_2 , τ_1 и τ_2 . Если, например, $T_2 = 20^{\circ}\text{C}$, $\tau_2 = 20^{\circ}\text{C}$ и $\tau_1 = -16^{\circ}\text{C}$, то водность тумана при различных T_1 имеет следующие значения:

T_1 $^{\circ}\text{C}$	5	4	3	2	0	-5	-10	-15
δ^* г/м ³	0,00	0,04	0,15	0,31	0,70	1,89	3,09	4,20

в) понижение температуры теплого воздуха (T_2) при фиксированных T_1 , τ_1 и τ_2 . Например, при $T_1 = -10^{\circ}\text{C}$, $\tau_1 = -10^{\circ}\text{C}$ и $\tau_2 = 3^{\circ}\text{C}$ водность тумана при различных T_2 такова:

T_2 $^{\circ}\text{C}$	10	9	8	7	6	5	4	3
δ^* г/м ³	0,00	0,01	0,03	0,05	0,10	0,18	0,27	0,40

При тех же $T_1 = -10^{\circ}\text{C}$ и $\tau_1 = -10^{\circ}\text{C}$, но $\tau_2 = 6,5^{\circ}\text{C}$ водность тумана в зависимости от T_2 принимает следующие значения:

T_2 $^{\circ}\text{C}$	20	15	10	8	6,5
δ^* г/м ³	0,00	0,05	0,29	0,49	0,72

Обратим внимание на то, что водность тумана резко изменяется при сравнительно небольших изменениях температуры и влажности смешивающихся масс воздуха. При заданных значениях трех гигрометрических характеристик существует довольно узкий интервал изменения четвертой, в пределах которого возможно образование тумана наблюдаемой в природе интенсивности (водности).

Облачные (конденсационные) следы. Остановимся на условиях образования облачных следов за самолетами (преимущественно реактивными). Параметр $B = p \Delta s / \Delta T$ (где $\Delta s = s_2 - s_1$, $\Delta T = T_2 - T_1$) в том случае, когда рассматриваются облачные следы, зависит в основном от давления воздуха p , поскольку второй множитель $\Delta s / \Delta T$ зависит лишь от тепло- и влаговорной способности топлива¹, сжигаемого в двигателе самолета, и для данного типа двигателя — величина практически постоянная (по оценкам различных авторов отношение $\Delta s / \Delta T$ изменяется в узких пределах: от $0,030 \cdot 10^{-3}$ до $0,045 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$).

Если теперь соотношение (4.6) записать в виде $s_m(T, p) = (R_n T^2 / L) \cdot (\Delta s / \Delta T)$ и это выражение вставить в формулу (4.13), положив в ней $\delta = 0$, то получим

$$s_m(T_1^*, p) = \left[\frac{R_n T^2}{L} - (T - T_1^*) \right] \frac{1}{f_1} \frac{\Delta s}{\Delta T}. \quad (4.18)$$

Поскольку при постоянном значении отношения $\Delta s / \Delta T$ температура (T) облачного следа (на оси его, где водность макси-

¹ При сжигании различных видов топлива (поскольку в них содержится углерод и водород) образуется (в результате реакции их с атмосферным кислородом) значительное количество углекислого газа (CO_2) и водяного пара (H_2O). Так, при сгорании 1 кг керосина или бензина образуется около 1,3 кг H_2O , при сгорании 1 кг природного газа — около 2 кг H_2O и при сгорании 1 кг

сухих дров — 0,6 кг H_2O . Последующее охлаждение водяного пара, поступившего из двигателя самолета или автомашины в атмосферу, приводит к образованию капель воды или кристаллов льда, из которых состоит облачный след. Отметим, что поступающий из фабричных, заводских и домовых труб дым в большей части (до 90 %) состоит также из капель воды.

мальна) — функция только давления воздуха p , то последнее соотношение позволяет при заданных p и f_1 определить температуру (T_1^*) атмосферного воздуха на уровне полета, при которой поступивший из двигателя водяной пар достигнет состояния насыщения. Результаты расчета T_1^* и $s_m(T_1^*, p)$ при $\Delta s/\Delta T = 0,0336 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ представлены в табл. 16.15. Из этой таблицы следует, что при фиксированной относительной влажности (f_1) воздуха на уровне полета вдоль кривой, представляющей зависимость T_1^* от p , массовая доля насыщенного водяного пара $s_m(T_1^*, p)$ практически сохраняет постоянное значение (особенно в слое от 500 до 200 гПа, где чаще всего образуются следы), т. е. $s_m(T_1^*, p) = c^* = \text{const}$.

Таблица 16.15. Наибольшие значения температуры T_1^* и массовой доли пара $s_m(T_1^*, p)$ в зависимости от давления p и относительной влажности f_1

p гПа	f_1 %								
	100	95	90	80	70	60	50	40	30
Температура, T_1^* °C									
900	−29,6	−33,0	−34,2	−35,5	−36,5	−37,4	−38,1	−38,6	−39,1
700	−32,3	−35,5	−36,7	−38,0	−39,1	−40,0	−40,5	−41,1	−41,6
500	−36,2	−39,1	−40,2	−41,6	−42,6	−43,4	−44,0	−44,6	−45,1
300	−41,8	−44,4	−45,4	−46,8	−47,7	−48,6	−49,2	−49,8	−50,2
200	−46,2	−48,4	−49,5	−50,9	−51,8	−52,6	−53,1	−53,6	−54,2
Массовая доля пара, $s_m(T_1^*, p)$ ‰									
900	0,36	0,26	0,23	0,20	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14
700	0,35	0,26	0,23	0,20	0,18	0,16	0,16	0,15	0,14
500	0,34	0,25	0,22	0,20	0,18	0,16	0,15	0,14	0,14
300	0,32	0,25	0,22	0,19	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13
200	0,30	0,24	0,22	0,19	0,17	0,15	0,14	0,13	0,12

Таким образом, кривые зависимости T_1^* от p при $f_1 = \text{const}$ могут с достаточной для практики точностью заменены изолиниями $s_m(T_1^*, p) = \text{const}$, нанесенными на бланки аэрологической диаграммы (или любого другого графика аналогичного назначения). Значения постоянной c^* , определяющие условия образования облачных следов за самолетами, для различных f_1 , согласно табл. 16.15, следующие:

f_1 % . .	100	95	90	80	70	60	50	40	30
c^* ‰	0,33	0,25	0,22	0,19	0,17	0,16	0,15	0,13	0,12

Для определения слоя атмосферы, в котором образуется облачный след, необходимо нанести (по данным зондирования) на бланк аэрологической диаграммы кривую стратификации. След образуется в том слое, в котором температура воздуха T_1 меньше T_1^* , т. е. там, где кривая стратификации располагается левее изограммы с приведенным выше значением c^* (при данном f_1).

Поскольку значения температуры воздуха ниже значений T_1^* , приведенных в табл. 16.15, наблюдаются (особенно в теплую половину года) преимущественно в средней и верхней тропосфере, то именно здесь чаще всего и образуются конденсационные следы. Однако зимой при сильных морозах следы за самолетом (равно как и за автомашинами) образуются и на меньших высотах (в том числе вблизи земной поверхности).

Все предыдущие рассуждения и расчеты выполнены в предположении, что относительная влажность f_1 определена по отношению к воде (как это и принято на практике). Поскольку при низких температурах капли воды (первоначально образовавшиеся в следе) быстро замерзают и след состоит из кристаллов льда, то он может существовать длительное время при относительной влажности меньше 100%. Чаще всего устойчивые следы наблюдаются тогда, когда воздух насыщен по отношению ко льду. Это означает, что при обычно наблюдаемых температурах образования следов (от -40 до -50 °C) относительная влажность f_1 составляет 60—70%, в качестве же критической изограммы (c^*), левее которой должна располагаться кривая стратификации на диаграмме, следует брать 0,16—0,17 ‰.

Конденсационные следы под влиянием турбулентного обмена, а при пересыщении водяного пара по отношению ко льду также и за счет дополнительной сублимации атмосферного водяного пара со временем увеличиваются в размерах и нередко превращаются в достаточно плотные перистые облака (особенно в тех случаях, когда на небосводе наблюдается несколько следов).

Об эффекте тепла конденсации. В заключение оценим влияние тепла конденсации на водность и температуру тумана (облака или следа), образующегося в результате смещения масс воздуха. Пусть вследствие выделявшегося тепла конденсации температура воздуха (T) в зоне смещения повысилась на dT . Массовая доля (s_m) насыщенного водяного пара увеличится при этом на ds_m и будет равна $s_m + ds_m$. Удельную водность (δ_k) тумана с учетом эффекта конденсации найдем из соотношения

$$\delta_k = s - (s_m + ds_m). \quad (4.19)$$

Повышение температуры на dT вызвано конденсацией δ_k водяного пара в 1 кг воздуха. Поскольку конденсация происходит на фиксированном уровне (при постоянном давлении), то

$$L\delta_k = c_p dT \quad \text{или} \quad L(s - s_m) - L ds_m = c_p dT. \quad (4.20)$$

Разность $s - s_m$, согласно формуле (4.3), представляет собой удельную водность облака (δ) без учета тепла конденсации. Из соотношений (4.20) следует выражение

$$\frac{\delta_k}{\delta} = \frac{c_p dT}{L ds_m + c_p dT}, \quad (4.21)$$

которое, с учетом уравнения Клаузиуса—Клапейрона, принимает вид

$$\frac{\delta_k}{\delta} = \left(1 + \frac{0,622L^2}{c_p p} \frac{E}{R_n T^2}\right)^{-1}. \quad (4.22)$$

Результаты табулирования этого соотношения представлены в табл. 16.16, из которой следует, что эффект конденсации значителен при положительных и не очень низких отрицательных температурах ($\delta_k/\delta < 0,5$). Следует обратить внимание на существенное уменьшение отношения δ_k/δ при фиксированной температуре (т. е. B) с увеличением высоты.

Таблица 16.16. Значения отношения δ_k/δ

В гПа/К	p гПа					
	1000	850	700	500	300	100
0,001	1,00	1,00	1,00	0,99	0,99	0,97
0,01	0,97	0,97	0,96	0,95	0,92	0,79
0,03	0,93	0,92	0,90	0,87	0,80	0,57
0,05	0,89	0,87	0,84	0,80	0,70	0,44
0,075	0,84	0,82	0,79	0,72	0,61	0,35
0,1	0,80	0,77	0,74	0,66	0,54	0,28
0,15	0,73	0,69	0,65	0,57	0,44	0,21
0,25	0,62	0,58	0,54	0,45	0,33	0,14
0,5	0,45	0,41	0,36	0,29	0,20	0,07
0,7	0,37	0,33	0,29	0,23	0,15	0,05
0,9	0,31	0,28	0,24	0,19	0,12	0,04
1,1	0,27	0,24	0,21	0,16	0,10	0,04
1,3	0,24	0,21	0,18	0,14	0,09	0,03
1,5	0,22	0,19	0,16	0,12	0,08	0,03
2,45	0,15	0,13	0,11	0,08	0,05	0,02

Глава 17 Облака

Облака представляют собой одно из интереснейших явлений природы. Среди тех величин и явлений, которые объединяются понятием «погода», облакам и связанным с ними осадкам принадлежит определяющая роль.

Изменяя тепловой и радиационный режим атмосферы, облака оказывают большое влияние на многие стороны деятельности человека (прежде всего в сфере сельскохозяйственного производства), а также на растительный и животный мир Земли. Велика зависимость от облаков, туманов и осадков различных видов транспорта, в первую очередь авиации.

Несмотря на развитие авиационной техники и оснащение самолетов и аэродромов современными приборами и оборудованием, облака и туманы остаются до настоящего времени такими явлениями, которые наиболее существенно влияют на взлет, посадку и полет самолета, на деятельность авиации в целом. Проводить полет в облаках значительно сложнее, чем вне облаков, вследствие: а) сильного ухудшения видимости; б) наличия обледенения (при отрицательных температурах); в) более сильно развитого турбулентного обмена, вызывающего болтанку самолетов. Нижняя граница облаков и дальность видимости определяют тот минимум погодных условий, при которых возможны взлет и посадка самолетов. С облаками связаны грозы — наиболее опасное для авиации метеорологическое явление.

Облаком называют видимую совокупность взвешенных капель воды и кристаллов льда, находящихся на некоторой высоте над земной поверхностью. С точки зрения микрофизического строения принципиальной разницы между облаками и туманами нет. Однако между ними наблюдается существенное различие в условиях образования, вертикальной протяженности и т. п.

Облака, как и туманы, возникают в результате конденсации и сублимации водяного пара в атмосфере. Конденсацию водяного пара и облакообразование вызывают те же процессы, которые приводят к возникновению туманов. Облака образуются или вследствие увеличения общего влагосодержания, или в результате понижения температуры воздуха. В реальных условиях играют роль оба фактора. В свободной атмосфере (вне приземного слоя) важнейшими процессами, которые приводят к понижению температуры и облакообразованию, являются подъем (восходящее дви-

жение) воздуха и адвекция. Понижение температуры могут вызывать также излучение и турбулентное перемешивание (вертикальное и горизонтальное).

В исследованиях по динамике атмосферы выявлено, что облачность оказывает влияние (его можно назвать обратным) на поле движения (динамику) атмосферы, в первую очередь на поле вертикальных скоростей, и что учет облачности в численных схемах прогноза повышает оправдываемость его. Велика роль облаков в формировании и колебаниях климата Земли.

В зависимости от горизонтальных размеров областей, охваченных вертикальными движениями, а также физических процессов образуются различные по внешнему виду и внутреннему строению облака. Различают *кучевообразные* (конвективные), *волнистообразные* и *слоистообразные* облака. Такое подразделение облаков хотя и основано в первую очередь на внешнем виде их, однако этот принцип отражает и особенности физических процессов образования облаков (связанных прежде всего с видом и масштабом вертикальных движений воздуха). В основе другого принципа классификации облаков лежит высота их расположения (морфологическая классификация)¹.

1 Конвективные вертикальные движения. Кучевообразные (конвективные) облака

Кучевообразные, или конвективные, облака имеют вид изолированных облачных масс. Эти облака сильно развиты по вертикали и имеют, как правило, небольшую (по сравнению со слоистообразными) горизонтальную протяженность. Основными процессами, приводящими к образованию кучевообразных облаков, являются *термическая конвекция* и *турбулентный обмен*.

Конвекция возникает в результате перегрева отдельных масс воздуха при неустойчивой в нижних слоях стратификации. Наиболее благоприятные условия для возникновения конвективных движений создаются над сушей в теплую половину года в областях пониженного давления. Под влиянием притока прямой солнечной радиации вблизи земной поверхности возникает неустойчивая стратификация. Отдельные перегретые массы воздуха при таких условиях начинают ускоренно перемещаться по вертикали вверх. Сначала подъем такой массы ненасыщенного воздуха происходит практически по сухой адиабате AA' (рис. 17.1). На уровне конденсации z_k воздух достигает состояния насыщения ($f = 100\%$). При наличии активных и достаточно крупных ядер

¹ Морфологическая классификация кратко рассмотрена в п. 3 главы 2.

конденсации состояние насыщения достигается несколько ниже уровня z_k . Выше уровня конденсации воздух поднимается по влажной адиабате. Благодаря понижению температуры происходит конденсация водяного пара и образование облачности.

Представляют интерес следующие уровни, связанные с развитием конвективного облака:

а) уровень конденсации z_k , практически совпадающий с нижней границей облака;

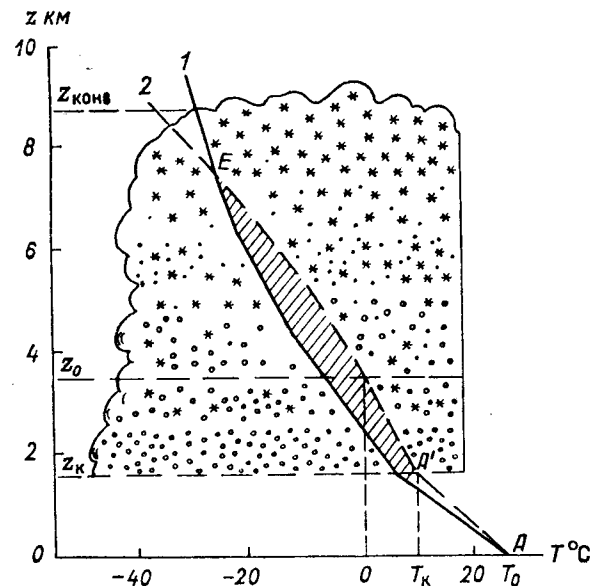


Рис. 17.1. Схема кучево-дождевого облака.

1 — кривая стратификации, 2 — кривая состояния.

б) уровень нулевой изотермы z_0 , отделяющей переохлажденную (верхнюю) часть облака от непереохлажденной (нижней);
в) уровень свободной конвекции $z_{конв}$, практически совпадающей с верхней границей облака.

1.1. Уровень конденсации. Рассмотрим несколько подробнее вопрос об определении уровня конденсации. Для этого воспользуемся формулой для массовой доли водяного пара $s = 0,622e/p$, из которой следует

$$\frac{1}{s} \frac{ds}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (1.1.1)$$

При адиабатическом подъеме влажного ненасыщенного воздуха и при отсутствии смещения с окружающей средой s постоянна, т. е.

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = 0. \quad (1.1.2)$$

Давление водяного пара связано с температурой точки росы соотношением $e = E(\tau)$. Если воспользоваться уравнением Клаузиуса—Клапейрона и основным уравнением статики, то соотношение (1.1.2) приведем к виду

$$\frac{L}{R_{\text{H}} \tau^2} \frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{R_c T}. \quad (1.1.3)$$

Вертикальный градиент τ введен в (1.1.3) на основании соотношения

$$\frac{de}{dz} = \frac{dE(\tau)}{dz} = \frac{dE(\tau)}{d\tau} \frac{d\tau}{dz}.$$

Как показывает (1.1.3), градиент $-d\tau/dz = \gamma_\tau$ в общем случае является переменной величиной, зависящей от τ и T поднимающегося воздуха. Однако для приближенных расчетов градиент γ_τ можно считать постоянным, поскольку изменение τ и T сильно не сказывается на γ_τ . Полагая в (1.1.3) $T = \tau = 270 \text{ K}$, $R_{\text{H}} = 461 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$ и $L = 2500 \text{ кДж/кг}$, получим

$$\gamma_\tau = -d\tau/dz = 0,0017^\circ \text{ C/м} = 0,17^\circ \text{ C/100 м}. \quad (1.1.4)$$

Считая γ_τ постоянной величиной, можем написать

$$\tau(z) = \tau_0 - \gamma_\tau z, \quad (1.1.5)$$

где $\tau_0 = \tau(0)$ — температура точки росы на исходном уровне (на земной поверхности). С другой стороны, температура адиабатически поднимающейся массы воздуха на уровне z равна

$$T(z) = T_0 - \gamma_a z. \quad (1.1.6)$$

На уровне конденсации $\tau = T$. На основании (1.1.5) и (1.1.6) получаем

$$z_{\text{к}} = \frac{T_0 - \tau_0}{\gamma_a - \gamma_\tau}. \quad (1.1.7)$$

Так как $\gamma_a = 0,0098^\circ \text{ C/м}$ и $\gamma_\tau = 0,0017^\circ \text{ C/м}$, формула (1.1.7) принимает вид

$$z_{\text{к}} = 122 (T_0 - \tau_0), \quad (1.1.8)$$

где $z_{\text{к}}$ — в метрах.

Формула (1.1.8) носит название *формулы Ферреля*.

Найдем также, как изменяется относительная влажность $f = 100e/E$ при подъеме частицы воздуха. Имеем

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} \quad (1.1.9)$$

или

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{E(\tau)} \frac{dE(\tau)}{d\tau} \frac{d\tau}{dz} - \frac{1}{E(T)} \frac{dE(T)}{dT} \frac{dT}{dz}. \quad (1.1.9)$$

Считая τ и T близкими между собой, а вместе с этим и $E(\tau) \approx E(T)$, $dE(\tau)/d\tau \approx dE(T)/dT$, из (1.1.9) получаем

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dT} (\gamma_a - \gamma_\tau) \quad \text{или} \quad \frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{L}{R_{\text{H}} T^2} (\gamma_a - \gamma_\tau). \quad (1.1.10)$$

Подстановка в правую часть (1.1.10) принятых выше значений T и L дает $(1/f)(df/dz) = 6,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, после чего, выполнив интегрирование, находим

$$\ln f = 6,1 \cdot 10^{-4} z + \ln f_0, \quad (1.1.11)$$

где f_0 — относительная влажность на исходном уровне ($z = 0$).

На уровне конденсации $f = 100\%$. На основании (1.1.11) для $z_{\text{к}}$ получаем формулу

$$z_{\text{к}} = 3780 (2 - \lg f_0), \quad (1.1.12)$$

где $z_{\text{к}}$ — в метрах.

Если относительная влажность высокая, то, воспользовавшись разложением в ряд

$$\ln \frac{100}{f_0} = \ln \left(1 + \frac{100}{f_0} - 1 \right) \approx \frac{100}{f_0} - 1 + \dots,$$

формулу (1.1.12) можно переписать в виде

$$z_{\text{к}} = \frac{1640}{f_0} (100 - f_0), \quad (1.1.13)$$

которая по виду совпадает с эмпирической формулой

$$z_{\text{к}} = 22 (100 - f_0). \quad (1.1.14)$$

Формулы (1.1.12) и (1.1.13) по своему физическому содержанию, как это ясно из их вывода, не отличаются от основной формулы (1.1.8).

При выводе формул (1.1.8) и (1.1.12) не учитывалось смешение поднимающейся частицы с окружающим воздухом, фактическое распределение температуры по высоте и др. По этой причине рассчитанные по формулам (1.1.8) и (1.1.12) высоты облаков могут существенно отличаться от фактических (теоретические значения оказываются, как правило, заниженными по сравнению с фактическими). Некоторые из факторов, оказывающих влияние на высоту нижней границы облаков, будут учтены (см. п. 4) в связи с выяснением роли турбулентного обмена в процессе облакообразования.

1.2. Уровень свободной конвекции. Это уровень, до которого распространяются восходящие вертикальные движения (струи), порождаемые энергией неустойчивости. Он располагается несколько выше уровня, где температура поднимающейся частицы (струи) выравнивается с температурой окружающего воздуха (точка E на рис. 17.1). Объясняется это тем, что до уровня вы-

равнивания поднимающаяся частица на любой высоте имеет более высокую температуру, чем окружающий воздух, и движется вверх ускоренно (с нарастающей скоростью). Вблизи уровня выравнивания скорость частицы (струи) близка к максимальной. Выше этого уровня температура частицы становится ниже температуры среды, вертикальная скорость начинает уменьшаться, но частица по инерции продолжает подниматься вверх до уровня свободной конвекции, где скорость ее обращается в нуль. Наблюдения показывают, что вершины кучевых облаков при их росте испытывают колебательные (пульсационные) движения с периодом 10—11 мин. На эту основную волну накладываются колебания с периодом около 1 мин.

1.3. Скорость конвективных движений. Существует несколько точек зрения на механизм возникновения и характер конвективных движений в атмосфере. Еще в 1905 г. И. И. Касаткин высказал мнение, что конвекция возникает или над перегретыми (по сравнению с окружением) участками земной поверхности («контактная» конвекция), или внутри воздушной массы под влиянием силы плавучести (*спонтанная*, или *свободная*, конвекция).

Наиболее правильным в настоящее время следует считать представление, учитывающее ярусный характер развития конвекции, на что впервые обратили внимание П. А. Молчанов и Е. С. Селезнева. А. А. Скворцов исследовал это явление в пустынях Средней Азии. Первоначально в ранние утренние часы (летом) происходит перенос водяного пара и тепла в пределах примерно приземного слоя атмосферы (до высоты 50—100 м). Этот перенос осуществляется через мелкомасштабный турбулентный обмен. Турбулентные частицы (вихри) на каждой высоте имеют размеры примерно равные 0,4z, т. е. с увеличением высоты они возрастают. На верхней границе приземного слоя образуются вихри (струи) более крупного масштаба, которые переносят тепло и влагу примерно до уровня конденсации. И лишь вблизи последнего формируются частицы (струи), сравнимые по размерам с облаками.

Некоторые исследователи (А. Коханский, Дж. Малкус и др.) придерживаются мнения, которое было высказано еще И. И. Касаткиным: над неоднородной земной поверхностью образуются непрерывные восходящие токи в виде «труб». Под влиянием ветра трубы наклоняются или изгибаются, и там, где они достигают уровня конденсации, образуется облако.

Вертикальные движения внутри облака имеют характер отдельных струй — восходящие течения чередуются в горизонтальном направлении с нисходящими. Скорость вертикальных потоков в конвективных облаках изменяется в широких пределах: от долей до 30—40 м/с (в кучево-дождевых облаках).

В табл. 17.1 приведены сведения о повторяемости вертикальных скоростей в кучево-дождевых (грозовых) облаках по данным измерений на самолете во Флориде и Огайо (США). Эта таблица

Таблица 17.1. Повторяемость (%) скоростей восходящих и нисходящих потоков в грозовых облаках (США)

ω м/с	Высота, км									
	1,83	3,35	4,87	6,40	7,92	1,52	3,05	4,57	6,10	7,62
	Флорида					Огайо				
	Восходящие потоки									
0,00-3,05	21,0	5,8	10,7	2,1	7,9	16,6	12,9	8,7	14,7	3,7
3,05-6,10	44,8	40,2	36,0	36,6	29,0	75,0	41,6	38,0	34,5	24,6
6,10-9,15	29,0	36,8	25,3	28,8	35,5	8,4	22,2	28,8	28,0	30,2
9,15-12,20	5,2	6,9	21,4	13,4	18,4	—	20,4	21,0	11,4	22,6
12,20-15,25	—	2,3	3,9	8,7	5,3	—	2,9	4,7	4,8	7,5
15,25-18,30	—	5,8	0,9	2,9	2,6	—	—	2,9	6,6	5,7
18,30-21,35	—	—	—	—	1,3	—	—	0,9	—	3,8
21,35-24,40	—	1,1	0,9	0,9	—	—	—	—	—	—
24,40-27,45	—	1,1	—	—	—	—	—	—	—	1,9
27,45-30,50	—	—	0,9	—	—	—	—	—	—	—
Число случаев	38	87	103	104	76	12	108	105	61	53
	Нисходящие потоки									
0,00-3,05	18,2	14,3	7,5	21,2	10,5	50,0	26,6	20,9	19,2	9,1
3,05-6,10	50,0	47,6	52,9	51,5	44,8	41,6	30,6	46,6	42,4	36,4
6,10-9,15	22,7	23,8	22,7	21,2	26,3	8,4	32,6	16,2	34,6	22,8
9,15-12,20	4,5	11,9	11,3	3,0	7,9	—	8,2	9,4	3,8	13,6
12,20-15,25	—	—	3,8	3,1	7,9	—	2,0	4,6	—	9,1
15,25-18,30	—	—	—	—	2,6	—	—	2,3	—	4,5
>18,30	4,6	2,4	1,8	—	—	—	—	—	—	4,5
Число случаев	22	41	53	33	38	12	49	43	26	22

построена по результатам 1363 горизонтальных пересечений 76 грозовых облаков на высотах от 1,5 до 8,0 км.

Согласно табл. 17.1, наибольшая повторяемость как восходящих, так и нисходящих движений (струй) на всех высотах приходится на интервал 3,05—6,10 м/с. Однако чем выше расположен уровень, тем больше количество струй (особенно восходящих), вертикальная скорость которых заключена в интервалах с более высокими значениями ω (вплоть до того, что на высоте 7,62 км в Огайо максимум повторяемости положительных значений ω приходится на интервал 6,10—9,15 м/с).

Из табл. 17.1 следует также, что количество нисходящих струй в облаке в 2—3 раза меньше, чем восходящих; при этом намечается тенденция к уменьшению количества нисходящих струй по сравнению с восходящими при увеличении высоты. Интервал изменения скорости нисходящих струй более узок, чем восходящих. Средняя ширина восходящих потоков 1,5 км, а нисходящих 1,2 км.

На основе этого можно сделать вывод, что в кучево-дождевых облаках восходящее движение преобладает над нисходящим — результирующая скорость больше нуля. Средние значения вертикальных скоростей \bar{w} , которые были зафиксированы во Флориде и Огайо, приведены в табл. 17.2. Здесь L — пройденное самолетом горизонтальное расстояние, для которого определено среднее значение вертикальной скорости, превышающее 1,22 м/с. Средняя квадратическая вертикальная скорость $\bar{w} = \sqrt{(\bar{w})^2}$ на площадках длиной 50—60 км в верхних частях кучево-дождевых облаков с наковальной колеблется между 1,9 и 3,9 м/с, в то время как над вершиной облаков — между 1,4 и 1,6 м/с.

Таблица 17.2. Средние значения вертикальной скорости ($w > 1,22$ м/с)

z км	Флорида		z км	Огайо	
	\bar{w} м/с	L км		\bar{w} м/с	L км
1,83	2,72	1570	1,52	2,72	1280
3,35	2,72	2520	3,05	2,90	2180
4,87	2,78	2720	4,57	2,90	2540
6,40	2,68	2250	6,10	2,93	1900
7,92	2,62	1610	7,62	3,02	1250

1.4. Размеры и повторяемость облачных струй и термик. Как наблюдения в полетах, так и исследование облаков методом фотограмметрирования с земной поверхности показали, что конвективное облако состоит из отдельных потоков, которые имеют форму струи или термика (пузыря). Н. И. Вульфсон экспериментально исследовал распределение струй и термик по размерам, а также вертикальную скорость движения и температуру их, приняв во внимание то обстоятельство, что самолет пересекает конвективные потоки на различных и при этом неизвестных расстояниях от центра струй или термика. Естественно, что определенные с самолета размеры конвективных потоков отличаются от действительных. Для определения последних привлекается теория статистической интерпретации результатов измерений.

Средние значения диаметра d струй, большой оси a горизонтальных сечений термик и замеренных случайных сечений l конвективных потоков в слое от земной поверхности до высоты около 3000 м при отсутствии облаков таковы: $\bar{d} = 60$ м, $\bar{a} = 50$ м и $\bar{l} = 90$ м (превышение \bar{l} по сравнению с \bar{d} и \bar{a} объясняется тем, что при теоретическом расчете \bar{d} и \bar{a} учитываются все те мелкие потоки, вероятность пересечения которых очень мала). Если сравниваются только те потоки, которые зафиксировал самолет, то их размеры (d или a), естественно, больше l (приблизительно 120

и 140 м). Средняя концентрация составляет около 40 струй на 1 км² или 750 термик в 1 км³. Относительная площадь струй и объем термик равны примерно 0,20. Размеры струй и термик во всем исследованном слое практически постоянны с высотой (исключение составляет слой до высоты около 300 м, где d и a возрастают с высотой). Средние превышения температуры в центрах струй, термик и случайных сечений соответственно равны 0,19, 0,15 и 0,24 °С. Над характерными возвышенностями местности до высоты 800—1000 м всегда наблюдаются восходящие потоки. Над равниной какая-либо связь между неоднородностями земной поверхности и конвективными потоками не обнаружена. Последние возникают спонтанно (самопроизвольно) в нижнем слое со сверхadiaбатическими градиентами температуры. Распределение отклонений T' температуры и вертикальной скорости w внутри струи удовлетворительно описывается с помощью формул, вид которых указан Пристли:

$$T' = 1,1z^{-1/3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}; \quad w = 0,2z^{1/3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}.$$

Здесь r — расстояние от центра струи, радиус которой R ; z — высота в метрах, на которой рассчитывается T' в градусах Цельсия и w в м/с.

Размеры конвективных потоков в мощных кучевых облаках (в описываемых случаях их основание и вершина находились соответственно на высоте около 1800 и 5500 м) значительно больше, чем вне облаков: средние значения диаметра струи в облаках и под облаками равны соответственно 90 и 50 м, а средние значения большой оси горизонтальных сечений термик — 70 и 40 м. Относительный объем конвективных потоков в облаках и под ними составляет 0,70 и 0,24.

Распределение конвективных потоков по размерам в облаках и вне облаков изображено на рис. 17.2. Максимум повторяемости потоков в облаках приходится на большие значения размеров, чем вне облаков.

Средние размеры R конвективных потоков в облаках линейно растут с высотой:

$$R = 27 + 0,015z.$$

Здесь z — высота (в метрах), отсчитываемая от основания облака.

Распределение отклонения температуры T' и скорости движения струй w до высоты около $2/3$ толщины облака над его основанием описывается с помощью соотношений:

$$T' \approx 0,1z^{1/2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}; \quad w = 0,02z^{3/4} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}.$$

Значительный экспериментальный материал о конвективных потоках (струях и пузырях) получен в связи с метеорологическим

обеспечением полетов планеров. По данным 114. пересечений термиков по хордам, близким к диаметру (в районе Майкопа и Вильноса), получены следующие значения вертикальной скорости (w), среднего размера (l) и повторяемости (P) для сильных (соответственно $\geq 6,0$ м/с, 350 м и 2,6%), средних (6,0—4,5 м/с, 600 м и 33,4%) и слабых (≤ 3 м/с, 150 м и 64%) термиков. В центре термиков максимальные значения w в 79% случаев сохранялись постоянными на расстоянии от 20 до 650 м — свидетельство существования ядра конвективного потока с почти неизменной вертикальной скоростью.

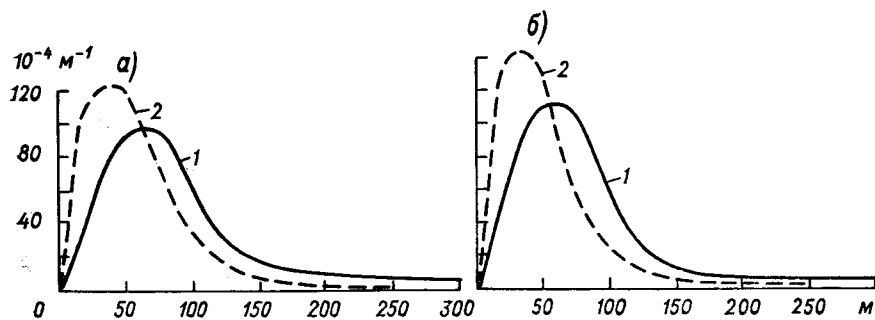


Рис. 17.2. Распределение конвективных потоков по размерам в облаках (1) и вне облаков (2).

а — струи, б — пузыри.

По материалам полетов на оборудованном измерительной аппаратурой самолете Як-12 (443 сечения термиков) термики разделены на широкие (при пересечении отмечалось несколько максимумов w) и узкие (с одним хорошо выраженным максимумом w и быстрым спадом вертикальной скорости по направлению к периферии термика). Более мощными являются широкие термики (средние значения $\bar{w} = 2,7$ м/с, $l = 650$ м); в них наблюдается ядро с почти постоянной w . В узких термиках $\bar{w} = 2,1$ м/с, $l = 348$ м, ядро отсутствует. Повторяемость широких возрастает, узких убывает по мере увеличения вертикального градиента температуры (γ). Так, при среднем (за день) значении $\gamma = 0,65^\circ\text{C}/100$ м (в слое 0—300 м) на долю широких термиков приходилось 45%, узких — 55% (из общего числа 73), при $\gamma = 0,77^\circ\text{C}/100$ м повторяемость тех и других — одинаковая. Однако уже при $\gamma = 1,30^\circ\text{C}/100$ м (в другой день) повторяемость широких термиков составила 71%, а при $\gamma = 1,87^\circ\text{C}/100$ м — 81%; узких — соответственно 29 и 19%.

Установлена также связь между вертикальной скоростью в термиках и альбедо (r) земной поверхности, над которой возникают термики; коэффициент корреляции между w и r оказался отрица-

тельным и равным $-0,84 \pm 0,15$: чем больше r , тем меньше прогревается земная поверхность и, как следствие, снижается вероятность образования термика с большой вертикальной скоростью.

Исследовано поведение искусственного термика, создаваемого поджогом некоторого вещества, после окончания горения которого — через 0,10—0,12 с — образовывалось сферическое облако нагретого воздуха радиусом около 1 м и с перегревом более 250 К. На начальной стадии подъема (до момента около 0,8 с) форма термика близка к сферической, скорость подъема со временем растет, достигая к концу стадии 4—6 м/с. В промежутке 0,8—1,6 с происходит трансформация сферического термика в вихревое кольцо (тор). Скорость подъема термика в этой стадии сначала уменьшается (до 1,5—2 м/с), а затем вновь растет и достигает второго максимума (около 3 м/с) к концу стадии ($\sim 1,6$ с). Дальнейший подъем вихревого кольца происходит с уменьшающейся во времени скоростью. Радиус термика (сначала — сферы, а затем внешней границы кольца) практически линейно растет при увеличении высоты подъема: $R(z) = R_0 + \alpha z$, где $\alpha = 0,1 \pm 0,003$ при $t < 0,8$ с и $\alpha = 0,19 \pm 0,03$ при $t > 1,6$ с. Температура термика (близкая к 1300 К в момент окончания горения) при подъеме быстро падает и уже на высоте 16—20 м практически не отличается от окружающей среды.

Сведения о скоростях и горизонтальных размерах вертикальных потоков в окрестности зрелых кучево-дождевых облаков (в слое 0—200 м над ними и на расстоянии 0—20 км сбоку от них) приведены в табл. 17.3.

Таблица 17.3. Повторяемость (%) вертикальных скоростей мезомасштабных потоков в окрестности зрелых Сб

w м/с	Нисходящие потоки		Восходящие потоки	
	над Сб	сбоку от Сб	над Сб	сбоку от Сб
0—2	61	66	81	55
2—4	30	22	17	32
4—6	5	10	2	11
6—8	2	2	—	2
8—10	2	—	—	—

Из табл. 17.3 следует, что в окрестности верхней части зрелых Сб вертикальные скорости потоков по абсолютной величине примерно в 90% случаев не превышают 4 м/с, при этом скорость нисходящих потоков несколько больше скорости восходящих. Горизонтальные размеры нисходящих потоков (табл. 17.4) также несколько больше, чем восходящих. Поэтому осредненное (результатирующее) движение воздуха в окрестности Сб оказывается

нисходящим. Оно сопровождается повышением температуры. Согласно опытным данным, вокруг мощного кучевого облака наблюдается теплая воздушная оболочка, толщина (по нормали к боковой поверхности облака) и перепад температур в которой увеличиваются от основания к вершине: вблизи основания толщина 50—200 м, перепад температур 0,3—0,5 °С, в средней части и у вершины толщина 100—700 м, перепад температур 0,5—3 °С. Над вершиной облака теплый слой прослеживается до высоты 400—600 м. В отдельных случаях температура над вершинами мощных кучевых и грозовых облаков может превышать температуру окружающего воздуха на несколько градусов. Например, 19 августа 1958 г. на высоте 11 км было зафиксировано повышение температуры над тремя наковальнями Сб, равное 3,3, 4,9 и 4,3 °С.

Таблица 17.4. Повторяемость (%) горизонтальных размеров L вертикальных потоков в окрестности зрелых Сб

L км	Нисходящие потоки		Восходящие потоки	
	над Сб	сбоку от Сб	над Сб	сбоку от Сб
<1	6	6	19	34
1—3	19	28	29	21
3—5	25	26	29	27
5—7	15	6	15	4
7—9	10	—	—	4
9—11	6	16	2	10
>11	19	18	6	—

Обобщенные данные об отклонениях температуры внутри и в окрестности Сб от температуры окружающего воздуха приведены в табл. 17.5, которая включает результаты 800 серий измерений температуры. Как видно, отклонения температуры и по этим данным наиболее значительны над облаком и внутри верхней части его (полеты проводились до глубины 500—1000 м от верхней кромки Сб).

Таблица 17.5. Средние (числитель) и максимальные (знаменатель) абсолютные отклонения температуры (°С) в окрестности Сб

Стадия развития облака	Над Сб	Внутри верхней части Сб	Сбоку от верхней трети Сб	Сбоку от нижней трети Сб
Растущее	0,5/4,7	0,3/5,1	0,2/3,2	0,2/0,9
Зрелое	0,4/3,4	0,2/1,1	0,4/2,7	—
Распадающееся	0,2/1,0	0,2/0,9	0,2/1,4	—

По результатам полетов в США, во время которых было пересечено 101 зрелое кучево-дождевое облако, 8 растущих и 13 распадающихся Сб, установлено, что в растущих облаках и в начале зрелой стадии преобладают восходящие струи, внутри которых температура на 1—4 °С выше средней температуры на данном уровне. В распадающихся облаках и в конце зрелой стадии преобладают нисходящие потоки с отрицательными отклонениями температуры (в конце зрелой стадии меньше —4 °С). Коэффициент корреляции между экстремальными отклонениями температуры ΔT и вертикальными скоростями w внутри струй оказался равным 0,74. Это означает, что в большинстве случаев в нижних двух третях облака (где только и проводились полеты) восходящие потоки связаны с $\Delta T > 0$, а нисходящие — с $\Delta T < 0$. Поскольку, однако, коэффициент корреляции меньше единицы, наблюдаются и такие случаи, когда $w > 0$ и $\Delta T < 0$ или $w < 0$ и $\Delta T > 0$. Так, в конце зрелой стадии восходящие потоки иногда на 0,3—1,3 °С холоднее окружающего воздуха.

Проанализированы некоторые результаты измерений температуры воздуха в Си cong., выполненных в 1978—1979 гг. на северо-западе Европейской части СССР с помощью радиометра, работающего в полосе поглощения водяного пара с центром 6,3 мкм и установленного на самолете Ил-14. По данным 163 горизонтальных пересечений 47 облаков толщиной до 4 км получены следующие результаты.

Разность температур между облаком и его окружением (ΔT), между участками облака (длиной L), на которых сохраняется знак разности, и окружающей средой (ΔT^*) в развивающихся Си cong. достигают максимума на высоте 2—3 км над основанием

облака; средние значения здесь $\overline{\Delta T} = 0,8^\circ\text{C}$, $\overline{\Delta T^*} = 0,9^\circ\text{C}$, среднее из максимумов ΔT равно 1,5 °С; длина участков с $\Delta T > 0$ на всех уровнях больше половины горизонтальных размеров облака, в большинстве случаев достигает 80—95 %.

Наименьшие отрицательные значения ΔT и ΔT^* в развивающихся Си cong. наблюдаются в слое 0—1 км над основанием облака: $\overline{\Delta T^*} = -0,3^\circ\text{C}$, среднее из максимумов ΔT равно —0,5 °С. Начиная с уровня 1—2 км над основанием облака $\Delta T < 0$ практически не встречается.

В разрушающихся Си cong. $\overline{\Delta T} = -0,2^\circ\text{C}$ в слое 1—2 км над основанием; в 94 % $\Delta T < 0,1^\circ\text{C}$, а в 3 % $\Delta T < -1,0^\circ\text{C}$; протяженность участков с $\Delta T < 0$ составляет 58 % от общей длины таких участков.

В развивающихся Си cong. средняя амплитуда пульсаций температуры составляет 0,6—0,9 °С при средней протяженности неоднородностей 0,3—0,4 км; в разрушающихся — соответственно 0,5—0,6 °С и 0,2—0,3 км.

П. Саундерс (Швеция) исследовал скорость роста термиков в облаках с помощью киносъёмки. Анализ материалов позволил сделать два важных вывода: а) на фиксированной высоте наблюдается четко выраженный верхний предел диаметра термиков, выступающих из развивающегося кучевого облака; б) этот максимальный для данной высоты диаметр $D_{\text{макс}}$ растёт линейно с высотой:

$$D_{\text{макс}} = b(z - z_0),$$

где z_0 — высота зарождения термика, z — высота его вершины, b — коэффициент. Среднее значение b для 10 дней, в течение которых было изучено 167 термиков, составило $0,40 \pm 0,04$ с колебаниями в отдельные дни между $0,35 \pm 0,06$ и $0,42 \pm 0,05$. При этом не обнаружено сколько-нибудь существенного различия в значениях b для капельно-жидких облаков и облаков, вершина которых оледенела.

Экспериментальные данные, иллюстрирующие последнее соотношение, приведены на рис. 17.3. Скорость подъема индивидуального термика сначала растет с высотой, а затем убывает (рис. 17.4).

1.5. Статистические характеристики конвективных облаков. В табл. 17.6 и 17.7 помещены сведения о повторяемости высоты

Таблица 17.6. Повторяемость (%) высоты нижней границы S_b над Европейской частью СССР

Сезон	Высота, км										Число случаев
	<0,2	0,2-0,3	0,3-0,6	0,6-1,0	1,0-1,5	1,5-2,0	2,0-2,5	2,5-3,0	3,0-4,0	>4,0	
Зима	10,0	14,0	24,0	30,0	12,0	4,0	4,0	2,0	—	—	50
Весна	2,2	4,8	15,3	27,4	21,9	16,8	6,9	3,3	0,7	0,7	273
Лето	1,8	1,8	18,4	25,6	23,3	17,1	5,9	4,3	1,6	0,2	445
Осень	3,8	10,2	22,3	31,8	18,5	8,3	1,9	1,3	1,3	0,6	157

Таблица 17.7. Повторяемость (%) толщины S_b над Европейской частью СССР

Сезон	Толщина, км											Число случаев
	<0,5	0,5-1,0	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-8	8-10	10-12	12-14	
Зима	26,0	22,0	32,0	12,0	2,0	4,0	—	2,0	—	—	—	50
Весна	8,1	13,5	25,2	20,2	9,9	5,5	4,0	6,6	5,5	0,7	0,8	273
Лето	2,7	5,6	12,6	15,7	12,3	9,5	10,9	13,9	14,8	2,0	—	445
Осень	10,8	20,4	23,6	19,1	6,5	5,1	5,7	5,0	3,8	—	—	157

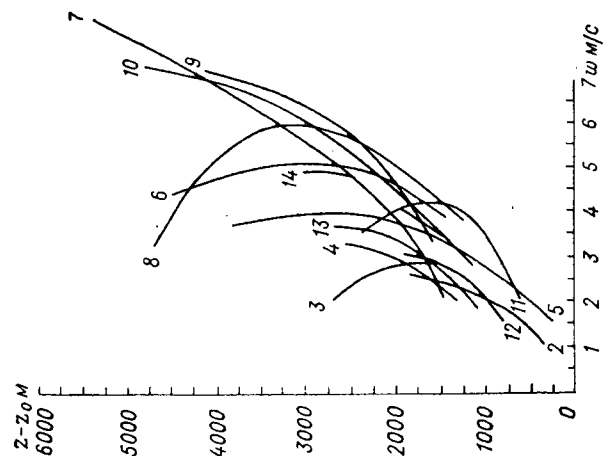


Рис. 17.4. Скорость подъема индивидуальных термиков.

Цифры у кривых — номер опыта.

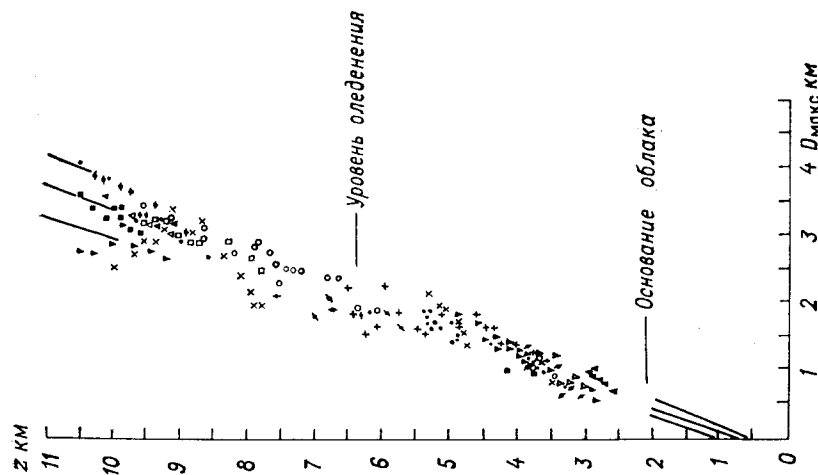


Рис. 17.3. Зависимость максимального диаметра изолированных облачных термиков от высоты. Швеция, 10 июля 1955 г.

нижней границы (z_k) и толщины (z^*) кучево-дождевых облаков в различные сезоны года.

Максимальная повторяемость высоты основания Сб во все сезоны года, согласно табл. 17.6, приходится на интервал 0,6—1,0 км. Однако летом нижняя граница с высотой до 0,6 км наблюдается всего лишь в 22 % случаев, зимой же — в 48 %; повторяемость высот более 1 км находится летом и зимой в обратном соотношении — 52,4 и 22 %. Средние значения z_k равны: 0,8 км зимой, 1,2 км весной, 1,3 км летом и 0,9 км осенью. Такое изменение z_k в течение года находится в согласии с формулой (1.1.8): летом разность $T_0 - \tau_0$ больше, чем зимой.

Толщина Сб зимой значительно меньше, чем летом: z^* не превышает 3 км в 92 % случаев зимой и только в 36,6 % случаев летом. Средние значения z^* равны: 1,5 км зимой, 3 км весной, 4,6 км летом, 2,6 км осенью.

Высота нижней границы кучевых облаков заключена между 300 и 2500—3000 м; при этом как средние, так и наиболее вероятные значения z_k увеличиваются при переходе от утренних часов к дневным и от высоких широт к более низким. Например, в Ленинграде и Киеве средние значения z_k равны соответственно 1150 и 2000 м, а наибольшая повторяемость z_k приходится на интервалы 1000—1200 и 1900—2100 м.

Средние значения температуры T_k на уровне основания конвективных облаков в трех пунктах (Ленинград, Москва, Киев) близки между собой (соответственно 8,8, 8,1 и 8,6 °С); максимум повторяемости T_k , равный 20 %, приходится на интервал 9—11 °С, а вообще-то колебания T_k заключены между 19 и —3 °С (в 75 % случаев от 3 до 13 °С). На уровне вершины мощных кучевых облаков максимальная повторяемость (25 %) температуры T^* приходится на интервал от —1,5 до —4,5 °С, а крайние значения T^* заключены между 7,5 и —19,5 °С; для Сб соответствующие интервалы температур колеблются от —13 до —17 и от —1 до —37 °С. Последнее значение не является наименьшим, поскольку до вершин наиболее мощных Сб самолеты не поднимались. Определенного значения температуры, при которых происходит оледенение вершины развивающегося мощного кучевого облака, не наблюдается: по опытным данным, эта температура колеблется между —6 и —23 °С. Примерно $1/4$ толщины Сб располагается ниже уровня нулевой изотермы, а $3/4$ — выше нее.

Большой опытный материал (часть которого приведена выше) о кучево-дождевых облаках получен в летние месяцы 1959—1965 гг. при выполнении полетов на самолетах-лабораториях Ту-104Б (132 полета) и Ил-14 (31 полет). Приведем (по С. М. Шметеру) основные статистические характеристики кучево-дождевых облаков по данным этих полетов. Общее число исследованных облаков составило 292. Наиболее часто вершины Сб находятся на высоте 8—12 км (на этот интервал высот прихо-

дится 79 % всех изученных облаков):

Высота, км	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12	>12
Повторяемость, %	6	3	9	19	16	30	14	3

Определена повторяемость горизонтальных размеров L кучево-дождевых облаков для верхней трети ($P_{в.тр}$) и нижней трети ($P_{н.тр}$) Сб:

L км	<10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	>60
$P_{н.тр}$ %	82	18	—	—	—	—	—
$P_{в.тр}$ %	35	32	18	8	4	2	1

Горизонтальные размеры нижней трети кучево-дождевых облаков, находящихся в начальной стадии развития, в 82 % случаев не превышают 10 км, в остальных случаях они составляют 10—20 км. Верхняя треть Сб характеризуется большими значениями L . Однако в данном случае наблюдения проводились, как правило, за облаками в зрелой стадии, когда их размеры примерно в 1,5—2 раза больше, чем в начальной.

В стадии развития (длительностью 10—20 мин) максимальные скорости роста вершин Сб достигают 2,6 м/с, а наиболее часто встречающиеся скорости заключены в интервале 0,1—0,6 м/с. В зрелой стадии (продолжительностью 20—50 мин) в 47 % случаев скорость подъема и опускания вершин Сб не превышает 0,2 м/с. В тех случаях, когда скорость превышает 0,2 м/с, повторяемости подъема и опускания вершин практически одинаковы. Эти данные указывают на то, что вершина Сб в зрелой стадии испытывает периодические колебания.

Скорость увеличения горизонтальных размеров верхней трети растущего Сб (как правило, Сб calv.) в среднем близка к 0,7 км/мин, а максимальные значения достигают 1,6 км/мин.

Характерная особенность зрелых Сб — образование в их верхней части перистой наковальни (incus), над которой в начале этой стадии возвышается на несколько сотен метров (а иногда и на 1—2 км) купол. Скорость роста наковальни вдоль ветра (на подветренной стороне) больше, чем по нормали к нему. В результате размеры вершин зрелых Сб вдоль потока, как правило, на 20—35 % больше, чем поперек его (для изученных облаков средние размеры равны 27 км вдоль и 21 км поперек потока).

Наблюдения за Сб с помощью радиолокаторов и с самолета показали, что вершины их нередко проникают выше тропопаузы, высота которой определена вне облака. Так, за четыре года (1961—1964 гг.) в 10 пунктах США было отмечено 2013 случаев проникновения вершин в нижнюю стратосферу. Наиболее часто это явление наблюдается весной и летом от 14 до 21 ч местного времени. Однако непосредственно над развивающимся Сб тропопауза приподнимается и располагается на несколько десятков

метров выше вершин Св. Это явление служит дополнительным указанием на то, что высота тропопаузы определяется интенсивностью турбулентного обмена в тропосфере: чем более он развит, тем до большей высоты наблюдается падение температуры и тем выше тропопауза.

По данным 490 съемок облачного неба, выполненных в летние месяцы в районе Москвы, рассчитаны повторяемости (P) различного количества (n) кучевых облаков:

n баллы . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9
P %	3	12	15	20	16	13	9	6	5

Согласно этим данным, наиболее часто наблюдаются кучевые облака в количестве от 3 до 5 баллов. В 80 % случаев количество облаков не превышает 6 баллов.

Анализ наблюдений за потоками прямой и суммарной радиации позволил получить сведения о повторяемости плотной ($P_{пл}$) и полупрозрачной ($P_{ппр}$) частей кучевых облаков, а также о характерных временном (t_2) и пространственном (l_2) масштабах кучевых облаков:

n баллы . . .	2	3	4	5	6	7	8	9
$P_{пл}$ %	0	5	12	22	31	40	58	84
$P_{ппр}$ %	18	24	24	29	27	27	22	11
$P_{обл}$ %	18	29	36	51	58	67	80	95
t_2 с	96	320	360	410	380	380	740	460
l_2 км	1,1	2,8	4,4	4,9	4,6	5,0	14,0	8,5

Из приведенных данных следует, что при любом значении n кучевые облака содержат полупрозрачные части, где потоки прямой радиации отличны от нуля. Сумма $P_{обл} = P_{пл} + P_{ппр}$ близка к n (если его выразить также в процентах) — количеству облаков, определенному по фотографиям небесного свода. Характерный размер кучевых облаков, как правило, увеличивается с ростом n .

По данным наблюдений над Украиной (в течение 56 дней) распределение водности кучевых облаков с высотой описывается функцией вида

$$\eta(\zeta) = \frac{\zeta^m (1 - \zeta)^p}{\zeta_0^m (1 - \zeta_0)^p},$$

где $\zeta = z/H$, $\eta = \delta^*/\delta_m^*$, z — высота над основанием облака, H — толщина облака (максимум повторяемости ее приходится на 1800 м), δ_m^* — максимальное значение водности, которое достигается при $\zeta = \zeta_0$, m и p — параметры.

Согласно последней формуле, водность облака обращается в нуль на нижней границе облака ($\zeta = 0$), затем она растет, достигает максимума δ_m^* при $\zeta = \zeta_0$, после чего убывает, обращаясь второй раз в нуль на верхней границе облака ($\zeta = 1$).

Анализ 79 случаев распределения водности показал, что среднее значение $\bar{\zeta}_0 = 0,83 \pm 0,1$ и что в 75 % случаев $\zeta_0 > 0,8$. Это означает, что максимум водности в кучевых облаках находится вблизи их вершины. Наиболее часто встречающиеся (модальные) значения $m = 2,8$ и $p = 0,38$.

Максимальная (по высоте) водность δ_m^* зависит от толщины H и температуры $T_{н.г}$ на нижней границе облака: с ростом той и другой величины значение δ_m^* увеличивается (рис. 17.5).

Скорость нарастания водности с высотой заметно отличается от градиента адиабатической водности¹ лишь в нижней части облака (примерно до $\zeta = 0,4$; в основной же его части (от $\zeta = 0,4$ до $\zeta = 0,8$) градиент δ^* совпадает с градиентом адиабатической водности.

На основе этих данных можно заключить, что наиболее существенную роль играет перемешивание (вовлечение) по вертикали, которое в конвективных облаках сильно развито: коэффициент турбулентности в них, по некоторым оценкам, достигает 300—500 м²/с, иногда 1000—1500 м²/с.

Суточный ход конвективных облаков. Приток солнечной радиации в дневное время суток способствует увеличению неустойчивости приземного слоя, и, как следствие, развитию конвективных движений воздуха, сопровождающихся, в свою очередь, образованием конвективных облаков. По этой причине в дневную половину суток повторяемость конвективных облаков больше, чем в ночную.

В табл. 17.8 и 17.9 представлены (по А. П. Чуваеву) результаты анализа наблюдений за конвективными облаками на нескольких станциях равнинной (Курск, Харьков, Донецк, Ростов-на-Дону и Актюбинск) и горной (Минеральные воды и Тбилиси) местности. Согласно этим данным, вероятность образования кучевых облаков (Cu) с 9 до 19 ч во много раз больше, чем в оставшуюся часть суток: на равнинной местности на 9—19 ч приходится 96,7 %, в горной — 84,8 % всех наблюдавшихся кучевых облаков с максимумом повторяемости в 13—14 ч.

Однако суточный ход мощных кучевых (Cu cong.) и тем более кучево-дождевых (Cb) облаков выражен не так отчетливо,

¹ Это такая водность, которую приобретает влажный насыщенный

воздух при его адиабатическом подъеме.

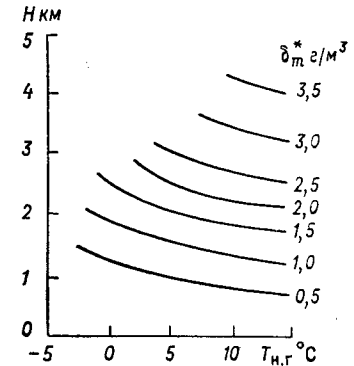


Рис. 17.5. Зависимость максимальной (по высоте) водности δ_m^* кучевых облаков от толщины H и температуры $T_{н.г}$ на нижней границе облака.

Таблица 17.8. Повторяемость (%) конвективных облаков равнинной местности

Облака	N	Время, ч										
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Cu	5 123	0,0	0,0	0,1	0,2	0,2	0,4	0,5	0,7	2,1	4,3	9,2
Cu cong.	10 799	1,7	1,6	1,6	1,7	1,6	1,6	1,6	1,5	1,9	2,9	4,9
Cb	6 405	2,0	2,1	2,1	2,1	2,0	2,0	1,9	2,0	2,2	2,9	3,6

Облака	Время, ч													
	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
Cu	13,6	15,6	15,8	13,8	10,6	6,8	3,5	1,4	0,6	0,2	0,2	0,1	0,1	
Cu cong.	6,7	8,3	9,3	9,9	8,9	7,3	6,6	5,2	4,5	3,8	2,9	2,1	1,9	
Cb	5,2	7,2	8,3	9,2	8,6	7,5	6,5	5,6	4,9	4,1	3,1	2,6	2,3	

Таблица 17.9. Повторяемость (%) конвективных облаков в горной местности

Облака	N	Время, ч										
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Cu	1907	0,4	0,5	0,5	1,3	1,4	2,5	2,5	2,5	3,7	5,7	8,6
Cu cong.	6922	3,1	2,7	2,8	3,0	3,1	2,7	2,6	2,4	2,4	2,7	3,2
Cb	4024	3,2	2,9	2,9	3,4	3,2	2,7	2,8	2,7	2,8	2,5	2,6

Облака	Время, ч													
	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
Cu	10,2	11,2	12,2	11,1	9,7	6,9	3,6	1,9	0,9	0,6	0,7	0,7	0,7	
Cu cong.	3,9	4,7	5,6	5,1	7,1	7,1	6,5	6,4	5,9	5,6	4,7	3,7	3,0	
Cb	3,0	3,9	4,2	5,2	5,8	6,9	7,2	6,8	6,5	6,2	5,5	4,0	3,1	

как кучевых. В самом деле, повторяемость Cu cong. и Cb в ночные часы вполне сравнима (особенно в горной местности) с повторяемостью в дневные. В часть суток 9—19 ч повторяемость Cu cong. и Cb уже значительно меньше, чем кучевых: она составляет соответственно 70,9 и 66,8% в равнинной, 54,7 и 50,9% в горной местности. Максимумы повторяемости Cu cong. и Cb наступают несколько позже, чем Cu: они приходятся на 14—16 ч в равнинной и на 17—19 ч в горной местности. Достаточно высокая повторяемость Cu cong. и Cb в ночное время указывает на

то, что в образовании конвективных облаков существенную роль играет не только перегрев отдельных участков земной поверхности под влиянием притока солнечной радиации, но и другие факторы. Одним из таких факторов служит увеличение неустойчивости нижней тропосферы под влиянием крупномасштабных вертикальных движений воздуха в областях пониженного давления (см. главу 20).

1.6. Вовлечение. В основе развитой в термодинамике атмосферы (см. главу 4) модели вертикального движения частиц воздуха, сопровождающегося образованием конвективных облаков, лежит представление об отсутствии тепло- и массообмена частицы с окружающей ее воздушной средой.

В реальных условиях атмосферы частицы воздуха нельзя считать адиабатически изолированными от среды: между ними и окружающей средой происходит обмен массой, теплом, количеством движения, влагой и др. Об этом свидетельствуют прежде всего некоторые опытные данные. Согласно измерениям, фактическая разность температур воздуха внутри конвективных струй и термиком и вне их примерно на порядок меньше рассчитанной по адиабатической модели: по экспериментальным данным — десятки доли градуса, расчетные значения — несколько градусов. Верхняя граница z^* конвективных облаков располагается, как правило, значительно ниже уровня свободной конвекции $z_{\text{конв}}$, определенного по пересечению кривой стратификации с адиабатической кривой состояния (средняя разность $z_{\text{конв}} - z^* \approx 3$ км). Различие между z^* и $z_{\text{конв}}$ тем больше, чем меньше относительная влажность воздуха, в котором развиваются облака. Так, по наблюдениям в США при разности температур на уровне 500 гПа между кривыми состояния и стратификации в 5—8°C повторяемость ливневых осадков (P) при различной относительной влажности имела следующие значения:

f % . . .	75	60—74	55—59	30—44	<29
P % . . .	100	88	71	30	17

Вероятность выпадения осадков тем больше, чем выше расположена верхняя граница конвективного облака. По наблюдениям в Советском Союзе установлено заметное уменьшение повторяемости гроз по мере роста дефицита точки росы на уровне 500 гПа, а также снижение вершин облаков при увеличении суммарного дефицита точки росы на уровнях 850, 700 и 500 гПа.

Эти и некоторые другие опытные данные можно объяснить, если принять во внимание массо- и теплообмен между конвективными элементами и окружающим воздухом. Этот процесс обмена (взаимодействия) конвективных термиком с окружающей средой принято называть *вовлечением*. Под влиянием вовлечения адиабатическая кривая состояния смещается в сторону кривой стра-

тификации, при этом смещение тем больше, чем ниже относительная влажность окружающего воздуха.

Впервые на роль вовлечения в развитии конвекции в форме струи (трубы) указал русский ученый И. И. Касаткин (1915 г.). Первые количественные оценки этого процесса выполнил английский исследователь Х. Стоммел (1946 г.). Он же ввел меру интенсивности вовлечения.

Относительно физического механизма вовлечения существует несколько точек зрения. Большинство исследователей считает, что основную роль играет турбулентное перемешивание. Термики, по гипотезе Скорера и Ладлама, имеют форму пузырей теплого воздуха, передняя часть которых полусферическая, а задняя представляет собой длинный шлейф относительно холодного воздуха. Из лабораторных и теоретических исследований вытекает, что внутри передней части пузырей наблюдается вихревое (тороидальное) движение воздуха, препятствующее полному перемешиванию термика со средой.

Наиболее благоприятные условия для образования пузырей создаются над местностью с резкими различиями в радиационных свойствах подстилающей поверхности на смежных участках. В южных районах США, согласно наблюдениям, в ясные дни образуется в среднем один пузырь за каждые 4—10 мин на площади 1 км². По мере подъема поперечные размеры термиков растут. По-видимому, в большинстве случаев это происходит под влиянием объединения нескольких более мелких термиков.

Между радиусом термика R и высотой z существует линейная зависимость:

$$R = R_0 + az, \quad (1.6.1)$$

где $a = 0,20 \div 0,25$ независимо от знака ускорения термика, R_0 — радиус термика на исходном уровне (при $z = 0$).

Введем понятие *показателя вовлечения* α , являющегося мерой интенсивности вовлечения. Пусть при перемещении термика массой m с уровня z на $z + dz$ его масса увеличилась на dm за счет присоединения (вовлечения) окружающего воздуха.

Показатель вовлечения, согласно определению, представляет собой массу вовлеченного (присоединенного) воздуха, отнесенную к единице массы термика и единице высоты:

$$\alpha = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz}. \quad (1.6.2)$$

Теория и опытные данные показывают, что показатель вовлечения для термиков в форме струй и пузырей определяется формулой

$$\alpha = C/R, \quad (1.6.3)$$

где R — радиус поперечного сечения струи или радиус пузыря, C — безразмерный коэффициент.

1.7. Модели конвективных движений с учетом вовлечения. Получим уравнение притока тепла и уравнение движения частицы при наличии вовлечения и турбулентного перемешивания (смешения). Температуру частицы обозначим через T_i , плотность — ρ_i , массу — m , вертикальную скорость w .

Масса частицы m — переменная величина. Поэтому при выводе уравнения движения следует воспользоваться известной теоремой И. В. Мещерского, согласно которой производная по времени от количества движения (называемого также импульсом) $m\omega$ равна внешней силе F , действующей на частицу:

$$\frac{d(m\omega)}{dt} = F. \quad (1.7.1)$$

Внешней силой служит *сила плавучести*, равная

$$mg \frac{T_i - T}{T}, \quad (1.7.2)$$

где T — температура окружающего частицу воздуха, g — ускорение свободного падения.

Подставив эту силу вместо F в уравнение (1.7.1), получим

$$\frac{dw}{dt} = g \frac{T_i - T}{T} - \frac{w}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (1.7.3)$$

Подсчитаем приток тепла за счет вовлечения. Температура присоединившейся к частице массы dm изменяется от T до T_i , вследствие чего частица получает количество тепла

$$c_p (T - T_i) dm. \quad (1.7.4)$$

Введя это выражение в уравнение первого начала термодинамики, найдем

$$\frac{dT_i}{dt} = -\gamma_a w + (T - T_i) \frac{1}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (1.7.5)$$

Первое слагаемое в правой части представляет собой изменение температуры, обусловленное адиабатическим подъемом частицы.

В случае насыщенного воздуха (облака) правая часть уравнения (1.7.5) дополняется членом $\frac{L}{c_p} \frac{ds_m}{dt}$, учитывающим изменение температуры под влиянием тепла конденсации.

Система уравнений (1.7.3) и (1.7.5) в последние 20—30 лет подвергалась анализу многими исследователями. Основные затруднения при решении этой системы возникают из-за недостаточного знания характеристик вовлечения и смешения. Рассмотрим несколько частных случаев решения системы (1.7.3) и (1.7.5).

Неадиабатический подъем сухого (или влажного ненасыщенного) термика при постоянном показателе вовлечения. В качестве

первого приближения будем считать, что показатель вовлечения α — постоянная величина, равная некоторому среднему значению во всем слое подъема термика. Если теперь индивидуальные производные представить в виде

$$\frac{dw}{dt} = \frac{dw}{dz} \frac{dz}{dt} = w \frac{dw}{dz}, \quad \frac{dT_i}{dt} = w \frac{dT_i}{dz}, \quad \frac{dm}{dt} = w \frac{dm}{dz}$$

(поскольку $dz/dt = w$), то система (1.7.3) и (1.7.5) примет вид

$$\frac{dw^2}{dz} + 2\alpha w^2 = 2g \frac{T_i - T}{T}, \quad (1.7.6)$$

$$w \frac{dT_i}{dz} = -\gamma_a w + \alpha w (T - T_i). \quad (1.7.7)$$

Последнее из этих уравнений перепишем в виде

$$\frac{d(\Delta T)}{dz} + \alpha \Delta T + (\gamma_a - \gamma) = 0, \quad (1.7.8)$$

где $\Delta T = T_i - T$ — перегрев термика по сравнению с окружающей средой, $\gamma = -dT/dz$.

Решение уравнения (1.7.8) при условиях $\alpha = \text{const}$, $\gamma = \text{const}$ имеет вид

$$\Delta T = (\Delta_0 T + A) \exp(-\alpha z) - A, \quad (1.7.9)$$

где $A = \frac{\gamma_a - \gamma}{\alpha}$, $\Delta_0 T$ — перегрев термика при $z = 0$.

При $\alpha \rightarrow 0$ формула (1.7.9), как это следует непосредственно из уравнения (1.7.8), принимает вид

$$\Delta T = \Delta_0 T - (\gamma_a - \gamma) z. \quad (1.7.10)$$

Из (1.7.9) следует, что разность ΔT обращается в нуль на уровне z_T , определяемом выражением

$$z_T(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + \alpha z_a), \quad (1.7.11)$$

где

$$z_a = z_T(0) = \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma}, \quad (1.7.12)$$

есть уровень выравнивания температур при адиабатическом подъеме ($\alpha = 0$).

При известной температуре $T_i(z)$ и заданных α и $T(z)$ уравнение (1.7.6) позволяет найти вертикальную скорость $w(z)$.

Решение уравнения (1.7.6) при ΔT , определенном формулой (1.7.9), $\alpha = \text{const}$ и $w = 0$ при $z = 0$ имеет вид

$$w^2(z, \alpha) = \frac{\beta}{\alpha} [2(\Delta_0 T + A) \exp(-\alpha z) - (2\Delta_0 T + A) \exp(-2\alpha z) - A], \quad (1.7.13)$$

где $\beta = g/T$ — параметр плавучести, который при интегрировании считали постоянным (вносимая при этом погрешность пренебрежимо мала). Согласно формуле (1.7.13), при $\gamma < \gamma_a$ вертикальная скорость с увеличением z растет, на некоторой высоте достигает максимума и затем убывает.

Уровень z_w , на котором w обращается в нуль, представляет собой уровень конвекции. Из формулы (1.7.13) получаем

$$z_w(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha z_a). \quad (1.7.14)$$

Раскрывая здесь неопределенность, для случая адиабатического подъема ($\alpha = 0$) найдем

$$z_w(0) = 2z_a. \quad (1.7.15)$$

т. е. при отсутствии вовлечения конвекция распространяется до высоты: превышающей уровень выравнивания температур в 2 раза.

Сравнение формул (1.7.11) и (1.7.14) показывает, что z_w всегда больше z_T , однако различие между ними тем меньше, чем больше α .

Найдем высоту z'_w , на которой вертикальная скорость достигает максимума. Определив производную dw^2/dz и приравняв ее нулю, получим

$$z'_w(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{1 + 2\alpha z_a}{1 + \alpha z_a}. \quad (1.7.16)$$

Из сравнения формул (1.7.11), (1.7.14) и (1.7.16) следует

$$z'_w(\alpha) = z_w(\alpha) - z_T(\alpha). \quad (1.7.17)$$

С увеличением α высота z'_w уменьшается, а z_w приближается к z_T .

Максимальную скорость $w_m(\alpha)$ найдем, если в (1.7.13) положим $z = z'_w(\alpha)$. В результате находим

$$w_m^2(\alpha) = (\gamma_a - \gamma) \beta \frac{z_a^2}{1 + 2\alpha z_a}. \quad (1.7.18)$$

Приведем формулы для w в случае адиабатического подъема ($\alpha = 0$). Раскрыв неопределенность в (1.7.13), получим

$$w^2(z, 0) = \beta [2z \Delta_0 T - (\gamma_a - \gamma) z^2]. \quad (1.7.19)$$

Максимум скорости достигается при $\alpha = 0$ на уровне $z'_w(0) = z_a$, что сразу следует из (1.7.17):

$$w_m^2(0) = (\gamma_a - \gamma) \beta z_a^2.$$

Из (1.7.18) следует

$$\frac{w_m^2(\alpha)}{w_m^2(0)} = \frac{1}{1 + 2\alpha z_a}, \quad (1.7.20)$$

т. е. с ростом интенсивности вовлечения максимальная скорость уменьшается.

Мы рассмотрели случай подъема термика в слое с линейным падением температуры с высотой ($\gamma = \text{const}$). Однако найденное решение обобщается и на случай более сложного распределения температуры T с высотой. Для этого профиль температуры следует представить в виде ломаной линии (что и делается на практике), а затем для каждого слоя с линейным изменением температуры записать формулы (1.7.9) и (1.7.13). При этом в качестве начального перегрева и начальной скорости на нижней границе какого-либо слоя необходимо брать те значения этих величин, которые рассчитаны по решению, построенному для нижележащего слоя.

Так, имея в виду подъем термика (облака), образовавшегося при мощном искусственном взрыве, при котором перегрев вблизи земной поверхности исчисляется многими сотнями градусов, а облако поднимается выше тропопаузы, выпишем решения уравнений (1.7.6) и (1.7.7) для нижней стратосферы:

$$\Delta T = (\Delta_H T + A_H) \exp(-\alpha(z - H) - A_H), \quad (1.7.21)$$

$$w^2(z, \alpha) = w_H^2 \exp[-2\alpha(z - H)] + \frac{\beta}{\alpha} \{2(\Delta_H T + A_H) \times \\ \times \exp[-\alpha(z - H)] - (2\Delta_H T + A_H) \exp[-2\alpha(z - H)] - A_H\}, \quad (1.7.22)$$

где $\Delta_H T$ и w_H — перегрев термика и вертикальная скорость его на уровне тропопаузы H , которые определены по формулам (1.7.9) и (1.7.13) при $z = H$; $A_H = \frac{\gamma_a - \gamma_H}{\alpha}$; γ_H — вертикальный градиент температуры выше тропопаузы (в стандартной атмосфере $\gamma_H = 0$). Отметим, что и формула (1.7.13) в том случае, когда вертикальная скорость на некотором уровне ($z = 0$) отлична от нуля ($w_0 \neq 0$), дополняется такими же слагаемыми и множителями, которые вошли в формулу (1.7.22) и содержат w_H .

Ст. Панчев и В. Андреев детально проанализировали случай проникновения термика через задерживающий (инверсионный) слой. Ими построены решения уравнений (1.7.6) и (1.7.7) для случая, когда образовалась приподнятая инверсия (например,

в утренние часы). Анализ решения позволил сделать ряд интересных выводов относительно условий пробивания задерживающего слоя сформировавшимся в нижнем (неустойчивом) слое термиком.

Подъем термиков при переменном показателе вовлечения. В общем случае показатель вовлечения α — достаточно сложная функция высоты и других переменных. Согласно опытным оценкам, α изменяется в пределах 10^{-5} — 10^{-3} м⁻¹. Выше уже указывалось, что α зависит прежде всего от размеров термика. С целью установления этой зависимости представим массу термика m в виде

$$m = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \rho_i, \quad (1.7.23)$$

где R_0 — экваториальный радиус термика, ρ_i — его плотность. Отсюда следует

$$\alpha = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} = \frac{3}{R_0} \frac{dR_0}{dz} + \frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dz}. \quad (1.7.24)$$

Согласно наблюдениям, радиус термика линейно растет с высотой ($R_0 = R_0 + az$). Вследствие этого

$$\frac{3}{R_0} \frac{dR_0}{dz} = \frac{3a}{R_0 + az} = \frac{3}{b + z}, \quad (1.7.25)$$

где $b = R_0/a$, R_0 — начальный радиус термика, $a \approx 0,20 \div 0,25$ — постоянная.

Второе слагаемое в (1.7.24), согласно оценкам, на один-два порядка меньше первого. Поэтому им можно пренебречь. Таким образом,

$$\alpha = 3/(b + z). \quad (1.7.26)$$

Решения уравнений (1.7.8) и (1.7.6) при такой зависимости α от z и постоянном (в пределах изучаемого слоя) вертикальном градиенте температуры ($\gamma = \text{const}$) имеют вид:

$$\Delta T(z) = (\Delta_0 T + B) \tilde{z}^{-3} - B \tilde{z}, \quad (1.7.27)$$

$$w^2(z) = \tilde{z}^{-6} \left\{ w_0^2 + \frac{\beta b}{4} (\tilde{z}^4 - 1) [2(\Delta_0 T + B) - B(\tilde{z}^4 + 1)] \right\}, \quad (1.7.28)$$

где $\tilde{z} = 1 + z/b$ — безразмерная высота, $B = b(\gamma_a - \gamma)/4$, w_0 — вертикальная скорость при $z = 0$.

На основе этих формул нетрудно установить вид выражений для уровня выравнивания температур ($\Delta T = 0$):

$$z_T = [b^3(b + 4z_a)]^{1/4} - b, \quad (1.7.29)$$

а также при $w_0 = 0$ для уровня конвекции ($w = 0$):

$$z_w = b \left[\left(1 + 8 \frac{z_a}{b} \right)^{1/4} - 1 \right], \quad \gamma < \gamma_a. \quad (1.7.30)$$

Здесь, как и выше,

$$z_a = \frac{\Delta_0 T}{\gamma_a - \gamma}, \quad b = \frac{R_0}{a}.$$

Согласно формуле (1.7.30), уровень z_w увеличивается с ростом начального перегрева $\Delta_0 T$, увеличением γ и с возрастанием начального размера термика R_0 . Эти выводы согласуются с данными наблюдений.

Если формулы (1.7.27) и (1.7.28) записать для нескольких слоев, в каждом из которых $\gamma = \text{const}$, то с помощью их можно описать развитие конвекции для достаточно общего распределения температуры с высотой (в частности, при наличии приземной или приподнятой инверсии).

В заключение отметим, что в случае подъема влажного ненасыщенного воздуха во всех приведенных выше формулах кинетические температуры следует заменить виртуальными.

2 Волновые движения атмосферы. Волнистообразные облака

В атмосфере наблюдаются волновые движения самой различной амплитуды и длины волны. Под влиянием таких движений при определенных условиях могут формироваться волнистообразные облака, которые имеют вид распространенного по горизонтали (на десятки и сотни километров) слоя, состоящего из валов, гряд, плит и др. Эти облака имеют сравнительно небольшую вертикальную протяженность — в несколько десятков и сотен метров, в отдельных случаях до 2—3 км и более (табл. 17.10 и 17.11).

Таблица 17.10. Средние значения высоты (м) нижней границы (числитель) и толщины (знаменатель) слоисто-кучевых облаков

Пункт	Весна	Лето	Осень	Зима	Год
о. Диксон	0,66/—	0,60/—	0,73/—	0,78/—	0,66/—
Минск	1,01/0,52	1,03/0,51	0,98/0,41	0,86/0,31	0,96/0,41
Ашхабад	1,07/0,57	2,10/0,80	1,10/0,50	1,10/0,50	1,51/0,59
Ташкент	1,43/0,60	2,00/0,40	1,50/0,60	1,10/0,60	1,51/0,55
Алма-Ата	1,27/0,47	2,20/0,90	1,20/0,50	1,10/0,60	1,44/0,62

Наблюдаемые в атмосфере волнистообразные облака образуются в основном под влиянием тех волновых движений, которые возникают в слоях с инверсионной или сильно устойчивой стратификацией (в так называемых задерживающих слоях) и при обтекании воздушным потоком гор и возвышенностей (волны препятствий). В гребне волны воздух совершает восходящее движение

Таблица 17.11. Повторяемость (%) толщины облаков (преимущественно слоистых и слоисто-кучевых) в антициклонах

Полугодие	Толщина, км										Число случаев
	<0,5	0,5—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—8	8—10	10—12	
Теплое	35,6	19,5	19,6	11,6	4,0	3,0	2,6	2,0	1,4	0,5	430
Холодное	51,8	20,2	13,0	7,0	4,7	1,9	0,8	0,6	—	—	486

и охлаждается, приближаясь к состоянию насыщения; здесь и может образоваться облачность.

Остановимся кратко на характеристике волн, которые возникают на поверхностях, разделяющих воздушные потоки с различной плотностью (температурой) и скоростью движения. В том простейшем случае, когда рассматривается плоское движение двух бесконечно протяженных (по вертикали) несжимаемых воздушных потоков с горизонтальной скоростью u_1 и u_2 , не меняющейся с высотой, но различной в обоих потоках, скорость распространения волн c рассчитывается по формуле Гельмгольца:

$$c = \frac{T_2 u_1 + T_1 u_2}{T_1 + T_2} \pm \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \frac{T_2 - T_1}{T_1 + T_2} - T_1 T_2 \left(\frac{u_2 - u_1}{T_1 + T_2} \right)^2}. \quad (2.1)$$

Здесь λ — длина волны, T_2 и T_1 — температуры воздуха вблизи поверхности раздела соответственно верхнего (более теплого) и нижнего потоков, g — ускорение свободного падения.

Согласно теории, устойчивость волны зависит от знака подкоренного выражения в формуле (2.1). Приравнявая его нулю, найдем выражение для предельного значения $\lambda = \lambda^*$:

$$\lambda^* = \frac{2\pi}{g} T_1 T_2 \frac{(u_2 - u_1)^2}{T_2^2 - T_1^2}. \quad (2.2)$$

Все волны, для которых $\lambda > \lambda^*$, устойчивы (амплитуда не изменяется во времени), а более короткие волны ($\lambda < \lambda^*$) неустойчивы (амплитуда увеличивается со временем). Предельные значения λ^* приведены в табл. 17.12 (в ней $\Delta u = u_2 - u_1$, $\Delta T = T_2 - T_1$).

Согласно табл. 17.12, предельная длина волны изменяется от сотен метров до 5—8 км. В таких же пределах заключены и наблюдаемые в атмосфере расстояния между соседними валами облаков. Так, В. А. Зайцев и А. А. Ледохович по колебаниям температуры нашли, что вблизи верхней границы слоистых и слоисто-кучевых облаков Арктики среднее расстояние между точками с максимальными температурами составляет 1060 м в верхней части облака (ниже верхней границы на 50—100 м)

Таблица 17.12. Значения λ^* (м) при $T_1 = 273$ К

ΔT К	Δu м/с				
	4	8	12	16	20
4	320	1408	3668	5616	8789
8	177	709	1595	2829	4426
12	119	475	1073	1901	2974
16	90	359	808	1431	2244
20	73	289	652	1156	1809

и 760 м в слое 0—50 м над верхней границей облака или тумана (соответствующие средние амплитуды колебаний температуры равны 0,57 и 1,15 °С, максимальные амплитуды 1,63 и 4,54 °С).

Данные табл. 17.12 можно толковать также следующим образом. Волна с длиной λ , равной указанному в таблице значению (например, значению 1595 м, соответствующему $\Delta T = 8$ К и $\Delta u = 12$ м/с), будет оставаться устойчивой до тех пор, пока разность скоростей ветра в воздушных потоках не превзойдет (при $\Delta T = 8$ К) 12 м/с, и наоборот, волна с $\lambda = 1595$ м потеряет устойчивость, если при $\Delta T = 8$ К $\Delta u > 12$ м/с. При постоянной разности $\Delta u = 12$ м/с волна длиной 1595 м будет устойчивой лишь в случае таких поверхностей раздела, на которых скачок температуры превышает 8 К. Из структуры подкоренного выражения в формуле (2.1) следует, что увеличение разности температур способствует росту устойчивости, а увеличение Δu — росту неустойчивости волн.

Волны, длина которых равна приведенным в табл. 17.12, распространяются, как следует из формулы (2.1), со скоростью

$$c^* = \frac{T_2 u_1 + T_1 u_2}{T_1 + T_2} \approx \frac{u_1 + u_2}{2}. \quad (2.3)$$

Если длина волны $\lambda < \lambda^*$, то c может быть как больше, так и меньше c^* .

При обтекании гор и возвышенностей возникает, как следует из теории, развитой Н. Е. Кочиним, А. А. Дородницыным и др., сложная система волн (рис. 17.6), в которой чередуются слои с восходящими и нисходящими вертикальными движениями. Длина и амплитуда волн зависят от целого ряда факторов: скорости набегающего потока, вертикального градиента температуры, ширины горы и др. Возмущающее влияние гор распространяется до большой высоты (на всю тропосферу, а возможно, и стратосферу).

Известную роль в формировании облаков упорядоченного строения играет также *ячейковая циркуляция*.

Наблюдения за облачностью со спутников показали, что в атмосфере часто образуются облачные системы, горизонтальные размеры которых изменяются от нескольких до десятков километров. Такие системы принято называть *мезомасштабными*. Облачные элементы, из которых состоит система, наиболее часто имеют форму не вполне правильных ячеек — шестиугольников; наблюдаются также гряды облачности и некоторые переходные формы от первых ко вторым. Анализ опытных данных позволил установить, что мезомасштабные облачные системы образуются под влиянием конвективных движений, развивающихся в слоях с неустойчивой стратификацией или над неоднородной подстилающей по-

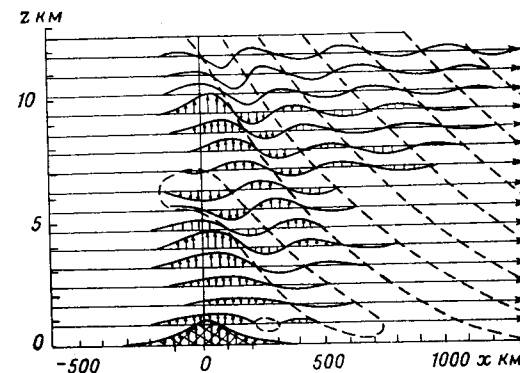


Рис. 17.6. Вертикальные проекции линий тока при обтекании горного хребта.

верхностью. При сильно развитой конвекции облачные системы состоят из кучево-дождевых облаков, формирующих отдельные массивы, крупные гряды или спирали.

Ячейки. Первые исследования по выявлению условий, при которых возникают конвективные движения (циркуляция) в форме ячеек, были выполнены Бенаром (1900 г.) и Рэлеем (1916 г.). Бенар изучал это явление в лабораторных условиях экспериментально, Рэлей — теоретически. Линейная теория конвекции, развитая Рэлеем, позволила сформулировать два основных вывода.

1. Режим движения зависит от безразмерного числа, названного позднее числом Рэля:

$$Ra = \frac{\bar{g}}{\bar{T}} \frac{\gamma - \gamma_a}{\nu k} h^4.$$

Здесь h — толщина конвективного слоя; γ — вертикальный градиент температуры; γ_a — сухоадиабатический градиент, заменяемый внутри облака на влажноадиабатический γ'_a ; ν и k — коэффициенты молекулярной вязкости и температуропроводности; \bar{T} — средняя температура слоя; g — ускорение свободного падения.

2. При числах Рэля больше некоторого критического значения $Ra_{кр}$ в слое жидкости или газа возникают периодические (волно-

ые) движения типа ячеек, амплитуда которых со временем растет. При $Ra < Ra_{кр}$ амплитуда волновых движений не изменяется со временем.

Теория, в основе которой лежат линеаризованные уравнения движения, не могла ответить на вопрос, почему при $Ra > Ra_{кр}$ наблюдаются периодические движения, амплитуда которых не увеличивается со временем, и когда последние перестают быть устойчивыми. Ответ на этот вопрос удалось получить лишь в рамках нелинейной теории. Было показано, что под влиянием нелинейных эффектов $Ra_{кр}$ возрастает до $10^5 - 5 \cdot 10^5$. С другой стороны, при оценке Ra в условиях атмосферы ν и k следует заменить на турбулентные коэффициенты, имеющие порядок $10 - 10^2$ м²/с. Поскольку множитель $\gamma - \gamma'_a$ имеет порядок $10^{-4} - 10^{-3}$ °С/м, то для Ra получаем значения $10^4 - 10^6$ при $h = 1 \div 3$ км.

Таким образом, при толщине конвективного слоя 1—3 км в атмосфере вполне могут существовать устойчивые (поскольку $Ra \leq Ra_{кр}$) периодические движения типа конвективных ячеек.

Анализ решения и опытные данные показали, что конвективные ячейки бывают двух видов — *открытые* и *закрытые*. В открытой ячейке восходящее движение и облачность располагаются на периферии, в центральной части воздух опускается и облачность отсутствует, в закрытой — наоборот.

Над неустойчивым конвективным слоем (где $\gamma > \gamma'_a$) располагается задерживающий слой ($\gamma < 0$).

Согласно опытным данным, проанализированным Н. Ф. Вельтищевым, средняя толщина конвективного слоя, начинавшегося от подстилающей поверхности, составила в случае открытых ячеек 1,74 км, закрытых — 1,53 км (при средних квадратических отклонениях соответственно 0,62 и 0,44 км, число случаев 98 и 37). Среднее значение γ в конвективном слое равнялось 0,82 °С/100 м в открытых и 0,81 °С/100 м в закрытых ячейках (при σ_r , равном 0,15 и 0,12 °С/100 м). Толщина задерживающего слоя составляла

0,62 км в открытых и закрытых ячейках, однако $\bar{\gamma}$ в этих слоях было различным: соответственно —0,16 и —0,86 °С/100 м.

Горизонтальный диаметр D открытых ячеек заключен (по данным 635 случаев) между 11 и 100 км при максимальной повторяемости (47 %) в интервале 31—40 км. Диаметр закрытых ячеек изменялся (по данным 386 случаев) от 11 до 80 км с максимумом повторяемости (47 %) в том же интервале 31—40 км.

Отношение h/D , по опытным данным, заключено между $1/30$ и $1/7$ при среднем значении $1/16$. По теории Рэлея это отношение равно примерно $1/3$. Высказано предположение, что столь большое различие между опытными и теоретическими значениями h/D объясняется различием коэффициентов турбулентной вязкости в горизонтальном ($\nu_{гор}$) и вертикальном ($\nu_{верт}$) направлениях.

Объяснить образование открытых и закрытых ячеек удалось

на основе предположения о различной кривизне вертикального профиля температуры.

Открытые ячейки возникают в таких слоях, где вертикальный градиент температуры убывает с высотой, т. е. $\partial\gamma/\partial z < 0$, а закрытые — в слоях с $\partial\gamma/\partial z > 0$. Так, по опытным данным, среднее значение $\partial\gamma/\partial z$ равнялось $-2,2 \cdot 10^{-8}$ °С/м² в случае открытых и $0,2 \times 10^{-6}$ °С/м² в случае закрытых ячеек. Этот вывод подтверждают наблюдения за географическим распределением облачных ячеек. Открытые ячейки образуются чаще всего над теплыми океаническими течениями в холодное полугодие, когда разность температур вода—воздух (ΔT) положительна и в среднем равна 3—4 °С (в этих условиях γ велико вблизи водной поверхности, а с высотой убывает, т. е. $\partial\gamma/\partial z < 0$).

Закрытые ячейки наиболее часто наблюдаются над холодными океаническими течениями, где $\Delta T < 0$ и в среднем составляет около —1 °С. Это свойство ячеек можно использовать при анализе синоптической обстановки по спутниковым данным: районы, где наблюдаются открытые ячейки, заняты холодными воздушными массами, перемещающимися над более теплой подстилающей поверхностью; там, где ячейки закрытые, располагаются теплые воздушные массы, движущиеся над более холодной поверхностью.

Правильные конвективные ячейки, как следует из теории, образуются при слабом ветре (теоретически при штиле). Наблюдения показывают, что скорость ветра вблизи земной поверхности при образовании ячеек не превышает 5—7 м/с. Отметим также, что, согласно теории и наблюдениям, наиболее благоприятные условия для возникновения устойчивых ячеек создаются в антициклонах, где мало значение так называемого абсолютного вихря.

Гряды конвективных облаков. В тех случаях, когда в конвективном слое скорость ветра резко изменяется с высотой (велик вертикальный градиент скорости ветра), отдельные ячейки объединяются в *облачную гряду*. В последней расстояние между облачными элементами вдоль гряды в несколько раз меньше, чем расстояние между соседними облачными грядами. Длина волны (ширина облачной гряды плюс безоблачное пространство) колеблется между 5 и 25 км над сушей (при среднем значении 9,1 км) и между 6 и 50 км над океаном (при среднем значении 15,8 км). Толщина конвективного слоя, в верхней части которого образуются облачные гряды, в среднем равна 2,3 км и редко превышает 3,5 км; вертикальный градиент температуры в этом слое в среднем равен 0,89 °С/100 м и убывает с высотой ($\partial\gamma/\partial z = -1,3 \cdot 10^{-6}$ °С/м²). Над конвективным слоем располагается задерживающий слой (средняя толщина 0,76 км, $\bar{\gamma} = -0,36$ °С/100 м).

Образование облачных гряд сопровождается повышенными скоростями ветра вблизи земной поверхности и в нижней тропо-

сфере. Скорость ветра растет с высотой во всем конвективном слое (среднее значение градиента $du/dz = 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$), направление же ветра изменяется мало (в среднем на $6,9^\circ/\text{км}$). Облачные гряды ориентированы по направлению ветра: разность между направлением ветра на уровне облаков и направлением гряды в среднем не превышает 2° .

На более детальном анализе волновых движений атмосферы останавливаться не будем по той причине, что, согласно современным представлениям, основную роль в возникновении волнистообразных облаков играют турбулентный обмен, крупномасштабные вертикальные движения и радиационные эффекты, которые рассматриваются ниже. Только после того, как под влиянием этих факторов воздух приблизился к состоянию насыщения или образовалась облачность, волновые движения могут привести к появлению тех особенностей в структуре облаков (валы, плиты и др.), которые рассмотрены выше.

3 Динамика формирования слоистообразных облаков

Рассмотрим теорию образования и эволюции слоистообразных облаков, под которыми имеются в виду как собственно слоистообразные (в основном фронтальные $Ns—As—Cs$), так и плотные волнистообразные ($Sc—St—Ac$) облака. Общее для этих облаков состоит в том, что их горизонтальная протяженность в десятки и сотни раз превышает вертикальную. По этой причине основные факторы формирования слоистообразной облачности и, как следствие, исходные уравнения имеют одинаковый вид для облаков всех форм данной группы. Различия же между многочисленными формами, видами и разновидностями слоистообразных облаков обусловлены вариациями основных физических параметров, от которых зависят условия формирования облачности.

3.1. Некоторые экспериментальные данные. Турбулентный обмен и вертикальные токи играют важную роль в формировании и эволюции облачности, в частности ее границ. Практика полетов и оценки числа Ричардсона $Ri = (g/T)(\gamma_a - \gamma)/\beta^2$ показывают, что в облаках наблюдается повышенный по сравнению с безоблачной атмосферой турбулентный обмен.

На рис. 17.7 приведена зависимость разности $\gamma_a - \gamma$ от вертикального градиента вектора скорости ветра β . Из этого графика следует, что при одном и том же значении $\gamma_a - \gamma$ в атмосфере могут наблюдаться самые различные значения β , а вместе с этим и параметра Ri . Однако если произвести дифференциацию точек в зависимости от физического состояния атмосферы, то окажется, что основная масса точек, лежащих в облаках и под облаками, располагается в правой нижней части графика, которой соответ-

вуют малые значения Ri (мала разность $\gamma_a - \gamma$ и велико β), а точки, лежащие над облаками, — в левой верхней части графика (большие значения Ri). Таким образом, в облаках и под облаками преобладает сильно развитый турбулентный обмен. Над облаками, особенно такими, как Sc и St , располагаются слои с низкими уровнями турбулентной энергии. Эти слои для облаков играют роль задерживающих слоев.

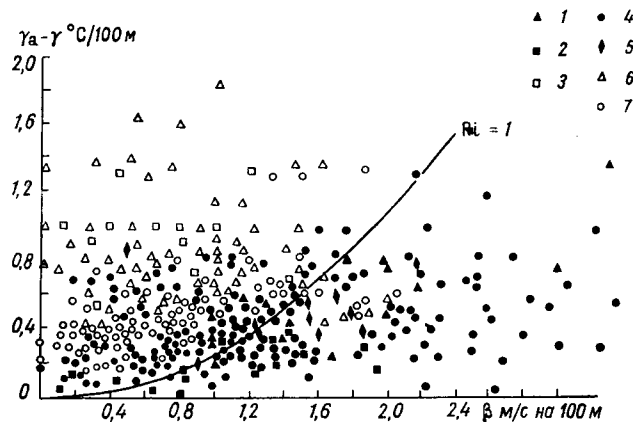


Рис. 17.7. Связь между разностью $\gamma_a - \gamma$ и вертикальным градиентом вектора скорости ветра β .
1 — пограничный слой, 2 — над тропопаузой, 3 — тропопауза, 4 — облака, 5 — под облаками, 6 — над облаками, 7 — безоблачная тропосфера.

Отметим, что слой атмосферы, расположенный под тропопаузой, и пограничный слой характеризуются, так же как и облака, повышенными уровнями турбулентной энергии. Это объясняется тем, что в таких слоях наблюдаются большие значения β .

Сведения о значениях γ и параметра Ri в облаках различных форм, а также под и над облаками приведены в табл. 17.13 и 17.14.

Экспериментальные данные, полученные в полетах на специально оборудованном самолете — летающей лаборатории, также указывают на то, что образование облаков связано с развитием интенсивного турбулентного перемешивания, которое не может не приводить к существенному перераспределению тепла и влаги в атмосфере.

В летних экспедициях 1956—1958 гг., проведенных в Арктике и умеренных широтах, получен значительный экспериментальный материал по перегрузкам самолета, которые легли в основу расчета коэффициентов турбулентности и вертикальных пульсаций скорости воздушного потока в облаках. В этих полетах на гори-

Таблица 17.13. Средние значения γ и параметра Ri

Облака	Число случаев	Высота, м		γ °C/100 м			Ri		
		нижняя граница	верхняя граница	под облаками	в облаках	над облаками	под облаками	в облаках	над облаками
Cb	2	350	550	0,46	0,46	0,45	0,2	1,7	25,0
St	14	420	900	0,47	0,44	-0,58	0,6	1,0	19,7
Sc	16	1400	1800	0,70	0,68	-1,25	1,4	1,4	62,7
Ns	12	850	1900	0,51	0,49	0,03	1,8	1,6	10,3
Ac	10	3100	3700	0,73	0,71	0,18	3,5	3,1	35,5
As	16	3050	3750	0,59	0,67	0,54	4,9	4,3	13,9

Таблица 17.14. Повторяемость (%) параметра Ri

Слой атмосферы	Ri						Число случаев
	<0	0-1	1-2	2-3	3-4	>4	
Над облаками	—	21	13	6	6	54	112
В облаках	14	48	7	1	4	26	273
Под облаками	8	65	8	3	3	13	720
Между облаками	—	20	20	—	10	50	25
Безоблачно	5	44	9	5	5	32	300
Над туманом	—	33	14	3	6	44	72
В тумане	30	37	11	2	5	15	60
Среднее	8	51	10	3	4	24	1562

зонтальных площадках (продолжительностью 3—5 мин), на которых производилась запись перегрузок, летчик не вмешивался в управление самолетом, т. е. последний совершал свободный полет.

Расчет коэффициента турбулентности k и вертикальной скорости w' выполнялся по формулам

$$k = \frac{b\tau}{2\delta} |\overline{\Delta n}|, \quad (3.1.1)$$

$$w' = \frac{b}{v_c \delta} \Delta n, \quad (3.1.2)$$

где Δn — перегрузка самолета; τ — среднее (на горизонтальной площадке) время сохранения перегрузки одного знака; v_c — воздушная скорость самолета; $\delta = \rho/\rho_0$ — относительная плотность; b — коэффициент, зависящий от летно-технических данных самолета (для самолетов Ил-14, Ил-12 и Ли-2 значения b соответственно равны 615, 553 и 340 м²/с²).

Средние значения коэффициента турбулентности в облаках различных форм и повторяемость его в облаках и вне облаков приведены в табл. 17.15 и 17.16.

Таблица 17.15. Средние значения коэффициента турбулентности k

Место наблюдения	Сезон	Облака	k м ² /с
Умеренные широты	Зима	As	27
		Ns	56
		Ac	55
		Sc	59
		Cu	66
Арктика	Лето	St	26
		Sc	39
		Cu hum.	33

Таблица 17.16. Повторяемость (%) значений коэффициента турбулентности k (в скобках — число случаев)

Слой атмосферы	k м ² /с								
	<10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	>80
Умеренные широты, зима									
В облаках	2,1 (1)	—	2,1 (1)	13,0 (6)	28,4 (13)	26,2 (12)	13,0 (6)	6,5 (3)	8,7 (4)
Вне облаков	—	53,9 (28)	15,4 (8)	9,6 (5)	7,7 (4)	1,9 (1)	1,9 (1)	5,8 (3)	3,8 (2)
Арктика, лето									
Под облаками	1,0 (1)	—	—	12,6 (13)	25,2 (26)	18,5 (19)	23,3 (24)	11,7 (12)	7,7 (8)
В облаках	1,3 (1)	1,3 (1)	9,0 (7)	19,2 (15)	33,2 (26)	14,1 (11)	15,4 (12)	2,6 (2)	3,9 (2)
Над облаками	—	—	—	15,9 (7)	36,4 (16)	15,9 (7)	13,6 (6)	9,1 (4)	9,1 (4)

Согласно данным табл. 17.15, средние значения k в облаках (преимущественно слоистообразных) заключены в интервале 26—66 м²/с. Наибольшая повторяемость, по данным табл. 17.16, в облаках умеренных широт приходится на более высокие значения (40—50 м²/с), чем вне облаков (10—20 м²/с). В Арктике, где измерения производились в основном в подынверсионных слоистых и слоисто-кучевых облаках, такое существенное различие в турбулентном режиме облаков и внеоблачного пространства не отмечается: максимум повторяемости приходится на один и тот же ин-

тервал (40—50 м²/с). В отдельных случаях в облаках k превышает 100 м²/с (вплоть до 250—300 м²/с).

На рис. 17.8 изображена повторяемость рассчитанной по формуле (3.1.2) вертикальной скорости обоих знаков. Такая скорость является средней для горизонтальной площадки, имеющей протяженность около 10 км — расстояние, которое проходил самолет за 2 мин. Максимум повторяемости положительных значений w' приходится на 30—40 см/с, отрицательных — на 25—30 см/с. Мгновенные вертикальные пульсации воздушного потока достигают гораздо больших значений. Так даже в Арктике зарегистрирована положительная вертикальная скорость 2,8 м/с и отрицательная — 2,4 м/с.

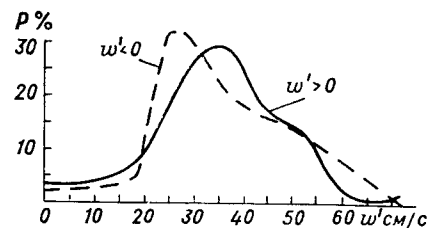


Рис. 17.8. Повторяемость вертикальной скорости.

Тот факт, что упорядоченные (крупномасштабные) вертикальные движения тесно связаны с процессами облакообразования подтверждается повседневными наблюдениями. Достаточно указать на такие барические системы, как циклоны и ложбины с их мощными облачными системами и восходящими токами, а также антициклоны и гребни, где нисходящие токи или обуславливают отсутствие облачности, или разрушают ее.

С целью установления связи между вертикальной скоростью и условиями формирования облачности были рассчитаны (для 263 случаев) упорядоченные вертикальные токи при различной синоптической обстановке. Результаты сравнения средней вертикальной скорости \bar{w}_H на верхней границе пограничного слоя с количеством облаков в январе, июле и августе показали, что при положительных вертикальных скоростях в среднем наблюдается значительная облачность (≥ 7 баллам), при отрицательных — облачность меньше 7 баллов.

Повторяемость знака вертикальных скоростей (w_H) на верхней границе погранслоя при различном количестве облаков приведены в табл. 17.17. Из данных этой таблицы следует, что при восходящих токах преобладает значительная облачность (повторяемость колеблется от 69 до 81 %), а при нисходящих — облачность меньше 7 баллов. Одновременно данные табл. 17.17 указывают на то, что вертикальная скорость является важным, но не единственным фактором облакообразования: примерно в $1/3$ случаев наблюдается значительная облачность при нисходящих токах и облачность меньше 7 баллов при восходящих.

В табл. 17.18 сравнивается изменение количества облаков во времени (эволюция ее) с изменением вертикальной скорости Δw_H за 12 ч. С положительным изменением вертикальной скорости во времени связано, как правило, увеличение количества облаков, с отрицательным — рассеяние их.

3.2. Уравнения притока тепла и влаги в облаке. Теория процессов, связанных с фазовыми переходами воды из одного агрегатного состояния в другое, является одним из наиболее сложных разделов физики. Некоторые успехи в разработке этой теории применительно к образованию облаков достигнуты лишь в последние десятилетия.

Исходные уравнения притока тепла и водяного пара в турбулентной атмосфере с учетом данных п. 4 главы 9 и п. 1 главы 14 запишем в виде

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{Lv}{c_p \rho}, \quad (3.2.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial s}{\partial z} - \frac{v}{\rho}. \quad (3.2.2)$$

Таблица 17.17. Повторяемость (%) знака вертикальных скоростей w_H

Месяц	Повторяемость	Облачность ≥ 7 баллов		Облачность < 7 баллов	
		$w_H > 0$	$w_H < 0$	$w_H > 0$	$w_H < 0$
Январь	N	30	7	—	—
	%	81	19	—	—
Июль	N	47	22	14	35
	%	69	31	28	72
Август	N	47	21	17	25
	%	69	31	40	60

Таблица 17.18. Связь изменения вертикальной скорости Δw_H во времени с эволюцией облачности

Месяц	Эволюция облачности	Повторяемость	Δw_H	
			> 0	< 0
Июль	Увеличение	N	42	3
		%	84	9
Август	Рассеяние	N	8	33
		%	16	91
Июль	Увеличение	N	33	6
		%	67	15
Август	Рассеяние	N	16	34
		%	33	85

Здесь Θ — потенциальная температура; s — массовая доля водяного пара; v — абсолютная скорость конденсации водяного пара,

т. е. масса водяного пара, конденсирующегося на каплях за единицу времени в единичном объеме воздуха.

Последние слагаемые в правых частях (3.2.1) и (3.2.2) учитывают влияние конденсации водяного пара на изменение теплосодержания и доли пара облачного воздуха. В уравнении (3.2.1) опущен член, содержащий радиационный приток тепла, роль которого существенна лишь вблизи границ облака (в слое толщиной не более 50 м); внутри же облака радиационный приток тепла близок к нулю.

Система (3.2.1) — (3.2.2) для облака, где водяной пар находится в насыщенном состоянии, дополняется соотношением

$$s = s_m = 0,622 \frac{E(T)}{p}. \quad (3.2.3)$$

Прямой метод решения системы (3.2.1) — (3.2.3) связан с большими трудностями. Так, если из этой системы исключить v и s , то получим дифференциальное уравнение для Θ , которое оказывается нелинейным, с переменными коэффициентами и довольно сложной правой частью. Такой же сложный вид имеют уравнения для v и s . К тому же искомые функции должны удовлетворять условиям на подвижных границах облака, что еще более осложняет решение системы (3.2.2) — (3.2.3). В случае, когда изучается процесс образования облака, помимо этих трудностей, возникает дополнительное (принципиальное) затруднение. Оно сводится к тому, что момент начала облакообразования, а вместе с этим и переход к системе (3.2.1) — (3.2.3) от системы, описывающей перенос тепла и водяного пара в безоблачной атмосфере, неизвестны (определение этого момента — важная задача теории).

Поскольку прямой метод решения системы уравнений переноса тепла и влаги в облаках встречает большие трудности (принципиального и технического характера), усилия были направлены на разработку другого метода, в котором наиболее существенные из этих трудностей устранены.

Основной физической предпосылкой нового метода служит представление о достаточно полном увлечении облачных элементов (капель воды и кристаллов льда) теми частицами воздуха (молями), которые участвуют в турбулентном обмене. Самое простое доказательство этого утверждения заключается в следующих рассуждениях. В п. 3 главы 18 приводится формула для инерционного пути пробега l_i — максимального расстояния, которое проходит капля радиусом r , если ей сообщена начальная скорость v_0 относительно движущейся воздушной частицы:

$$l_i = \frac{2v_0\rho_k r^2}{9\eta},$$

где ρ_k — плотность капли (~ 1 г/см³), $\eta = (1,4 \div 1,9) \cdot 10^{-4}$ г/(с × см) — коэффициент молекулярной вязкости воздуха.

Оценка l_i по этой формуле показывает, что инерционный путь пробега капель изменяется в широких пределах: от $1,29 \cdot 10^{-5}$ см (при $r = 1$ мкм, $v_0 = 1$ см/с) до 6,46 см (при $r = 100$ мкм, $v_0 = 50$ см/с). Пройдя путь l_i , капля начинает двигаться вместе с воздушной частицей (полностью увлекается ею). Согласно экспериментальным данным (полученным, в частности, в упомянутых выше полетах) размеры турбулентных частиц (молей) наиболее часто заключены между несколькими десятками сантиметров и сотнями метров (вплоть до нескольких километров). Поскольку l_i для капель радиусом до 100 мкм существенно меньше размеров турбулентных молей, то становится очевидным, что капли такого радиуса ($r \leq 100$ мкм) практически полностью участвуют в турбулентных движениях воздушных частиц. Вопрос об учете падения более крупных капель под влиянием силы тяжести обсуждается в п. 3.5 данного параграфа.

Уравнение переноса водности при полном увлечении облачных элементов имеет вид

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \delta}{\partial z} + \frac{v}{\rho}, \quad (3.2.4)$$

где δ — удельная водность облака; k — коэффициент турбулентности.

Введем понятие *удельного влагосодержания* \tilde{s} , понимая под ним массу водяного пара, капель воды и кристаллов льда в единичной массе воздуха. Очевидно,

$$\tilde{s} = s + \delta \quad (3.2.5)$$

Уравнение для \tilde{s} получим, если сложим уравнения (3.2.2) и (3.2.4):

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y} + w \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z}. \quad (3.2.6)$$

Второе дифференциальное уравнение получим, если сложим уравнения (3.2.1) и (3.2.2), предварительно умножив уравнение (3.2.2) на L/c_p :

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} + u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + v \frac{\partial \Pi}{\partial y} + w \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Pi}{\partial z}. \quad (3.2.7)$$

Здесь через Π обозначена функция

$$\Pi(x, y, z, t) = \Theta(x, y, z, t) + \frac{L}{c_p} s(x, y, z, t). \quad (3.2.8)$$

В уравнениях (3.2.6) и (3.2.7) полные (индивидуальные) производные записаны в развернутом виде. Здесь u, v, w — проекции скорости движения воздуха на оси координат x, y, z , при этом ось z направлена по вертикали вверх, а плоскость xoy — касательная к уровенной поверхности.

Если турбулентный обмен отсутствует, то, согласно (3.2.6) и (3.2.7), индивидуальные производные $d\bar{s}/dt$ и $d\Pi/dt$ равны нулю. Физически это означает, что в движущейся массе воздуха функции \bar{s} и Π со временем не изменяются ($\bar{s} = \text{const}$, $\Pi = \text{const}$) независимо от того, происходит конденсация водяного пара или нет. Таким образом, установлены два инварианта (при отсутствии турбулентного обмена), которые сохраняют постоянное во времени значение как до начала конденсации водяного пара, так и в процессе образования и эволюции облака. Изменение \bar{s} и Π , как показывают уравнения (3.2.6)—(3.2.7), в движущейся массе происходит только под влиянием турбулентного обмена. Система (3.2.6)—(3.2.7) значительно проще системы (3.2.1)—(3.2.2), в которой основные осложнения возникают из-за величины v .

Поскольку объектом исследования являются облака, которые образуются лишь в тропосфере (выше тропопаузы наблюдаются сравнительно редко перламутровые и серебристые облака, представляющие лишь познавательный интерес), то решение уравнений (3.2.6) и (3.2.7) следует строить для ограниченного (а не полубесконечного) слоя, т. е. для тропосферы. Это существенно упрощает математическую сторону задачи и особенно выполнение расчетов. К тому же граничные условия, поставленные на конечной высоте (тропопаузе), могут быть экспериментально проверены, чего нельзя сделать в отношении условия на бесконечности.

Граничные условия для искомым функций (приводим их только для \bar{s}) записываются в виде

$$-\frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = \beta'(\bar{s} - s_1) + s_3 \quad \text{при } z = 0 \quad (\text{земная поверхность}), \quad (3.2.9)$$

$$-\frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = \beta''(\bar{s} - s_2) + s_4 \quad \text{при } z = H \quad (\text{тропопауза}), \quad (3.2.10)$$

где $s_1(x, y, t)$, $s_2(x, y, t)$, $s_3(x, y, t)$, $s_4(x, y, t)$ — известные функции; β' , β'' — коэффициенты влагообмена.

Из (3.2.9) и (3.2.10) как частные случаи могут быть получены другие виды граничных условий. Так, если $\beta' = \beta'' = 0$, то они принимают вид

$$-\frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = s_3(x, y, t) \quad \text{при } z = 0 \quad \text{и} \quad -\frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = s_4(x, y, t) \quad \text{при } z = H, \quad (3.2.11)$$

т. е. на границах тропосферы известны потоки водяного пара. Если $1/\beta' = 1/\beta'' = 0$, то

$$\bar{s} = s_1(x, y, t) \quad \text{при } z = 0, \quad \bar{s} = s_2(x, y, t) \quad \text{при } z = H, \quad (3.2.12)$$

т. е. известны значения удельного влагосодержания на земной поверхности и на тропопаузе.

В том случае, когда скорость горизонтального переноса мало изменяется с высотой ($u, v = \text{const}$), путем введения новых незави-

симых переменных $\zeta = x - ut$ и $\eta = y - vt$ (переменные z и t остаются прежними) уравнения (3.2.6) и (3.2.7) приводятся к виду:

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} + w \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \bar{s}}{\partial z}, \quad (3.2.13)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} + w \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Pi}{\partial z}. \quad (3.2.14)$$

При построении теории образования слоистообразных облаков в первом приближении можно не учитывать горизонтальный турбулентный обмен (соответствующие члены в уравнениях (3.2.6) и (3.2.7) опущены).¹ Основанием для такого упрощения служит то, что горизонтальные размеры слоистообразных облаков значительно больше их вертикальных размеров: по горизонтали эти облака распространяются на сотни и тысячи километров.

Не останавливаясь на построении решений (3.2.6) и (3.2.7), выпишем их здесь в виде некоторых известных функций независимых переменных:

$$\bar{s}(x, y, z, t) = f_1(x, y, z, t), \quad (3.2.15)$$

$$\Pi(x, y, z, t) = f_2(x, y, z, t). \quad (3.2.16)$$

Покажем, как, зная вид функций f_1 и f_2 , найти наиболее важные для изучаемого явления величины — водность и температуру облака. Внутри облака водяной пар находится в насыщенном состоянии. По этой причине массовая доля водяного пара связана с температурой соотношением (3.2.3). Удельная водность облака, согласно (3.2.5), равна разности

$$\delta = \bar{s} - s_m \quad (3.2.17)$$

(из общей массы влаги вычитаем парообразную часть). Внутри облака соотношение (3.2.8) с учетом (3.2.3) и (3.2.16) принимает вид

$$\theta + \frac{L}{c_p} s_m = f_2. \quad (3.2.18)$$

Если воспользоваться уравнением Клаузиуса—Клапейрона (в интегральном виде)

$$\ln \frac{E}{E_0} = \frac{L}{R_n} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (3.2.19)$$

(где E_0 — давление насыщения при температуре T_0) и формулой

$\Theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$, то уравнению (3.2.18) можно придать вид

$$T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + c_1 \frac{1000}{p} \exp \left[c_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] = f_2(x, y, z, t), \quad (3.2.20)$$

¹ Роль этого фактора оценена Г. Х. Исмаиловым.

где $c_1 = Ls_m(0)/c_p$, $c_2 = L/R_n$, $\kappa = c_p/c_v$ — постоянные, $s_m(0)$ — доля насыщенного водяного пара при температуре T_0 и давлении 1000 гПа.

Расчет s_m и T по формуле (3.2.20) выполняется с помощью специальной номограммы, по осям координат которой отложены функция Π и логарифм давления p , а два семейства кривых представляют собой изолинии доли насыщенного водяного пара ($s_m = \text{const}$) и изотермы ($T = \text{const}$).

Можно указать и другой (численный) способ определения температуры по известной функции Π , особенно удобный в том случае, когда интегрирование уравнения (3.2.14) выполняется численными методами. В самом деле, если на некотором i -м шаге (по времени) получено приращение функции $\Delta\Pi_i = \Pi_i - \Pi_{i-1}$, то приращение температуры $\Delta T_i = T_i - T_{i-1}$ в облаке на уровне с давлением p можно рассчитать по соотношению

$$\Delta\Pi_i = \left\{ \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + 0,622 \frac{L^2}{c_p p} \frac{E_{i-1}}{R_n T_{i-1}^2} \right\} \Delta T_i, \quad (3.2.21)$$

где E_{i-1} — давление насыщенного водяного пара при температуре T_{i-1} . При получении этого соотношения была использована формула (3.2.8), продифференцированная по времени, выражение (3.2.3) и уравнение Клаузиуса — Клапейрона. Рассчитав по последнему соотношению ΔT_i , находим температуру в облаке на i -том шаге интегрирования:

$$T_i = T_{i-1} + \Delta T_i.$$

Если по изложенной методике определены удельное влагосодержание \tilde{s} и доля насыщенного водяного пара s_m , то прежде всего появляется возможность ответить на важный вопрос, образовалась ли к данному моменту в заданном слое облачность.

Согласно изложенному, облачность наблюдается в слоях, в которых выполняется неравенство $\tilde{s} \geq s_m$, и отсутствует в слоях, в которых $\tilde{s} < s_m$.

Методика позволяет также рассчитать количественные характеристики образовавшейся облачности, в частности, с помощью формулы (3.2.17) определить ее удельную водность. Расчет выполняется для всех уровней, где водность положительна. Как только получены отрицательные значения водности для уровней, расположенных под нижней и над верхней границами облака, расчет δ прекращается. Высота нижней и верхней границ облака находится из уравнения

$$f_1(x, y, z, t) = s_m,$$

поскольку на этих уровнях водность облака равна нулю.

Для уровней, расположенных вне облака, потенциальная (а вместе с этим и кинетическая) температура рассчитывается по соотношению

$$\Theta(x, y, z, t) = f_2(x, y, z, t) - \frac{L}{c_p} f_1(x, y, z, t),$$

так как вне облака $\delta = 0$, $s = \tilde{s} = f_2$, $\Pi = \Theta + (L/c_p)s$.

Выполнив расчет для нескольких моментов времени (например, через 6, 12, 18, 24 ч от начального), получаем возможность следить за эволюцией полей водности, влажности и температуры, а также за изменением границ облака во времени в различных точках пространства.

3.3. Установившееся распределение водности и влажности облаков по высоте. Изложенный выше метод решения системы уравнений переноса тепла и влаги в турбулентной атмосфере позволяет в общем (нестационарном) случае проследить за образованием и эволюцией облачности, в том числе за изменением ее границ. Однако расчет характеристик облака, когда учитываются все факторы, а сам процесс нестационарен, может быть выполнен, как правило, лишь с помощью быстродействующих ЭВМ.

Значительный познавательный и практический интерес представляет анализ установившегося (квазистационарного) распределения метеорологических величин по высоте. Формулы, с помощью которых описывается такое распределение, имеют наиболее простой вид, легко табулируются и могут быть использованы на практике.

Обратим внимание на следующее обстоятельство, установленное на основе анализа опытных синоптико-аэрологических материалов. В уравнении (3.2.6) все слагаемые имеют один и тот же порядок величины. Однако члены $\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t}$ и $u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y}$ имеют в большинстве случаев противоположные знаки. В самом деле, из опыта хорошо известно, что при адвекции более влажного (как правило, более теплого) воздуха, когда слагаемое $u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y}$ меньше нуля,¹ влагосодержание воздуха в фиксированных точках пространства со временем растет ($\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} > 0$). И наоборот, при адвекции менее влажного (как правило, более холодного) воздуха, когда слагаемое $u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y}$ больше нуля, влагосодержание

¹ В этом наиболее просто убедиться, если ось x направить вдоль скорости переноса. В этом случае

$$u > 0, v = 0, \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} < 0 \text{ и, следовательно,}$$

$$\text{но, } u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y} < 0.$$

воздуха в точках с закрепленными координатами со временем убывает ($\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} < 0$). Таким образом, слагаемые $\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}$ и $u \frac{\partial \bar{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{s}}{\partial y}$, будучи величинами одного порядка, но противоположными по знаку, в сумме дают величину, которая значительно меньше (по крайней мере, на один порядок) других членов уравнения (3.2.6). Вследствие этого при решении задачи в первом приближении уравнение (3.2.6) можно записать в виде

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\bar{s}}{dz} - w \frac{d\bar{s}}{dz} = 0. \quad (3.3.1)$$

Следует подчеркнуть, что пренебрежение адвекцией влажности в уравнении (3.2.6) ничуть не означает ее малой роли в процессах облакообразования. Из предыдущих рассуждений следует, что локальные изменения влагосодержания в значительной степени обусловлены адвекцией. Однако перераспределение влагосодержания по вертикали, от которого зависит водность и положение границ облачности, в основном определяется турбулентным обменом и упорядоченными вертикальными токами.

Поскольку все облака, имеющие практическое значение, образуются в тропосфере, решение уравнения (3.3.1) строится для слоя, заключенного между земной поверхностью и тропопаузой. Понимая под w и k некоторые средние значения для всей тропосферы, для распределения удельного влагосодержания по высоте получаем формулу, которая служит решением уравнения (3.3.1):

$$\bar{s}(z) = s_1 - \frac{s_1 - s_2}{r - 1} (r^{z/H} - 1), \quad (3.3.2)$$

где s_1 и s_2 — массовая доля пара вблизи поверхности земли ($z=0$) и на тропопаузе ($z=H$); $r = \exp\left(\frac{w}{k} H\right) = \exp \eta$ — безразмерный параметр, зависящий от w , k и H . При практических расчетах долю пара на уровне тропопаузы (в нижней стратосфере) с вполне достаточной степенью точности можно считать вследствие очень низкой температуры равной нулю ($s_2=0$).

Распределение удельного влагосодержания по высоте при различных значениях параметра $(w/k)H = \eta$ приведено на рис. 17.9. Рисунок показывает, что кривая распределения \bar{s} по высоте имеет различную кривизну при восходящих ($w > 0$) и нисходящих ($w < 0$) вертикальных токах. При отсутствии вертикальных токов ($w=0$) удельное влагосодержание — линейно убывающая функция высоты:

$$\bar{s}(z) = s_1 - \frac{s_1 - s_2}{H} z. \quad (3.3.3)$$

В случае безоблачной атмосферы формула (3.3.2) описывает распределение доли пара по высоте выше приземного слоя (особенности распределения влажности в последнем рассмотрены в главе 14). При наличии облаков формула (3.3.2) справедлива для удельного влагосодержания. Но, так как водность облаков, как правило, значительно меньше массовой доли насыщенного пара ($\delta \ll s_m$), приближенно можно считать, что формула (3.2.2)

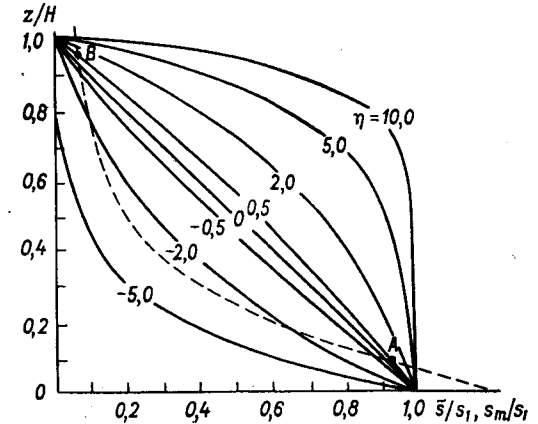


Рис. 17.9. Распределение удельного влагосодержания по высоте при различных значениях η .

описывает распределение доли пара по высоте и в случае облачной атмосферы.

Нижняя граница облака. На уровне нижней границы облака, которую обозначим через z_k , водность облака равна нулю ($\delta=0$), а согласно (3.2.17), удельное влагосодержание

$$\bar{s} = s_m \text{ при } z = z_k. \quad (3.3.4)$$

Если воспользоваться соотношением (3.2.3) и формулой (3.3.2), то равенство (3.3.4) можно переписать в виде

$$1 - \frac{r^{z_k/H} - 1}{r - 1} = \frac{E(T_k)}{E(\tau_1)} \frac{p_1}{p_k}. \quad (3.3.5)$$

Здесь $E(T_k)$ и $E(\tau_1)$ — давление насыщенного водяного пара при температуре T_k на нижней границе облака и температуре точки росы τ_1 у земной поверхности; p_k и p_1 — давление воздуха на этих уровнях. Давление воздуха на уровне z_k рассчитывается с помощью барометрической формулы

$$\ln \frac{p_k}{p_1} = -\frac{gz_k}{RT_m} \approx -\frac{gz_k}{RT_1}. \quad (3.3.6)$$

Температуру воздуха T_k на уровне нижней границы облака можно рассчитать при известных T_1 и p_1 по формуле, которая слу-

жит решением уравнения (3.2.7) для функции Π , если в отношении ее произвести те же упрощения, которые сделаны выше для функции ξ . Однако при этом получаются несколько громоздкие выражения, использование которых на практике затруднительно. Поэтому воспользуемся следующим хорошо известным фактом: температура воздуха в слое между земной поверхностью и нижней границей слоистообразных облаков линейно убывает с высотой, т. е.

$$T = T_1 - \gamma z. \quad (3.3.7)$$

Если привлечь еще уравнение Клаузиуса—Клапейрона

$$\ln \frac{E(T_K)}{E(\tau_1)} = \frac{L}{R_n} \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{T_K} \right) \approx \frac{L(T_K - \tau_1)}{R_n \tau_1^2}$$

или

$$\begin{aligned} \ln \frac{E(T_K)}{E(\tau_1)} &\approx \frac{L}{R_n \tau_1^2} [(T_1 - \tau_1) - (T_1 - T_K)] = \\ &= \frac{L}{R_n \tau_1^2} [(T_1 - \tau_1) - \gamma z_K], \end{aligned} \quad (3.3.8)$$

то формула (3.3.5) для высоты нижней границы слоистообразных облаков примет следующий вид:

$$\ln \left(1 - \frac{r^{z_K/H}}{r-1} \right) + \frac{z_K}{B} = b(T_1 - \tau_1). \quad (3.3.9)$$

Здесь $b = L/R_n \tau_1^2$, $H_1 = R \tau_1/g$, L — удельная теплота парообразования, τ_1 — температура точки росы у земной поверхности (по абсолютной шкале), $B = (b\gamma - 1/H_1)^{-1}$. В том частном случае, когда вертикальная скорость близка к нулю ($w \approx 0$), формула для высоты нижней границы облака принимает вид

$$\ln \left(1 - \frac{z_K}{H} \right) + \frac{z_K}{B} = b(T_1 - \tau_1). \quad (3.3.10)$$

Значения параметра B приведены в табл. 17.19.

Если высота нижней границы облаков не больше 500—600 м, то формула (3.3.10) может быть записана в еще более простом виде:

$$z_k = D(T_1 - \tau_1), \quad (3.3.11)$$

где $D = b(b\gamma - 1/H - 1/H_1)^{-1}$ — множитель, зависящий в основном от γ и τ_1 . Частным случаем формулы (3.3.11), когда $\gamma = \gamma_a$, служит формула Ферреля (в этом случае $D = 122$ м/К).

Согласно формулам (3.3.9)—(3.3.11), высота нижней границы облака зависит от следующих параметров: а) дефицита точки росы $\Delta_1 = T_1 - \tau_1$ вблизи земной поверхности (увеличение Δ_1 сопровож-

Таблица 17.19. Значения параметра $10^{-3}B$ (м)

τ_1 °C	γ °C/100 м								
	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
—70	20,50	9,11	5,86	4,32	3,42	2,83	2,41	2,10	1,86
—60	24,85	10,50	6,68	4,89	3,86	3,18	2,71	2,36	2,09
—50	30,70	12,20	7,59	5,52	4,33	3,57	3,03	2,63	2,33
—40	38,10	14,10	8,61	6,21	4,85	3,98	3,38	2,93	2,59
—30	48,50	16,30	9,77	6,98	5,43	4,45	3,76	3,26	2,88
—20	62,20	18,90	11,10	7,85	6,08	4,96	4,18	3,62	3,19
—10	85,30	21,80	12,50	8,77	6,75	5,49	4,62	4,00	3,52
0	—	25,20	14,10	9,77	7,48	6,06	5,05	4,39	3,86
10	—	29,20	15,80	10,90	8,26	6,67	5,59	4,81	4,20
20	—	34,00	17,30	12,10	9,13	7,34	6,14	5,27	4,62
30	—	39,70	20,00	13,40	10,12	8,05	6,71	5,76	5,05
40	—	46,10	22,40	14,80	11,00	8,79	7,31	6,26	5,50

дается ростом z_K); б) вертикального градиента температуры γ (увеличение γ ведет к уменьшению z_K); в) температуры точки росы τ_1 (увеличение τ_1 сопровождается ростом z_K); г) безразмерного параметра $\eta = (w/k)H$ (увеличение η ведет к уменьшению z_K).

Расчет z_K по формулам (3.3.9)—(3.3.11) выполняется с помощью графиков.

3.4. Водность, верхняя граница и толщина облака. Развитые выше представления о закономерностях распределения удельного влагосодержания с высотой могут быть достаточно эффективно использованы для разработки методики определения верхней границы облаков. С этой целью сместим начало координат на уровень нижнего основания облака, начав отсчитывать высоту от последнего. Если под w и k понимать средние значения вертикальной скорости и коэффициента турбулентности в слое между нижней границей облака и тропопаузой, то решение уравнения (3.3.1) в этом случае будет иметь вид

$$\xi(z) = s_K \left(1 - \frac{r^{z/H^*} - 1}{r-1} \right). \quad (3.4.1)$$

Здесь $s_K = s_m(z_K)$ — доля насыщенного водяного пара на уровне нижней границе облака; H^* — превышение тропопаузы над нижней границей облака; $r = \exp\left(\frac{w}{k} H^*\right)$. При этом, основываясь на опытных данных, долю пара на уровне тропопаузы принимаем равной нулю ($s_2 \approx 0$). Исследуем прежде всего распределение водности облака с высотой. Согласно (3.2.17) и (3.4.1), имеем

$$\delta(z) = s_K \left(1 - \frac{r^{z/H^*} - 1}{r-1} \right) - s_m(z) \quad (3.4.2)$$

или

$$\frac{\delta(z)}{s_k} = \frac{r - r^{z/H^*}}{r - 1} - \frac{s_m(z)}{s_m(z_k)}. \quad (3.4.3)$$

Так как по уравнению Клаузиуса—Клапейрона и барометрической формуле

$$\ln \frac{s_m(z)}{s_m(z_k)} = \frac{L}{R_{\text{п}}} \left(\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T} \right) + \frac{gz}{RT_k},$$

то, предполагая, как и выше, линейную зависимость температуры воздуха от высоты ($T = T_k - \gamma z$), запишем формулу (3.4.3) в виде

$$\frac{\delta(z)}{s_k} = \frac{r - r^{z/H^*}}{r - 1} - \exp\left(-\frac{H^*}{B} \frac{z}{H^*}\right), \quad (3.4.4)$$

где $\frac{1}{B} = \frac{L\gamma}{R_{\text{п}}T_k^2} - \frac{g}{RT_k}$ — параметр, имеющий ту же структуру и смысл, что и в формуле (3.3.10). Определить B можно также с помощью табл. 17.19, если в ней заменить t_1 на T_k .

В случае когда вертикальная скорость мала ($w \approx 0$) или очень велик коэффициент турбулентности (а в общем случае — мал параметр $\eta = \frac{w}{k} H^*$), формула (3.4.4) принимает вид

$$\frac{\delta_0(z)}{s_k} = \left(1 - \frac{z}{H^*}\right) \exp\left(-\frac{H^*}{B} \frac{z}{H^*}\right). \quad (3.4.5)$$

Зависимость отношения $\delta_0(z)/s_k$ от безразмерной высоты z/H^* при различных значениях B/H^* представлена на рис. 17.10.

Выясним, как изменяется водность облака с изменением температуры воздуха (T_k) на нижней границе облака и вертикального градиента (γ) температуры между z_k и тропопаузой. Если $\gamma = \text{const}$, а T_k растет, то увеличивается s_k , а вместе с ней $\delta_0(z)$, поскольку, согласно формулам (3.4.4) и (3.4.5), водность пропорциональна массовой доле пара s_k . Однако при этом, как показывает табл. 17.19, растет и параметр B , что вызывает, согласно рис. 17.10, уменьшение водности облака. Однако увеличение водности под влиянием s_k более значительно (s_k — нелинейная, сильно растущая при возрастании T_k функция), чем уменьшение ее под влиянием B . Таким образом, при одинаковых значениях других параметров (η , γ) водность облака на всех высотах растет при увеличении температуры на нижней границе его. При этой причине водность облаков в среднем тем больше, чем меньше высота (z_k) их нижней границы (основания). В частности, водность облаков нижнего яруса больше, чем водность облаков среднего и, тем более, верхнего яруса.

Если температура T_k на уровне основания облака постоянна ($T_k = \text{const}$), а растет вертикальный градиент (γ) температуры, то, согласно табл. 17.19, уменьшается параметр B и, согласно рис. 17.10, увеличивается водность и толщина облака.

Для выяснения роли вертикальных токов (в общем случае — параметра $\eta = \frac{w}{k} H^*$) составим разность $\Delta\delta = \delta(z) - \delta_0(z)$, которая при одних и тех же значениях T_k и γ , как следует из формул (3.4.4) и (3.4.5), равна

$$\frac{\Delta\delta}{s_k} = \frac{z}{H^*} - \frac{r^{z/H^*} - 1}{r - 1}. \quad (3.4.6)$$

Зависимость отношения $\Delta\delta/s_k$ от z/H^* при различных значениях η изображена на рис. 17.11. Видно что под влиянием восходящих вертикальных токов ($\eta > 0$) водность облака возрастает (по сравнению с облаком, в котором $w \approx 0$) и максимум ее смещается по направлению к верхней границе облака.

Из краткого анализа формул (3.4.4) и (3.4.5) следует, что водность облака и ее распределение с высотой определяются большим числом факторов (T_k , γ , w , k , H^* , z), сочетание и изменение которых приводит к появлению огромного разнообразия профилей водности, а вместе с этим видов и разновидностей облаков.

После того, как исследовано распределение водности с высотой, сравнительно просто решается вопрос о расчете высоты верхней границы облаков. Согласно определению, последняя представляет собой такой уровень, на котором водность облака обращается в нуль. Если обозначить высоту верхней границы над основанием облака через z^* , то $\delta(z^*) = 0$. Приравнявая правую часть соотношения (3.4.4) к нулю, получаем следующую формулу для определения толщины слоистообразной облачности:

$$\frac{z^*}{H^*} = \frac{B}{H^*} \ln \frac{r - 1}{r - r^{z^*/H^*}}. \quad (3.4.7)$$

Результаты расчета величины z^*/H^* по последнему уравнению графически изображены на рис. 17.12. По осям этого рисунка отложены безразмерные отношения B/H^* и z^*/H^* , а сплошные кривые соответствуют различным значениям безразмерного параметра

$$\eta = \frac{w}{k} H^*.$$

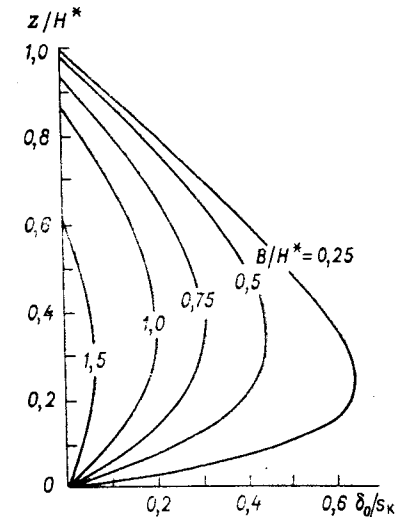


Рис. 17.10. Распределение удельной водности по высоте при $w \approx 0$.

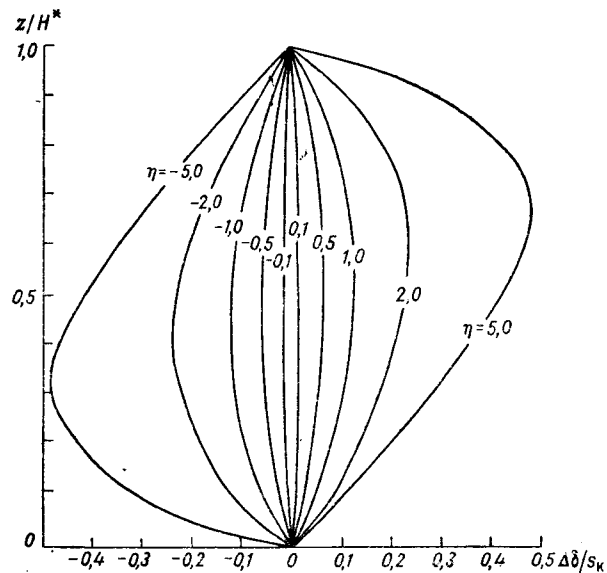


Рис. 17.11. График для определения разности $\Delta\delta = \delta(z) - \delta_0(z)$.

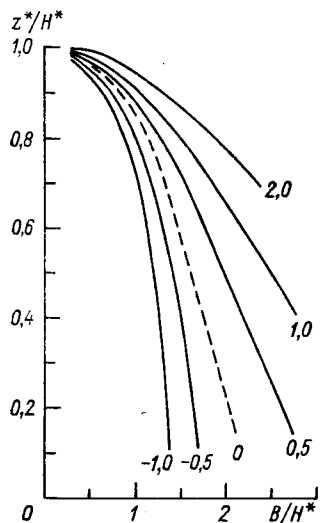


Рис. 17.12. Номограмма для расчета высоты верхней границы слоистообразной облачности.

Физически понятна зависимость z^* от η (при фиксированном B с ростом η толщина облака увеличивается) и вертикального градиента температуры γ (при $\eta = \text{const}$ увеличение γ сопровождается уменьшением B и ростом толщины облака). Не вполне очевидна (с первого взгляда) зависимость z^* от температуры T_k на нижней границе облака: с ростом ее параметр B , согласно табл. 17.19, увеличивается и, следовательно, при $\gamma = \text{const}$ и $\eta = \text{const}$ толщина облака уменьшается. Однако такая зависимость становится ясной, если обратиться к рис. 17.9. На этом рисунке наряду с кривыми распределения удельного влагосодержания \tilde{s}/s_1 нанесена штриховая кривая s_m/s_1 . Точки пересечения этой кривой с кривыми \tilde{s}/s_1 (например, точки A и B при $\eta = 0,5$) определяют положение нижней и верхней границ облака, а расстояние по горизонтали между этими кривыми представляет собой удельную водность, поделенную на s_1 (т. е. δ/s_1). Положение кривой $s_m(z)/s_1$ зависит от температуры и влажности воздуха при $z=0$, распределения температуры и давления с высотой. Нетрудно видеть, что точка A (нижняя граница облака) располагается тем ниже, чем меньше дефицит точки росы Δ_1 при $z=0$, больше γ (т. е. быстрее падает температура с высотой) или η (т. е. больше прежде всего w).

Если под нулевым уровнем ($z=0$) понимать нижнюю границу облака и наряду с кривыми \tilde{s}/s_k построить кривые s_m/s_k для нескольких значений температуры (все эти кривые начинаются в точке $(1, 0)$, то окажется, что чем выше температура T_k , тем более медленно при $\gamma = \text{const}$ убывает с высотой отношение $s_m(z)/s_k$ и, как следствие, ниже лежит точка пересечения кривых s_m и \tilde{s} (при фиксированном η), определяющая высоту (z^*) верхней границы облака. Таким образом, чем выше температура на уровне основания облака, тем, при прочих равных условиях ($\gamma = \text{const}$, $\eta = \text{const}$), меньше толщина облака.

3.5. Учет падения облачных элементов под влиянием силы тяжести. В случае, когда облачные элементы становятся достаточно крупными и из облака начинают выпадать осадки, необходимо учитывать поток влаги, обусловленный падением капель воды под влиянием силы тяжести. Уравнение переноса влаги в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + u \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{s}}{\partial y} + w \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tilde{s}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial Q_k}{\partial z}, \quad (3.5.1)$$

где Q_k — поток капель воды и кристаллов льда под влиянием силы тяжести (в $\text{кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$). С учетом сделанного выше замечания относительно знаков нестационарного и адвективного членов уравнение (3.5.1) можно записать в виде

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\tilde{s}}{dz} - w \frac{d\tilde{s}}{dz} - \frac{1}{\rho} \frac{dQ_k}{dz} = 0. \quad (3.5.2)$$

Это уравнение назовем *уравнением баланса влаги в облаке*.

Остановимся прежде всего на получении соотношений для потока Q_k . Если $v(r)$ означает скорость падения капель радиусом r и $f(r)$ — функцию распределения капель по размерам (см. п. 6 главы 18), то вследствие падения капель, радиус которых заключен между r и $r+dr$, за 1 с через 1 м² горизонтальной площадки проходит масса воды, равная

$$nf(r) \frac{4}{3} \pi \rho_k r^3 v(r) dr.$$

Здесь n — общее число капель и кристаллов в 1 м³ облачного воздуха, ρ_k — плотность капель воды или кристаллов льда. Суммируя последнее выражение по всем радиусам, получаем следующую формулу для потока капель воды и кристаллов льда:

$$Q_k = - \frac{4}{3} \pi n \rho_k \int_0^{\infty} r^3 f(r) v(r) dr \quad (3.5.3)$$

(потоки, направленные вниз, считаем отрицательными). С другой стороны, можно записать следующее соотношение для удельной водности облака:

$$\delta = \bar{s} - s_m = \frac{n}{\rho} \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi \rho_k r^3 f(r) dr, \quad (3.5.4)$$

где n/ρ — число капель и кристаллов льда в 1 кг воздуха.

Из сравнения (3.5.3) и (3.5.4) следует

$$Q_k = -\rho (\bar{s} - s_m) \bar{v}, \quad (3.5.5)$$

где через \bar{v} обозначена средневзвешенная (по массе) скорость падения облачных элементов, равная

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 f(r) v(r) dr}{\int_0^{\infty} r^3 f(r) dr}. \quad (3.5.6)$$

С учетом соотношения (3.5.5) уравнение баланса влаги в облаке можно переписать в виде

$$\frac{d}{dz} \left(k \frac{d\bar{s}}{dz} \right) - w \frac{d\bar{s}}{dz} + \frac{d\bar{v} (\bar{s} - s_m)}{dz} = 0. \quad (3.5.7)$$

Поскольку скорость \bar{v} представляет интерес не только в связи с решением рассматриваемой задачи, остановимся на ее анализе несколько подробнее. Скорость падения капель воды в воздухе, в отличие от твердых частиц, с ростом размеров неограниченно не возрастает, а стремится вследствие сплющивания капель к некото-

рому конечному значению. Анализ экспериментальных материалов, среди которых наиболее полными являются данные Р. Ганна и Р. Кинцера, показал, что зависимость скорости падения капель от радиуса с вполне удовлетворительной точностью может быть аппроксимирована следующей формулой:

$$v(r) = v_{\infty} [1 - \exp(-ar)]. \quad (3.5.8)$$

Постоянные v_{∞} и a , определенные по способу наименьших квадратов, оказались равными: $v_{\infty} = 995$ см/с, $a = 12 \cdot 10^{-4}$ мкм⁻¹.

Насколько удовлетворительно формула (3.5.8) согласуется с опытными данными Ганна и Кинцера, показывает рис. 17.13. Согласно этому рисунку, рассчитанная по формуле (3.5.8) скорость падения капель несколько завышена (по сравнению с экспериментальной) при малых r и несколько занижена при больших значениях радиуса капель. При вычислении средневзвешенной скорости \bar{v} ошибки расчета $v(r)$, поскольку они разного знака, будут в значительной степени скомпенсированы.

В формулу (3.5.6), кроме $v(r)$, входит функция распределения капель по размерам. На основе результатов, изложенных в п. 6 главы 18, функцию распределения можно взять в следующем виде:

$$f(r) = \frac{4r^2}{r_m^3} \exp\left(-\frac{2r}{r_m}\right), \quad (3.5.9)$$

где r_m — радиус капель, при котором $f(r)$ достигает максимума.

Подставив в (3.5.6) определенные формулами (3.5.8) и (3.5.9) функции $f(r)$ и $v(r)$ и выполнив интегрирование, получим

$$\bar{v} = v_{\infty} \left[1 - \frac{64}{(2 + ar_m)^6} \right]. \quad (3.5.10)$$

Средневзвешенная скорость падения капель воды при различных r_m равна:

r_m мкм	5	10	15	20	50	100	200	500	1000
\bar{v} см/с . . .	18	34	52	72	161	292	480	790	935

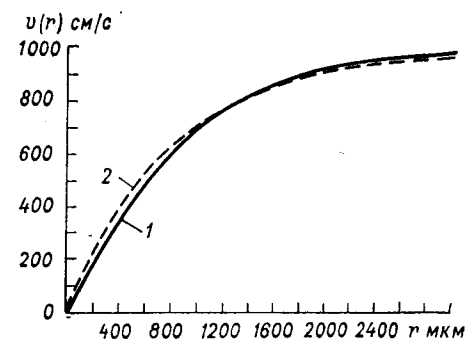


Рис. 17.13. Зависимость скорости падения капель от радиуса.
1 — опытные данные, 2 — расчет по формуле (3.5.8).

Радиус r_m в свою очередь зависит от водности облака или интенсивности осадков.

3.6. Влагосодержание вертикального столба. При решении ряда задач, в частности при оценке количества осадков, которые могут выпасть из облака, необходимо знать влагосодержание вертикального столба единичного сечения, располагающегося над пунктом наблюдения. Обозначим его через Q . Поскольку в элементарном столбе толщиной dz масса влаги равна $\tilde{s}(z)\rho(z)dz$, влагосодержание столба от земной поверхности до тропопаузы равно

$$Q = \int_0^H \tilde{s}(z) \rho(z) dz.$$

Распределение плотности в тропосфере описывается формулой $\rho(z) = \rho_1 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$, где ρ_1 — плотность воздуха при $z=0$. Если теперь для $\tilde{s}(z)$ воспользоваться формулой (3.3.2), то, выполнив интегрирование, получим (при $s_2 \approx 0$)

$$Q = \rho_1 s_1 \frac{H}{r-1} \left\{ r [1 - \exp(-1)] + \frac{1}{\eta-1} [1 - \exp(\eta-1)] \right\}, \quad (3.6.1)$$

где $\rho_1 s_1 = a_1$ — абсолютная влажность у земной поверхности ($z=0$),

$$\eta = \frac{w}{k} H, \quad r = \exp\left(\frac{w}{k} H\right).$$

Нетрудно видеть, что влагосодержание вертикального столба пропорционально a_1 и H . Оно существенно зависит при заданных a_1 и H от безразмерного параметра η . В результате расчета отношения $Q/a_1 H$ по исходной формуле получены следующие значения:

η	-10	-5	-2	-1	-0,5	0	0,5	1	2	5	10
$Q/a_1 H$	0,091	0,162	0,267	0,316	0,343	0,368	0,393	0,419	0,462	0,545	0,586

С ростом η , т. е. с увеличением вертикальной скорости, отношение $Q/a_1 H$ возрастает. Значения Q составляют, как правило, несколько десятков кг/м^2 . Так, при $T_1 = 15^\circ\text{C}$, $f_1 = 0,5$, $H = 10$ км и $\eta = 5$ получаем:

$$Q = 0,545 \cdot 9,5 \cdot 10^{-3} \cdot 10^4 \approx 51,7 \text{ кг/м}^2.$$

С ростом приземной температуры T_1 (при заданных f_1 и H) Q растет (поскольку растет a_1), при этом тем быстрее, чем выше температура. При фиксированной T_1 влагосодержание Q — линейно растущая функция приземной относительной влажности f_1 .

Формула (3.6.1) получена при постоянной вертикальной скорости (точнее, при $\eta = \text{const}$) и без учета выпадения осадков. Бо-

лее точные результаты можно получить, если отказаться от этих ограничений, путем интегрирования уравнения (3.5.7) с помощью численных методов. Зависимость w от высоты описывалась формулой

$$w(z) = 4w_m \frac{z}{H} \left(1 - \frac{z}{H}\right),$$

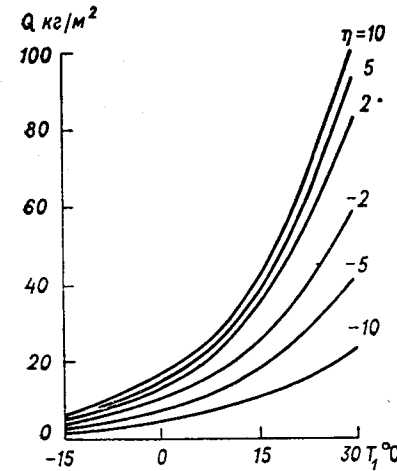


Рис. 17.14. Зависимость влагосодержания вертикального столба от T_1 и η (при фиксированных $f_1 = 0,7$ и $\zeta = 0$).

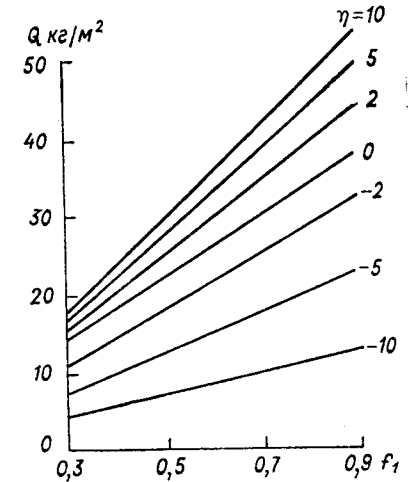


Рис. 17.15. Зависимость влагосодержания вертикального столба от f_1 и η (при $T_1 = 15^\circ\text{C}$ и $\zeta = 0$).

а средневзвешенная скорость \tilde{v} принималась постоянной (здесь w_m — максимальное значение w , которое достигается на высоте $z = H/2$).

Анализ уравнения (3.5.7) показал, что влагосодержание Q зависит от четырех величин: $\eta = \frac{w_m H}{k_\infty}$, $\zeta = \frac{\tilde{v} H}{k_\infty}$ (эти величины безразмерные), приземных температуры T_1 и относительной влажности f_1 . Величина k_∞ — коэффициент турбулентности выше пограничного слоя атмосферы; внутри же этого слоя учтена зависимость k от z по экспоненциальной формуле, согласованной с достижениями теории подобия.

Зависимость Q от T_1 и η при фиксированных $f_1 = 0,7$ и $\zeta = 0$ иллюстрируется рис. 17.14. С увеличением T_1 и η влагосодержание вертикального столба растет. Увеличение приземной относительной влажности f_1 сопровождается практически линейным ростом Q

(рис. 17.15). Если известно распределение температуры, то можно определить и *водозапас облака* Q_0 — массу капельножидкой воды в вертикальном столбе единичного сечения. Результаты расчета Q_0 представлены на рис. 17.16. Водозапас облака растет с увеличением приземной температуры T_1 и резко уменьшается с ростом скорости падения облачных элементов. Насколько существенно влияет на Q_0 вертикальная скорость, показывают следующие данные (при $\zeta=0$, $T_1=15^\circ\text{C}$, $\gamma=0,65^\circ\text{C}/100\text{ м}$, $f_1=0,9$, $H=10\text{ км}$):

η	-2	0	2	5	10
$Q_0\text{ кг/м}^2$	4,84	13,7	22,3	30,8	36,0

При заданной вертикальной скорости ($\eta=2$) водозапас Q_0 резко уменьшается с увеличением скорости падения:

ζ	0	1	2	3	4
$Q_0\text{ кг/м}^2$	22,3	17,1	11,4	5,8	1,3

(при тех же значениях T_1 , f_1 , γ и H , что и выше).

Приведем сведения о зависимости максимальных (по высоте) значений удельной влажности (δ_m) облака от параметра η (при $\zeta=0$; $T_1=15^\circ\text{C}$, $\gamma=0,65^\circ\text{C}/100\text{ м}$; $f_1=0,9$ и $H=10\text{ км}$):

η	-2	0	2	3	4
$\delta_m/s_m(T_1, p_1)$	0,108	0,286	0,458	0,632	0,749

и от параметра ζ (при $\eta=2$, $T_1=15^\circ\text{C}$, $\gamma=0,65^\circ\text{C}/100\text{ м}$, $f_1=0,9$ и $H=10\text{ км}$):

ζ	0	1	2	3	4
$\delta_m/s_m(T_1, p_1)$	0,458	0,358	0,248	0,139	0,042

Видно, что параметры η и ζ оказывают очень сильное влияние на максимальные значения (а вместе с ними и на весь профиль) влажности облака.

В последние 10—15 лет влагосодержание атмосферы и водозапас облаков были измерены с помощью радиометрической аппаратуры, устанавливаемой на спутниках (А. М. Обухов, А. Е. Башаринов и др.). Анализ результатов наблюдений показал, что измеренные Q и Q_0 по порядку величины совпадают со значениями этих характеристик, полученными расчетным путем. Более того, наблюдениями подтверждены и некоторые связи, указываемые теорией, прежде всего зависимость Q и Q_0 от приземной температуры.

В качестве примера на рис. 17.17 приведены данные о водозапасе облаков (Q_0) и содержании водяного пара в вертикальном столбе (т. е. разность $Q - Q_0$) над Тихим океаном по измерениям со спутника «Космос-243» 24 сентября 1968 г. Разность $Q - Q_0$ близка к влагосодержанию Q , поскольку Q_0 значительно меньше Q . Видно, что влагосодержание Q изменяется в данном примере от 25 до 60 кг/м^2 , водозапас облаков не превышает 2 кг/м^2 . Расчеты Q_0 по измеренной с самолетов влажности облаков и спутниковые данные показали, что водозапас $Q_0 > 0,8\text{ кг/м}^2$ характерен для кучево-дождевых облаков; водозапас слоистообразной и волнистообразной облачности изменяется чаще всего в интервале 0,05—0,7 кг/м^2 .

В данном примере значения Q_0 , превышающие 1 кг/м^2 , наблюдаются в зоне шириной около 100 км вблизи 10° с. ш. (это так называемая внутритропическая зона конвергенции). Здесь же велико и влагосодержание атмосферы ($Q > 40\text{ кг/м}^2$ в зоне шириной около 1100 км). Большие значения Q_0 (более 1 кг/м^2) наблюдаются севернее 40° с. ш. Здесь отмечалась мощная облачность теплого фронта вблизи центра глубокого циклона. Водозапас облаков, как показывает рис. 17.17, резко изменяется на сравнительно небольших расстояниях (ширина отдельных выбросов составляет 100—150 км). Такие колебания Q_0 можно объяснить влиянием динамических факторов (в изложенной выше теории это параметры η и ζ). Резкое увеличение Q_0 вблизи 10° с. ш. и в зоне фронта объясняется возрастанием вертикальных скоростей. Однако можно отметить, что с помощью радиометрической аппаратуры, устанавливаемой на спутниках, фиксируется облачность, из которой выпадают достаточно интенсивные осадки. Об этом свидетельствует тот факт, что измеренные водозапасы облаков, как правило, не превышают 2 кг/м^2 . На рис. 17.16 это область, соответствующая большим значениям параметра ζ (т. е. осадкам большой интенсивности).

В дальнейшем, когда информация о Q и Q_0 будет массовой и начнет поступать в прогностические центры, графики, подобные рис. 17.14—17.16, можно будет использовать для определения вертикальной скорости и интенсивности осадков.

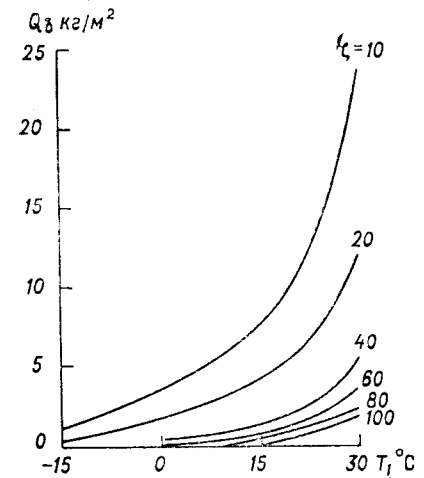


Рис. 17.16. Зависимость водозапаса облаков от T_1 и ζ (при $\eta=5$, $f_1=0,7$ и $\gamma=0,65^\circ\text{C}/100\text{ м}$).

Определение содержания пара в вертикальном столбе (Q_s) и водозапаса облаков (Q_δ) с помощью радиометров (измеряющих потоки собственного теплового радиоизлучения атмосферы, обла-

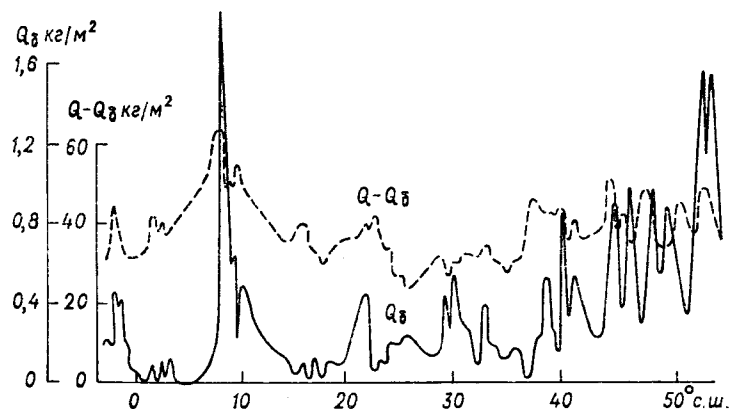


Рис. 17.17. Водозапас облаков (Q_δ) и содержание водяного пара ($Q - Q_\delta$) в вертикальном столбе над Тихим океаном (по наблюдениям со спутника «Космос-243» 24 сентября 1968 г.).

ков и осадков в микроволновом диапазоне длин волн — от 1 м до 1 мм) производится также по данным наблюдений с поверхности земли (в частности, с борта экспедиционных судов).

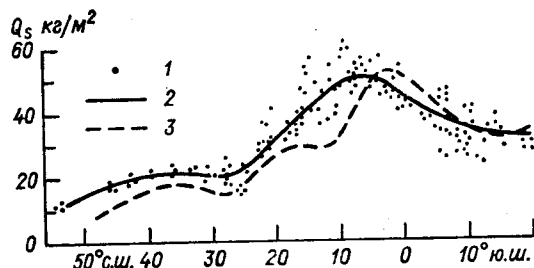


Рис. 17.18. Меридиональный профиль Q_s над Атлантическим океаном.

1 — данные измерений с 17 июня по 31 августа 1972 г., 2 — среднее из этих данных, 3 — среднее по измерениям в феврале—мае 1969 г.

На рис. 17.18 приведен меридиональный профиль Q_s над Атлантическим океаном в широтной зоне 53° с. ш. — 22° ю. ш. по наблюдениям с 17 июня по 31 августа 1972 г. и в феврале—мае 1969 г. Видно, что в субтропиках (45 — 25° с. ш.) содержание пара сравнительно невелико (22 — 23 кг/м²). Наиболее сухой воздух ($Q_s = 15 \div 20$ кг/м²) наблюдается в области азорского антицик-

лона (26 — 30° с. ш.). Наибольшие значения Q_s отмечаются во внутритропической зоне конвергенции (ВЗК), которая в июне—августе 1972 г. находилась на 7 — 9° с. ш., а в феврале—мае 1969 г. — на 3 — 4° с. ш. Среднее значение Q_s в ВЗК составило 50 кг/м², максимальное 65 кг/м², минимальное 32 кг/м².

Для определения Q , Q_s и Q_δ широко используются данные радио- и самолетного зондирования атмосферы. Если в формуле

$$Q_s = \int_0^H s(z) \rho(z) dz = -\frac{1}{g} \int_{p_0}^{p_H} s(p) dp$$

(здесь переход от интеграла по z к интегралу по давлению осуществлен по уравнению статики) последний интеграл представить в виде суммы, то выражение для Q_s приведем к виду

$$Q_s = 0,0102 \sum_{i=1}^N \bar{s}_i \Delta p_i, \quad (3.6.2)$$

где \bar{s}_i — среднее значение массовой доли пара (в %) в слое, за-

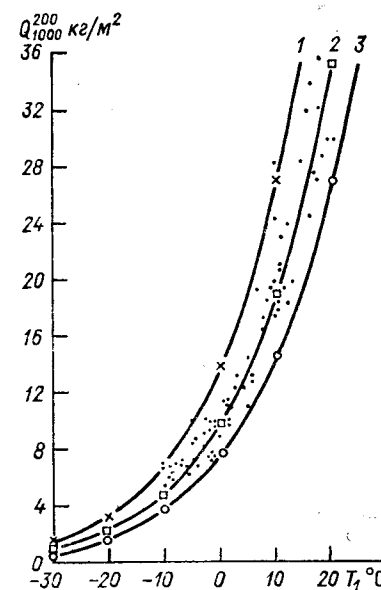


Рис. 17.19. Связь между T_1 и Q_{1000}^{200} при пасмурной погоде (облачность 8—10 баллов).
1) $\eta=0,5$, $f_1=70\%$; 2) $\eta=0,5$, $f_1=50\%$; 3) $\eta=0,1$, $f_1=40\%$.

ключенном между уровнями p_{i-1} и p_i ; $\Delta p_i = p_{i-1} - p_i$ (в гПа), N — число слоев, на которые разделена тропосфера, Q_s — в кг/м².

На рис. 17.19 и 17.20 сопоставляются средние месячные значения Q_s в столбе между уровнями 1000 и 200 гПа, определенные по данным радиозондирования атмосферы за 1961—1970 гг. в ряде точек территории СССР, с температурой воздуха (T_1) у земной поверхности. На эти рисунки нанесены все данные — по всем пунктам и в различные сезоны года, однако, прежде чем осреднять, они были разделены на две группы — соответствующие пасмурной (облачность 8—10 баллов) и малооблачной (0—2 балла) погоде. Точками на рисунках изображены опытные значения Q_s в столбе от 1000 до 200 гПа, кривыми — результаты расчета по методике, кратко рассмотренной выше, при тех значениях параметров, которые указаны в подписях к рисункам.

Видно, что во всех географических районах зависимость опытных Q_s от T_1 и η согласуется с предсказаниями теории. При облачности 8—10 баллов (рис. 17.19) все точки располагаются между расчетными кривыми, соответствующими положительным значе-

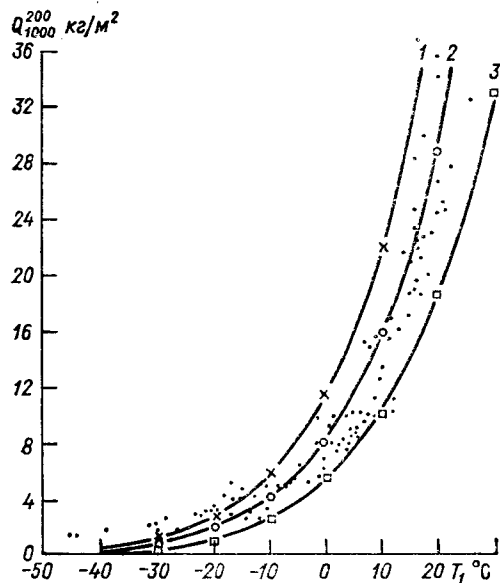


Рис. 17.20. Связь между T_1 и Q_{1000}^{200} при малооблачной погоде (облачность 0—2 балла).

1) $\eta = -1$, $f_1 = 70\%$; 2) $\eta = -1$, $f_1 = 50\%$; 3) $\eta = -5$, $f_1 = 60\%$.

ниям параметра η , в то время при малооблачной погоде (рис. 17.20) — между кривыми, соответствующими значениям $\eta < 0$. Таким образом, при пасмурной погоде преобладает восходящее ($\eta > 0$, $w > 0$), а при малооблачной — нисходящее ($\eta < 0$, $w < 0$) движение воздуха.

4 Влияние вертикальных токов, турбулентного обмена и радиации на профиль температуры

Анализируемые факторы позволяют объяснить особенности распределения температуры, которые наблюдаются в атмосфере в связи с образованием и эволюцией облаков. Важнейшими из этих особенностей являются инверсии температуры, образование которых часто связано с облачностью.

Из качественно-физических рассуждений очевидно, что процесс облакообразования сказывается на распределении температуры с высотой. Так, физически ясно, что под влиянием вертикальных

токов и эффекта тепла конденсации может образоваться как подоблачная, так и надоблачная инверсия температуры. В самом деле, если под влиянием восходящих вертикальных токов ($w > 0$) воздух выше некоторого уровня z_k достиг состояния насыщения и начался процесс облакообразования, то локальные изменения температуры (под влиянием w) ниже этого уровня рассчитываются по формуле (см. п. 4, главы 9)

$$\partial T / \partial t = w (\gamma - \gamma_a), \quad (4.1)$$

где $\gamma_a \approx 1^\circ\text{C}/100\text{ м}$ — сухоадиабатический градиент. В то же время

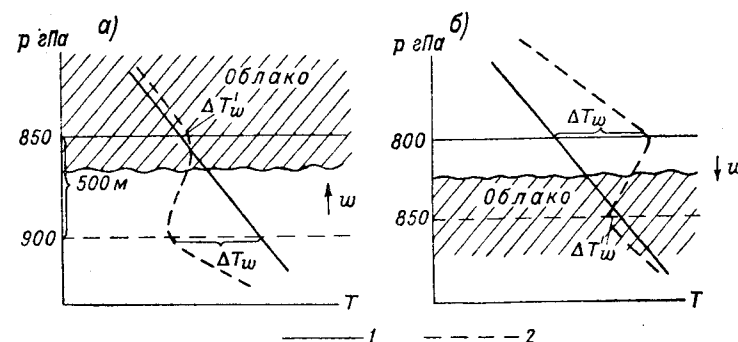


Рис. 17.21. Схема образования подоблачной (а) и надоблачной (б) инверсии динамического происхождения; кривые стратификации в начальный момент (1) и через некоторый промежуток времени (2).

выше уровня z_k эти изменения описываются формулой

$$\partial T / \partial t = w (\gamma - \gamma'_a), \quad (4.2)$$

где γ'_a — влажноадиабатический градиент.

Пусть воздушная масса совершает восходящее движение (например, со средней скоростью $w = 2\text{ см/с}$); уровень конденсации в ней располагается вблизи изобарической поверхности 850 гПа, где температура $T_k = 5^\circ\text{C}$; начальное распределение температуры характеризуется $\gamma = 0,60^\circ\text{C}/100\text{ м}$ (рис. 17.21 а). Тогда изменение температуры ΔT_w вблизи изобарической поверхности 900 гПа, где воздух не насыщен, по формуле (4.1) составит

$$\Delta T_w = 2 \cdot 12 \cdot 60 \cdot 60 (0,60 - 0,98) \cdot 10^{-4} = -3,3^\circ\text{C}/12\text{ ч.}$$

Таким образом, температура на уровне 900 гПа упадет на $3,3^\circ\text{C}$ и по истечении 12 ч составит $4,7^\circ\text{C}$ (начальная температура на этом уровне равна 8°C , поскольку температура на уровне 850 гПа принята равной 5°C , толщину слоя 900—850 гПа считаем равной 500 м; а градиент температуры $\gamma = 0,6^\circ\text{C}/100\text{ м}$).

В то же время вблизи изобарической поверхности 850 гПа, где началась конденсация водяного пара, температура изменится, согласно формуле (4.2), на

$$\Delta T'_w = 2 \cdot 12 \cdot 60 \cdot 60 (0,60 - 0,56) \cdot 10^{-4} \approx 0,4 \text{ } ^\circ\text{C}/12 \text{ ч,}$$

т. е. через 12 ч температура на уровне 850 гПа составит $5,4 \text{ } ^\circ\text{C}$ ($\gamma'_a = 0,56 \text{ } ^\circ\text{C}/100 \text{ м}$).

Таким образом, в слое 900—850 гПа под влиянием восходящего движения воздуха и эффекта конденсации водяного пара образовалась инверсия температуры с вертикальным градиентом $\gamma = -0,7/5 = -0,14 \text{ } ^\circ\text{C}/100 \text{ м}$. Такую инверсию температуры можно назвать *подоблачной инверсией динамического происхождения*. Рассмотренный эффект играет существенную роль в образовании фронтальных инверсий температуры, над которыми располагаются облачные системы слоистообразных облаков Ns—As—Cs.

В табл. 17.20 и 17.21 приведены фактические данные о распределении температуры во фронтальной зоне (по результатам 336 случаев прохождения теплых фронтов через Киев и Харьков). Согласно данным табл. 17.21, вертикальный градиент температуры во фронтальной зоне близок к значению, полученному выше расчетным путем. Если же учесть, что во фронтальной зоне может наблюдаться (см. табл. 17.20) изотермическое ($\gamma = 0$) и нормальное ($\gamma > 0$) распределение температуры более чем в половине случаев, то становится очевидным, что вертикальные движения и тепло конденсации вполне могут обусловить наблюдаемое распределение температуры.

Таблица 17.20. Повторяемость (%) различных типов распределения температуры с высотой во фронтальной зоне

Сезон	Инверсия	Изотермия	Замедленное падение
Зима	43	17	40
Весна	41	26	33
Начало лета	12	18	70

Вертикальный градиент температуры вблизи верхней границы облака при восходящих вертикальных токах со временем увеличивается, поскольку в облаке температура, согласно формуле (4.2), или медленно понижается (во времени), или даже возрастает (при $\gamma > \gamma'_a$). В то же время над облаком температура, согласно формуле (4.1), быстро уменьшается (во времени).

Это заключение находится в согласии с известным из наблюдений фактом, согласно которому в верхней тропосфере (на высотах

Таблица 17.21. Количественные характеристики инверсионных слоев во фронтальной зоне (ΔT — разность температур на верхней и нижней границах инверсии)

Направление движения фронта	Месяц	Средняя толщина слоя инверсии, м	$\Delta T \text{ } ^\circ\text{C}$	$\gamma \text{ } ^\circ\text{C}/100 \text{ м}$
С запада	Март	530	1,5	-0,30
	Апрель	440	1,2	-0,27
	Май	380	0,6	-0,20
С юга	Март	600	1,9	-0,31
	Апрель	500	0,8	-0,16
	Май	310	0,4	-0,13
С северо-запада	Март	400	0,8	-0,20

6—9 км) вертикальные градиенты температуры больше, чем в средней и нижней тропосфере, где образуются облака большей водности.

Если, после того как под влиянием восходящих вертикальных токов образовалось облако, восходящие вертикальные движения сменяются нисходящими, то *инверсия температуры возникает над облаком*. В самом деле (рис. 17.21 б), если внутри некоторого слоя к моменту возникновения нисходящих токов ($w < 0$) уже существовало облако, то над облаком (в ненасыщенном воздухе) будет наблюдаться рост (во времени) температуры (в формуле (4.1) $w < 0$, $\gamma < \gamma_a$), в облаке же — или падение (в формуле (4.2) $w < 0$, $\gamma > \gamma'_a$), или очень слабое повышение (при $\gamma < \gamma'_a$). В том и другом случае вблизи верхней границы создаются условия, благоприятные для образования инверсии температуры. При этом облако, а вместе с ним и условия для образования инверсии могут длительное время сохраняться, так как изменение (во времени) температуры внутри облака крайне незначительно ($\Delta T'_w \approx 0$ за счет малой разности $\gamma - \gamma'_a$).

Образующиеся под влиянием нисходящих вертикальных токов и тепла конденсации инверсии температуры можно связать с инверсиями, которые обычно наблюдаются вблизи верхней границы облаков типа Sc—St—Ac.

Турбулентное перемешивание, всегда наблюдающееся в атмосфере, несколько сглаживает ту картину, которая возникает под влиянием одних лишь вертикальных токов, но не может изменить основной вывод: *восходящие вертикальные токи* (в сочетании с теплом конденсации) *способствуют образованию подоблачной инверсии температуры* (или замедленному падению ее), *нисходящие — образованию надоблачной инверсии температуры*.

Следует обратить внимание на то, что турбулентное перемешивание может при определенных условиях также способствовать обострению облачных инверсий температуры. В самом деле, если под влиянием вертикальных токов образуется инверсия температуры (или замедленное падение ее), то произойдет расслоение атмосферы: турбулентный обмен достаточно сильно развит ниже и выше инверсии и ослаблен внутри инверсионного слоя. Турбулентный обмен способствует приближению кривой стратификации к сухой адиабате вне облака и к влажной адиабате внутри облака. Благодаря этому в слое воздуха между земной поверхностью и нижней границей инверсии произойдет похолодание в верхней части и потепление в нижней, поскольку стратификация этого слоя устойчивая. Нетрудно видеть, что понижение температуры в верхней части слоя (под инверсией) будет способствовать обострению инверсии температуры, начавшей образовываться под влиянием вертикальных токов. Аналогичное заключение справедливо и в отношении слоя воздуха, располагающегося выше надоблачной инверсии: повышение температуры в нижней части этого слоя, которое произойдет под влиянием турбулентного обмена, будет способствовать обострению инверсии, образовавшейся под влиянием нисходящих вертикальных токов.

На основании изложенного можно наметить следующую физическую картину образования облака и его эволюции. Образуется облачность, как правило, при наличии восходящих вертикальных токов (в областях пониженного давления), при этом образуется подоблачная инверсия температуры (или слой с замедленным падением ее), вблизи же верхней границы градиент температуры в процессе развития облака увеличивается. Для образования инверсии температуры над облаками типа Sc—St—Ac необходимо, чтобы произошла смена (во времени или по высоте) восходящих вертикальных токов на нисходящие.

Вертикальные токи обуславливаются общединамическими факторами (силами трения, нестационарностью и инерционностью движения) и от наличия или отсутствия облачности зависят слабо. Смена знака вертикальной скорости может произойти под влиянием перестройки барического поля, а также вследствие горизонтального переноса облачности (например, из области циклона на периферию антициклона). В целом для областей с восходящими вертикальными токами характерна развивающаяся во времени облачность типа Ns—As—Cs. Для областей с нисходящими вертикальными токами наиболее характерна медленно размывающаяся облачность типа Sc—St—Ac.

В последние десятилетия автором и его учениками (Ю. Г. Лушев, Л. П. Быкова, В. Н. Козлов, С. А. Солдатенко и др.) разработан метод прогноза слоистообразной и плотной волнистообразной облачности на основе решения системы уравнений (3.2.6)—(3.2.10) численными методами. При этом учитывалась зависимость

вертикальной скорости и коэффициента турбулентности от высоты, а также влияние земной поверхности на температуру и влажность воздуха (эффекты трансформации). Из всех результатов этих исследований приведем здесь только один. В зависимости от ω , k , относительной влажности и температуры воздуха в начальный момент в перемещающейся воздушной массе время формирования системы облаков Ns—As—Cs толщиной в несколько километров изменяется от 3—5 до 40—50 ч. Таков же порядок величины и времени размывания этих облаков с момента смены восходящего движения на нисходящее.

Радиационные свойства облаков резко отличаются от свойств безоблачной атмосферы прежде всего потому, что существенно различны коэффициенты поглощения радиации каплями воды и водяным паром: в инфракрасном участке спектра для капель они имеют порядок $1000 \text{ см}^2/\text{г}$, для водяного пара $0,1—10 \text{ см}^2/\text{г}$.

Радиационным свойствам облаков и туманов посвящены работы К. С. Шифрина, Е. М. Фейгельсон и др. В работах Шифрина главное внимание уделено исследованию оптических характеристик облаков — закономерностей поглощения и рассеяния радиации отдельными каплями и их совокупностями, распределения рассеянной радиации по направлениям (индикатрис рассеяния), преобразования потоков радиации в облаках и т. п. Фейгельсон и ее ученики основные усилия сосредоточили на выявлении роли радиации в изменении термического режима и поля водности облаков. При этом в их работах широко использован метод анализа и решения системы уравнений переноса тепла и влаги, изложенный в п. 3 настоящей главы. Исходная система уравнений имеет вид уравнений (3.2.13)—(3.2.14), при этом второе из этих уравнений дополняется членом, представляющим радиационный приток тепла. В общем случае приток тепла, обусловленный поглощением солнечной и земной радиации, описывается очень сложными уравнениями.

Большой интерес представляет обоснованный в работах Фейгельсон вывод о том, что влияние радиационных потерь тепла распространяется на тонкий (порядка 100 м) слой облака вблизи верхней границы его. Во всей остальной части облака наблюдается лучистое равновесие: элементарный слой облака поглощает лучистой энергии столько же, сколько ее и теряет. Таким образом, радиационный приток тепла при построении теории облаков можно не учитывать в уравнениях, описывающих процесс распространения тепла и влаги, а учесть его лишь в граничном условии на верхней поверхности облака.

В реальных условиях температура изменяется под влиянием не только радиации, но и вертикальных движений, турбулентного обмена и тепла конденсации. При совместном учете влияние радиации сильно ослабляется другими факторами. В качестве примера приводим результаты расчета изменения (приращения) темпера-

туры ΔT в течение 10 ч под влиянием радиационного притока тепла:

z км	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ΔT °С	0	0	0,3	-0,2	-0,9	-0,3	-0,3	-0,3	-0,3	-0,2

Вблизи нижней границы облака, располагающейся на высоте 2 км, радиация приводит к повышению температуры на 0,3 °С, вблизи верхней границы (на высоте 3 км) и над облаком под влиянием радиации температура понижается.

Влияние радиации на термический режим облака становится особенно малозаметным в том случае, когда над этим облаком располагается другое облако (т. е. наблюдается двухслойная облачность). В качестве примера приведем значения приращения ΔT на разных высотах в том случае, когда наблюдаются два слоя облаков (от 2 до 3 и от 4 до 5 км):

z км	1	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ΔT °С	0	0	0	0	-0,1	-0,3	0	0	-0,1	-0,1

Видно, что в нижнем облачном слое вклад радиации равен нулю. Из наблюдений же известно, что инверсия температуры нередко образуется вблизи верхней границы и таких облачных слоев (рис. 17.22). Явление это достаточно широко распространено.

По данным самолетного зондирования атмосферы в Москве за 1956—1968 гг. инверсия температуры над нижним слоем облаков St—Sc наблюдалась в 37, а над верхним — в 77 случаях из 105; средние значения вертикального градиента температуры воздуха

Таблица 17.22. Вероятность (%) появления облаков St—Sc вследствие новообразования и переноса из других областей

Барическое поле	Перенос и трансформация		Новообразование	
	Украина	Северо-Запад ЕЧС	Украина	Северо-Запад ЕЧС
Антициклон				
северная часть	88,6	92,0	11,4	8,0
восточная часть	86,6	93,7	13,4	6,3
южная часть	89,4	92,3	10,6	7,7
западная часть	95,4	91,3	4,6	8,7
Циклон				
теплый сектор	100	100	—	—
тыловая часть	100	95,0	—	5,0
Малогradientное	72,5	79,7	27,5	20,3
Переходное от циклона к антициклону	85,0	90,2	15,0	9,8

в инверсии, наблюдаемой над первым и вторым слоем слоистых и слоисто-кучевых облаков, составляют соответственно $-0,93$ и $-2,30$ °С/100 м в холодный период года и $-0,63$ и $-1,38$ °С/100 м — в теплый.

Интересные данные, подкрепляющие развиваемый автором взгляд на механизм образования и эволюции облаков, получены в последние годы по Украине и по Северо-Западу Европейской части СССР. Все облака St—Sc разделены на две группы. Первую группу составили облака, одновременно образовавшиеся на обширной территории (большой части Украины или Северо-Запада ЕЧС) после ясной погоды; такие облака можно считать вновь образовавшимися в данном районе и называть местными. Вторая группа облаков St—Sc включает облака, принесенные в данный район из других областей; переносимыми облаками могут быть как сами St—Sc, так и облака других форм (прежде всего Ns—As), которые трансформируются (в процессе переноса) в St—Sc.

Результаты анализа синоптико-аэрологических материалов представлены в табл. 17.22. Вопреки традиционному мнению, согласно которому облака St—Sc принято считать местными (образующимися в том районе, где они наблюдаются), данные табл. 17.22 показывают, что в подавляющем большинстве случаев (85—95 %) облака St—Sc появляются на данной территории вследствие переноса облаков из других областей, сопровождающегося преобразованием (трансформацией) облаков одних форм в другие. В оставшихся (немногих) случаях при образовании St—Sc на данной территории чаще всего сначала возникает туман (радиационный, адвективный, испарения), который под влиянием рассмотренных в главе 16 эффектов затем трансформируется в низкую облачность.

Еще в начале 50-х годов О. А. Дроздов отметил, что при смещении фронтов на юго-восток ЕЧС довольно часто типичная для фронтов облачность Ns—As начинает размываться, преобразуясь в облачность других форм, осадки прекращаются. Такое явление на территории Украины изучено по данным самолетного зондирования атмосферы (в четырех пунктах) за 1953—1963 гг. с привле-

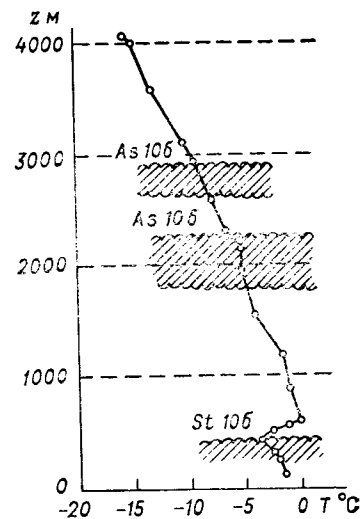


Рис. 17.22. Инверсия температуры вблизи верхней границы облачного слоя, над которым расположены другие облачные слои. Вертикальное зондирование 20 февраля 1961 г. (Ленинградская область).

чением синоптических материалов. Согласно этим данным, через территорию Украины достаточно часто проходят фронты без осадков (с октября по март в районе Киева в среднем 48 фронтов из общего числа 76; в районе Харькова — 50 из 74), на которых преобладает облачность St—Sc: ее повторяемость на холодных фронтах составляет 53—65 %, на теплых 47—54 % и на фронтах окклюзии 50—68 %. Значительна также повторяемость облачности Ac—As (свыше 30 %). Повторяемость облаков Ns на фронтах без осадков не превышает 10—12 % (более того, эти облака вряд ли можно называть слоисто-дождевыми, поскольку из них не выпадают осадки).

Эти фактические данные свидетельствуют о том, что в образовании облаков St—Sc—Ac определяющая роль принадлежит тем же динамическим факторам (вертикальным движениям, турбулентному обмену и адвекции), под влиянием которых формируется слоистообразная (Ns—As—Cs) и конвективная (Cu—Cb) облачность. Малая же роль радиационного притока тепла к воздуху (который по традиционным представлениям служит определяющим фактором в формировании термического режима облаков St—Sc) следует не только из приведенных выше данных, но и из непосредственных измерений этого притока. По данным таких измерений (выполненных в Запорожье и Донецке под руководством К. Я. Кондратьева) под влиянием радиационного притока тепла (солнечного и длинноволнового) изменение температуры облаков St—Sc в декабре 1979 г. при высоте Солнца около 20° над городом (ΔT_r) и его окрестностями ($\Delta T_{ок}$) составило:

Дата	16 XII	6 XII	11 XII	20 XII	18 XII
$z_{в.г.м}$	600	1100	1500	1400	1500
Δz м	400	600	700	800	950
ΔT_r °C/ч	0,06	0,02	0,04	—0,04	0,05
$\Delta T_{ок}$ °C/ч	0,02	—0,14	—0,08	—0,08	—0,04

Из приведенных данных следует, что температура облаков St—Sc вследствие радиационного притока тепла изменяется за 1 ч всего лишь на несколько сотых долей градуса: от —0,04 до 0,06 °C/ч над городом и от —0,08 до 0,02 °C/ч вне города. Объяснить столь незначительную роль радиации можно, по-видимому, тем, что нагревание облака за счет поглощения солнечной радиации компенсируется охлаждением его под влиянием потерь тепла в инфракрасной области.

На определяющую роль вертикальных (нисходящих) движений в формировании полей температуры и влажности облаков (и в частности, надоблачной инверсии) указывают также данные о синхронных изменениях (за 12 и 24 ч) температуры нижней (ΔT_n) и верхней (ΔT_v) границ облаков St—Sc (использованы материалы самолетного зондирования в семи пунктах Советского Союза в 1951—1968 гг.). Все дело в том, что при определяющем

вкладе радиационного притока тепла (ϵ_p) приращения температуры ΔT_n и ΔT_v имели бы разные знаки (см. приведенные выше оценки): $\Delta T_n > 0$ (поскольку здесь $\epsilon_p > 0$) и $\Delta T_v < 0$ (поскольку $\epsilon_p < 0$, так как верхняя граница под влиянием радиации охлаждается). Таким образом, исходя из этого представления следовало ожидать, что корреляционная связь между ΔT_n и ΔT_v будет отрицательной (коэффициенты корреляции $r < 0$). Однако, вопреки ожиданиям, корреляционная связь между фактическими приращениями (изменениями) температуры ΔT_n и ΔT_v как за 12, так и 24 ч оказалась во всех пунктах и все сезоны года положительной и достаточно тесной: коэффициенты корреляции заключены между 0,41 и 0,72 (объем выборки был, как правило, не меньше 100).

Анализ результатов численного моделирования облачности, полей температуры и влажности показал, что такая связь между ΔT_n и ΔT_v объясняется влиянием вертикальных движений (определяющий вклад) в сочетании с теплом конденсации, а также турбулентного обмена и до некоторой степени (порядка 10 % от основного фактора) радиационного притока тепла.

Подчеркнем, что роль радиационных притоков тепла огромна, но только в формировании термического режима деятельного слоя земной поверхности, а не атмосферы. В атмосфере поле температуры регулируется в основном конвективными и турбулентными потоками и притоками тепла, поступающего от земной поверхности.

Прямое влияние радиационных притоков тепла в атмосфере на процесс образования облаков, как следует из приведенных выше рассуждений и оценок, мало. Однако велико опосредованное — через посредство земной поверхности — влияние радиации на этот процесс. Исключительно велико обратное влияние облаков на притоки солнечной и инфракрасной радиации к земной поверхности.

5 Статистические данные о слоистообразных и волнистообразных облаках

5.1. Температура. С облаками связаны значительные особенности распределения температуры с высотой. В табл. 17.23 помещены сведения о повторяемости различных типов распределения температуры с высотой при наличии облаков различных форм.

Согласно данным табл. 17.23, при наличии облаков Sc и St наиболее часто (в 64 и 70 % случаев) наблюдается подынверсионный тип — облако располагается под слоем с инверсионным распределением температуры; по этой причине указанные облака нередко называют подынверсионными. При облаках Ns—As более часто встречается безынверсионное распределение — температура в пределах всей тропосферы падает с высотой. Однако при всех

Таблица 17.23. Повторяемость (%) типов распределения температуры при облаках различных форм. Юго-запад Украины

Форма облаков	Тип распределения						N
	подынверсионный	безынверсионный	надынверсионный	инверсионный	частично инверсионный	межинверсионный	
St	64	25	2	4	4	1	3 125
St	70	14	1	4	9	2	1 172
Ac	40	52	1	4	3	—	2 293
Ns	20	49	9	3	19	—	1 300
As	18	67	4	2	9	—	2 035
Frnb, St fr.	44	39	3	10	3	1	564
Все облака	44	41	3	4	7	1	10 489

формах облаков отмечаются (в 10—20 % случаев) другие типы распределения: надынверсионный — облако расположено над слоем инверсии; инверсионный — температура в облаке растет; частично инверсионный — облако и инверсия частично перекрываются; межинверсионный — облако расположено между двумя слоями инверсий.

В. А. Девятова, используя данные самолетного зондирования в Москве (за 1934—1969 гг.), все вертикальные профили температуры при наличии однослойных облаков Sc—St разделила на шесть типов. Типы I—III характеризуются падением температуры от земной поверхности до некоторого уровня z^* , который совпадает с верхней границей облака в типе I (повторяемость его 78 %), несколько ниже ее (в среднем на 100 м) в типе II (повторяемость 5 %) и выше границы облака (в среднем на 240 м) в типе III (повторяемость 5 %). Выше z^* располагается инверсия температуры, средняя толщина которой в типе I составляет 280 м в холодный период года и 250 м в теплый (при максимуме повторяемости 110—200 м). В типе IV (повторяемость 3 %) температура падает с высотой в облаке и над ним. Типы V и VI (повторяемость 5 и 4 %) характеризуются наличием инверсии во всем облаке (тип V) или в большей части его (тип VI), выше облака температура падает.

Средние значения вертикального градиента температуры под облаком (γ_1), в облаке (γ_2) и в инверсионном слое (γ_3) для типа I в теплый и холодный периоды года соответственно составляют 0,76 и 0,81; 0,71 и 0,72; —2,15 и —2,60 °C/100 м.

Большой интерес представляют данные о влиянии облаков на изменение температуры воздуха на различных высотах, в частности вблизи земной поверхности. Поскольку одновременно действует несколько видов теплообмена (адвекция, конвекция, радиация), то эффект появления облачности оказывается различным: темпера-

тура воздуха может как повышаться, так и понижаться. Так, по данным наблюдений на Украине, в тех случаях, когда облачность в течение 12 ч сохранялась, температура за это время в слое от земной поверхности до верхней границы облака в 48 % случаев понижалась и в 49 % повышалась. При этом среднее (по 114 случаям) понижение температуры в 100-метровом слое облака (вблизи верхней границы его) составило —1,75 °C/12 ч, среднее (по 118 случаям) повышение температуры в том же слое равнялось 1,53 °C/12 ч.

Осреднение за более длительные промежутки времени (месяц, сезон) позволяет исключить (точнее, ослабить) влияние знаменательных факторов — адвекции и конвекции. Радиационный же баланс R , как было отмечено в главе 8, при появлении облачности уменьшается по абсолютной величине. Вследствие этого летом (при положительном R) температура под влиянием облачности в среднем понижается, а зимой (когда $R < 0$) растет. Так, по данным наблюдений в Риге и Актюбинске, средние месячные значения температуры воздуха вблизи земной поверхности при наличии облаков St—Sc с марта по октябрь в Актюбинске и с мая по сентябрь в Риге меньше средних многолетних месячных значений (при этом в Актюбинске в июне разность достигает 11,6 °C); в холодную половину года при облаках St—Sc температура воздуха выше средней многолетней (в Актюбинске в феврале разность достигает максимума, равного 7,1 °C). В среднем годовом облака St—Sc оказывают охлаждающее влияние на приземный слой воздуха: на 0,3 °C в Риге и на 2,1 °C в Актюбинске.

Рассмотрим данные о распределении температуры и скорости ветра, полученные при наблюдениях на мачте в Обнинске в 1964 г. в те сроки, когда высота нижней границы облаков была меньше 300 м (таких случаев оказалось 90). Все случаи по характеру распределения температуры и скорости ветра разделены на три типа (с подразделением каждого из них на два — четыре подтипа). Первый тип (табл. 17.24) отличается плавным ростом скорости ветра с высотой, при этом в подтипе 1а градиенты температуры под облаком и в облаке малы (0,2—0,3 °C/100 м), а градиенты скорости ветра Δc всюду велики (2,5—4,5 м/с на 100 м); в подтипе 1в градиент Δc велик только в приземном слое, а выше скорость практически постоянна; при подтипе 1г наблюдается значительная неустойчивость в подоблачном слое ($\gamma = 1,22$ °C/100 м), малые значения Δc до высоты около 100 м и быстрый рост скорости выше этого уровня. Второй тип характеризуется наличием максимума скорости на некоторой высоте: при подтипе 2а — на уровне нижней границы облака, при 2б — ниже этой границы и при 2в — выше этой границы. В случае третьего типа наблюдается более сложное (чаще всего S-образное) распределение скорости ветра с высотой. Профили первого типа наблюдаются в 62 % случаев, второго типа — в 21 % и третьего типа — в 17 % случаев.

Таблица 17.24. Вертикальные градиенты температуры (γ), скорости (Δc) и направления ($\Delta \alpha$) ветра при высоте облаков менее 300 м. Обнинск

Место наблюдения	Типы и подтипы								
	1а	1б	1в	1г	2а	2б	2в	3а	3б
γ °C/100 м									
Под облаком	0,32	0,45	0,90	1,22	0,47	0,96	0,55	0,85	0,84
Вблизи границы	0,02	0,41	0,70	0,09	0,71	0,54	0,59	0,58	0,72
В облаке	0,16	0,21	0,49	0,33	0,44	0,51	0,45	0,49	0,49
Δc м/с на 100 м									
Под облаком	4,62	1,86	0,85	1,16	1,73	1,74	2,84	2,26	0,46
Вблизи границы	3,83	1,50	0,50	1,15	0,01	-0,81	1,88	1,46	1,32
В облаке	2,47	1,05	0,33	2,36	-1,03	-0,75	-0,64	1,42	0,46
$\Delta \alpha$ °/100 м									
Под облаком	-5	-2	-1	1	-1	-2	-2	-3	-2
Вблизи границы	11	3	14	0	0	12	10	8	4
В облаке	12	12	14	27	9	20	9	10	10

Характерная особенность распределения температуры, как следует из табл. 17.24, — это уменьшенные в большинстве случаев градиенты температуры вблизи границы (градиент рассчитывался для слоя толщиной 50 м, включающего нижнюю границу облака) и в нижней части облака по сравнению с подоблачным слоем. Эти экспериментальные данные подтверждают вывод теории, который был сформулирован в п. 3 на основе анализа системы уравнений переноса тепла и влаги в атмосфере. Что касается направления ветра, то в среднем в подоблачном слое наблюдается слабый левый поворот. При этом вероятность небольшого левого и правого поворота ветра почти одинакова, но в отдельных случаях поворот может достигать 40° и более в ту и другую сторону. Вблизи границы и в облаке преобладает правое вращение ветра с высотой.

5.2. Водность. Первые измерения водности кучевых облаков выполнены в 1946—1948 гг. В. А. Зайцевым с помощью разработанного им самолетного измерителя водности (СИБ). В последующие годы многочисленные наблюдения за водностью облаков различных форм были проведены сотрудниками ГГО, ЦАО, ААНИИ и других научных учреждений.

Сведения о водности облаков в районе Москвы приведены в табл. 17.25. В зависимости от сезона года и формы облаков средние значения водности изменяются в сравнительно узких пределах — от 0,16 до 0,42 г/м³. Но поскольку водность зависит от мно-

гих факторов, то наблюдается большой разброс индивидуальных значений водности, о чем свидетельствуют большие значения σ_{δ^*} и разности между максимальной ($\delta_{\text{макс}}^*$) и минимальной ($\delta_{\text{мин}}^*$) водностью (табл. 17.26).

Таблица 17.25. Средние значения водности (г/м³) в разные сезоны года

Сезон	Форма облаков				
	Sc	St	Ns	Ac	As
Зима	0,21	0,30	0,23	0,16	0,21
Весна	0,22	0,28	0,33	0,19	0,20
Лето	0,26	0,35	0,32	0,24	0,42
Осень	0,28	0,36	0,38	0,24	0,34

Таблица 17.26. Средняя за год водность ($\bar{\delta}^*$) и среднее квадратическое отклонение водности (σ_{δ^*}) облаков различных форм в районе Москвы (г/м³)

Форма облаков	$\bar{\delta}^*$	σ_{δ^*}	$\delta_{\text{макс}}^* - \delta_{\text{мин}}^*$	$\delta_{\text{макс}}^* - \bar{\delta}^*$	$\bar{\delta}^* - \delta_{\text{мин}}^*$
Sc	0,24	0,18	1,36	1,16	0,20
St	0,32	0,23	1,51	1,23	0,28
Ns	0,31	0,26	1,39	1,12	0,27
Ac	0,20	0,14	0,63	0,47	0,16
As	0,31	0,24	1,08	0,84	0,24

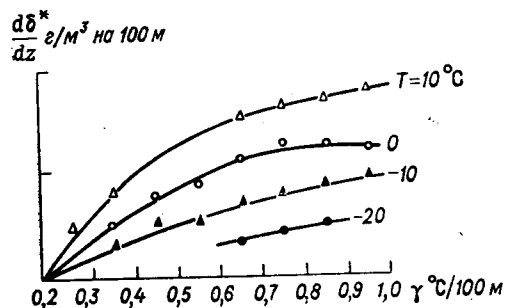
К настоящему времени теоретически или экспериментально исследована зависимость водности от температуры, толщины облака, высоты над основанием облака, вертикальной скорости, коэффициента турбулентности и др. Таблица 17.27 содержит опытные данные о водности облаков Sc—St. Согласно этим данным, при заданной толщине облаков средняя водность облака увеличивается с повышением температуры. Увеличение толщины облака от 300 до 600 м сопровождается ростом средней (по всему облаку) водности на 80—100 % при отрицательных температурах и примерно на 60 % при положительных. При дальнейшем увеличении (свыше 600 м) толщины облака средняя водность может даже уменьшаться, что объясняется неоднородностью облака, наличием в нем прослоек.

Уровень максимальной водности облаков St—Sc располагается между серединой и верхней границей; с увеличением толщины расстояние между этим уровнем и верхней границей увеличивается (от 30—40 м при толщине 200 м до 80—90 м при толщине 600 м).

Таблица 17.27. Средние значения водности (г/м³) облаков Sc—St

Толщина облака, м	Температура, °C				
	-15...-10	-10...-5	-5...0	0...5	5...10
100	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08
150	0,04	0,05	0,08	0,10	0,15
200	0,05	0,07	0,11	0,15	0,19
250	0,07	0,09	0,14	0,19	0,23
300	0,08	0,11	0,16	0,22	0,26
350	0,09	0,13	0,18	0,24	0,29
400	0,10	0,15	0,20	0,26	0,32
450	0,11	0,16	0,22	0,29	0,34
500	0,12	0,17	0,24	0,31	0,36
550	0,14	0,19	0,26	0,33	0,38
600	0,15	0,20	0,28	0,35	0,40

Наибольшие вертикальные градиенты водности наблюдаются в нижнем 100-метровом слое, с высотой они уменьшаются. При низких температурах градиенты водности меньше, чем при более высоких (рис. 17.23).

Рис. 17.23. Зависимость вертикального градиента водности облаков St—Sc от T и γ .

Распределение водности облаков Ns—As носит более сложный (по сравнению с облаками St—Sc) характер. Нередко в Ns—As отмечается несколько уровней повышенной водности. При толщине их до 1,5 км наиболее часто (в 60 %) наблюдается два уровня повышенной водности (вблизи основания и в середине облака), при толщине 2—3 км — три уровня (в 60—75 % случаев).

Средняя водность ($\bar{\delta}^*$) облаков Ns—As с увеличением толщины (z^*) растет:

z^* км . . .	<0,5	0,5—1,0	1,0—2,0	2,0—3,0	3,0—4,0
$\bar{\delta}^*$ г/м³ . . .	0,14	0,19	0,25	0,39	0,42

Максимум повторяемости водности с ростом z^* , как правило, смещается в сторону более высоких значений $\bar{\delta}^*$: при $z^* < 0,5$ км

преобладают (53 %) $\bar{\delta}^* < 0,1$ г/м³, при 0,5 км $< z^* < 2$ км чаще (47 %) встречаются $\bar{\delta}^*$, равные 0,1—0,2 г/м³, а при $z^* > 2$ км максимум повторяемости $\bar{\delta}^*$ приходится на интервал 0,3—0,5 г/м³.

Для кристаллических облаков при различных температурах получены следующие средние значения водности:

T °C	-30...-25	-25...-20	-20...-15	-15...-10	-10...-5	-5...0
$\bar{\delta}^*$ г/м³	0,017	0,024	0,029	0,044	0,073	0,200
N	9	9	28	37	43	20

Сравнение этих данных с данными табл. 17.27 показывает, что водность кристаллических облаков значительно меньше водности переохлажденных капельных облаков при тех же температурах. В 66 % случаев водность ледяных облаков меньше 0,05 г/м³, в 14 % случаев составляет 0,05—0,10 г/м³, в 12 % составляет 0,10—0,20 г/м³ и только в 8 % случаев превышает 0,20 г/м³.

По данным В. Е. Минервина, создавшего метод измерения водности кристаллических облаков, последняя резко убывает с высотой (начиная от земной поверхности) и выше 2 км примерно на порядок меньше водности капельных облаков:

z км	<1	1—2	2—3	3—4	4—5	>5
$\bar{\delta}^*$ г/м³	0,17	0,088	0,032	0,026	0,016	—
$\bar{\delta}^*_{\text{макс}}$ г/м³	0,67	0,74	0,14	0,17	0,078	0,052
N	21	47	28	34	17	1

Эти данные относятся в основном к верхним частям Ns—As; при выпадении снега измерялась водность облака и осадков.

Форма кристаллов в ледяных облаках зависит от условий образования. Преобладают вытянутые и плоские гексагональные кристаллы; нередко образуются кристаллы неправильной формы, округленные столбики и пластинки. Размеры столбиков 500×150 мкм, а пластинок 50×2000 мкм.

По данным полетов за 1970 и 1971 гг. в США получены следующие значения характеристик облаков верхнего яруса (Cs, Ci plus, Ci unc.): число ледяных кристаллов 10—25 в 1 л воздуха, длина кристаллов 0,6—1,0 мм, водность 0,15—0,25 г/м³, плотность кристаллов 0,6—0,9 г/см³. Между длиной l и шириной h кристалла в форме столбика установлена связь: $h=0,5l$ при $l < 0,3$ мм; $h=0,197l^{0,414}$ при $l > 0,3$ мм. По этим данным на долю столбиков приходится 75 %, пластинок — 25 %.

В период 1957—1968 гг. получен обширный экспериментальный материал о водности облаков практически всех форм (кроме облаков верхнего яруса) и во всех крупных географических районах СССР.

Приводим в табл. 17.28 сведения о средних значениях ($\bar{\delta}^*$) и средних квадратических отклонениях (σ_{δ^*}) абсолютной водно-

Таблица 17.28. Средние значения ($\bar{\delta}^*$) и средние квадратические отклонения (σ_{δ^*}) абсолютной влажности облаков на территории СССР в среднем за год, лето и зиму (г/м^3)

T °C	Год			Лето			Зима		
	$\bar{\delta}^*$	σ_{δ^*}	N	$\bar{\delta}^*$	σ_{δ^*}	N	$\bar{\delta}^*$	σ_{δ^*}	N
15...10	0,25	0,22	527	0,25	0,19	401	—	—	—
10...5	0,28	0,23	1494	0,31	0,23	642	—	—	—
5...0	0,26	0,22	3683	0,29	0,21	793	0,23	0,22	539
0...-5	0,21	0,19	7164	0,23	0,19	1003	0,19	0,15	1996
-5...-10	0,17	0,15	5310	0,17	0,11	442	0,16	0,12	2047
-10...-15	0,15	0,13	2734	0,16	0,12	141	0,15	0,13	1201
-15...-20	0,12	0,07	806	—	—	—	0,12	0,07	419
-20...-25	0,09	0,04	234	—	—	—	0,09	0,04	104

сти облаков (г/м^3) всех форм на территории СССР. Число измерений, по которым определено каждое среднее значение, колеблется между несколькими тысячами (максимальное — 7164) и несколькими сотнями (минимальное — 104). Как и приведенные выше, эти данные подкрепляют вытекающую из теории закономерность: с ростом температуры воздуха осредненная влажность облаков увеличивается (неясным остается лишь уменьшение ее при переходе от температуры 5—10 к 10—15 °C). Такая же зависимость средней влажности от температуры сохраняется как для отдельных форм облаков (St—Sc, Ns, Ac, As), так и для различных районов СССР (север и запад ЕЧС, Закавказье, Сибирь, Арктика). Средние значения $\bar{\delta}^*$ (преимущественно капельных и смешанных облаков) изменяются от сотых долей до 0,2—0,3 г/м^3 . Индивидуальные значения $\bar{\delta}^*$ изменяются в широких пределах — от значений, близких к нулю, до 2—3 г/м^3 в слоистообразных и волнистообразных и до 20—30 г/м^3 в кучево-дождевых облаках, о чем свидетельствуют большие значения σ_{δ^*} .

Большой интерес представляет аппроксимация повторяемости различных значений влажности с помощью некоторых аналитических выражений. С этой целью вводится понятие функции распределения $F(\delta^* < X)$ — это вероятность того, что влажность облака δ^* не превосходит некоторого заданного значения X . При $X=0$ функция $F(\delta^* < 0)=0$. С другой стороны, если X велико (теоретически стремится к бесконечности), то функция $F(\delta^* < \infty)=1$ (поскольку физически очевидно, что все значения δ^* меньше очень большого значения X , например, 100 г/м^3). При увеличении X от 0 до бесконечности функция распределения, будучи неубывающей функцией X , растет от 0 до 1. Нередко значения $F(\delta^* < X)$ выражают в процентах, а саму функцию записывают в виде $F(X)$ или $F(\delta^*)$.

Разность значений функции распределения при X_1 и X_2 представляет собой вероятность P (называемую также повторяемостью) того, что влажность облака заключена между X_1 и X_2 :

$$P(X_1 \leq \delta^* < X_2) = F(\delta^* < X_2) - F(\delta^* < X_1).$$

Если эта разность отнесена к единичному интервалу влажности, то мы приходим к понятию плотности распределения

$$f = \frac{F(\delta^* < X_2) - F(\delta^* < X_1)}{X_2 - X_1}$$

или после перехода к пределу (когда $X_1 \rightarrow X_2$)

$$f(X) = \frac{dF(X)}{dX}; \quad dF(X) = f(X) dX.$$

Отметим, что функция распределения F и вероятность P — величины безразмерные, а плотность распределения f — величина, имеющая размерность обратную X (в данном случае — обратную влажности, а в общем случае — обратную той метеовеличине, распределение которой описывают функции F и f).

Зная функцию распределения, получаем возможность не только представить многочисленную информацию в наиболее компактном (или, как еще говорят, упакованном) виде, но и с большей достоверностью оценить вероятность очень малых и очень больших значений метеовеличины (поскольку они наблюдаются в природе очень редко, то по данным ограниченных по объему измерений вероятность их определяется, как правило, с большой погрешностью).

Анализ данных наблюдений показал, что распределение ряда метеовеличин (температура, влажность, скорость ветра и др.) подчиняется нормальному (гауссову) закону, функция и плотность распределения которого имеют вид:

$$F(X) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^X \exp\left[-\frac{(X-\bar{X})^2}{2\sigma^2}\right] dX, \quad (5.2.1)$$

$$f(X) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(X-\bar{X})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5.2.2)$$

где \bar{X} — среднее арифметическое значение, σ — среднее квадратическое отклонение величины X . Если ввести новую переменную $Y = (X - \bar{X})/\sigma$, то формулы (5.2.1) и (5.2.2) примут вид:

$$F(Y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^Y \exp\left(-\frac{Y^2}{2}\right) dY. \quad (5.2.3)$$

$$f(Y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{Y^2}{2}\right). \quad (5.2.4)$$

Составлены подробные таблицы этих функций, с помощью которых при известных \bar{X} и σ легко определяется распределение метеовеличины X .

Однако распределение некоторых метеовеличин и характеристик не подчиняется нормальному закону; к таким величинам относятся водность облаков, размеры капель, высота границ и толщина облаков, напряженность электрического поля и др. Анализ данных наблюдений показал, что распределение этих величин подчиняется логарифмически нормальному закону (впервые использованному А. Н. Колмогоровым для описания распределения размеров частиц ценных металлов, образовавшихся в процессе многократного дробления).

Функция и плотность распределения в случае логарифмически нормального закона имеют вид формул (5.2.3) и (5.2.4), если в них под Y понимать выражение:

$$Y = \frac{\ln \delta^* - \ln \delta_0^*}{\sigma_{\ln \delta^*}}, \quad (5.2.5)$$

где $\ln \delta_0^*$ — среднее (арифметическое) значение логарифма водности ($\delta_0^* = (\delta_1^* \cdot \delta_2^* \dots \delta_n^*)^{1/n}$ — среднее геометрическое значение водности), или так называемое медианное значение: при δ_0^* функция $F(\delta_0^*) = 1/2$; $\sigma_{\ln \delta^*}^2$ — дисперсия логарифма водности.

Нетрудно доказать, что параметры δ_0^* и $\sigma_{\ln \delta^*}$ логнормального закона связаны со средним (арифметическим) значением ($\bar{\delta}^*$) и дисперсией $\sigma_{\delta^*}^2$ водности облака соотношениями:

$$\delta_0^* = \frac{\bar{\delta}^*}{(1 + \sigma_{\delta^*}^2 / \bar{\delta}^{*2})^{1/2}}; \quad \sigma_{\ln \delta^*}^2 = \ln(1 + \sigma_{\delta^*}^2 / \bar{\delta}^{*2}). \quad (5.2.6)$$

В результате расчета получены параметры δ_0^* и $\sigma_{\ln \delta^*}$ для всего массива данных за весь период наблюдений водности облаков над территорией СССР:

T °С	—25...—20	—20...—15	—15...—10	—10...—5
δ_0^* г/м ³	0,08	0,10	0,11	0,13
$\sigma_{\ln \delta^*}$	0,42	0,54	0,75	0,76
T °С	—5...0	0...5	5...10	10...15
δ_0^* г/м ³	0,16	0,20	0,22	0,19
$\sigma_{\ln \delta^*}$	0,77	0,71	0,72	0,76

Эти параметры определены также для всех сезонов года и различных форм облаков. Имея параметры δ_0^* и $\sigma_{\ln \delta^*}$, можно рассчитать распределение водности облаков, определить по формуле

(5.2.3) вероятность того, что водность облака не превосходит заданного значения δ^* (с которым входим в соотношение (5.2.5), считывая переменную Y), а по формуле (5.2.4) — вероятность f попадания водности в единичный интервал ее вблизи того же значения δ^* .

5.3. Количество облаков. Количество облаков — доля обозреваемой площади, занятой облаками. Наиболее часто оно оценивается баллах: 10 баллов — вся площадь покрыта облаками, 5 баллов — половина ее занята облаками, 0 баллов — ясно. Иногда количество облаков измеряется в долях единицы или в процентах.

При заданном состоянии неба оценка количества облаков зависит от положения обозреваемой наблюдателем площади небосвода. Если эта площадь находится в зените, то определенная по ней доля облаков носит название *абсолютного количества облаков* (n'). К этой величине близко количество облаков, наблюдаемое со спутника (в силу большой удаленности его от облаков).

Обозревая небосвод с земной поверхности или с какого-либо уровня в тропосфере, наблюдатель имеет возможность определить так называемое *относительное количество облаков* (n''), зависящее от разности высот между наблюдателем и облаками, толщины следних и направления визирования. Совершенно очевидно, что всегда $n'' > n'$. Исследованиями эстонских ученых установлено, что связь между n' и n'' удовлетворительно описывается функцией

$$n'' = n' + 0,5(1 - n')n'$$

здесь n — в долях единицы).

Визуальная оценка количества облаков наблюдателем на метеостанциях ближе к n' (хотя и не совпадает точно с ним), поскольку при наблюдении исключается облачность, расположенная вблизи горизонта (при зенитных углах больше 75°).

Каково же количество облаков? Как они распределены по высотам (ярусам)? В каком соотношении находятся облака различных ярусов и форм?

Наблюдения за облаками с земной поверхности не дают ответа на эти и другие вопросы, представляющие познавательный и практический интерес. Более полные сведения о количестве облаков можно получить при самолетном зондировании атмосферы.

Материалы 4400 зондирований атмосферы в восьми пунктах Советского Союза с разным климатическим режимом были использованы для расчета повторяемости различных сочетаний облачных форм отдельно для теплого (апрель—октябрь) и холодного (ноябрь—март) периодов года.

Согласно этим данным, повторяемость какой-либо одной формы облаков или ясного неба достаточно мала: летом С_i наблюдаются в единичестве только в 3% случаев, Ас — в 3%, Аs — в 2%, Sc — в 5%, Сu — в 6%, Sc — в 10%, Ns — в 2%, ясное небо — в 3% случаев. В целом в 34% случаев летом и в 46% случаев

зимой бывает ясно или наблюдается какая-либо одна форма облаков. В остальных 66 % случаев летом и 54 % случаев зимой небо занято одновременно несколькими формами облаков, повторяемость отдельных сочетаний которых также примерно одинакова и, как правило, мала. Наибольшую повторяемость имеет сочетание облаков верхнего яруса (Сi) с облаками других семейств: в 44 % случаев летом и в 34 % зимой. Облаками среднего яруса (Ас и Аs) в сочетании с облаками нижнего яруса и конвективными облаками (Сu и Сb) небо покрыто в 20 % случаев летом и в 19 % зимой. Наконец, на сочетание Сb—Сu с облаками нижнего яруса приходится 2 % случаев летом и 1 % зимой. Если в основу сочетания положить облака нижнего яруса, то окажется, что эти облака в сочетании с какими-либо другими наблюдаются в 35 % случаев летом и в 48 % зимой.

В холодный период года резко уменьшается повторяемость конвективных облаков и сочетаний их с другими облаками, а вероятность облаков нижнего яруса и ясного неба возрастает. В случае однослойной облачности зимой, как и летом, наиболее часто встречаются слоисто-кучевые облака (в 16 % случаев зимой и в 10 % летом).

Повторяемость количества облаков тесно связана с их формой: в случае Ns, St и отчасти Sc наиболее часто наблюдается сплошная облачность. Поскольку эти формы зимой преобладают, то на долю сплошной облачности в этот период года приходится 74 %, на долю облачности 7—9 баллов — 12 %, 4—6 баллов — 4 %, 1—3 балла — 4 % и ясно — 6 %. Летом существенно уменьшается (до 52 %) доля сплошной облачности, возрастает доля облачности 7—9 баллов (до 32 %) и 4—6 баллов (до 8 %).

5.4. Изменчивость высоты облаков во времени и пространстве. Уже первые специальные измерения высоты облаков, осуществленные в 1950—1952 гг., показали, что нижняя граница облаков испытывает значительные колебания во времени и пространстве. Колебания эти носят неупорядоченный характер, свидетельствующий о том, что в облаках наблюдаются турбулентные пульсации водности и других величин. Позднее наличие пульсаций водности облаков было подтверждено и непосредственными измерениями. В 1963 и 1964 гг. было проведено измерение высоты облаков через различные интервалы времени на 23 станциях, расположенных в различных районах СССР.

Результаты статистического анализа этих многочисленных наблюдений приведены в табл. 17.29. Согласно этим данным, с ростом интервала времени между наблюдениями увеличивается разность высот облаков: примерно в 97 % случаев $|\Delta z_k|$ не превышает 40, 60, 80, 100 и 150 м при Δt , равном соответственно 1, 5, 15, 30 и 60 мин (в таблице эти интегральные повторяемости отделены жирной линией). Однако при каждом Δt могут наблюдаться разности $|\Delta z_k|$, достигающие в отдельных случаях 200—300 м и более.

Таблица 17.29. Повторяемость (%) абсолютных величин $|\Delta z_k|$ разности высот облаков через различные интервалы времени

Δt мин	$ \Delta z_k $ м								N	Способ измерений	
	≤20	21—40	41—60	61—80	81—100	101—150	151—200	201—300			>300
1	89,8	7,4	1,8	0,5	0,3	0,2	0,0			7 547	1
5	83,5	10,1	3,3	1,0	0,6	0,6	0,1	0,1		7 463	1
15	75,1	14,7	5,1	2,0	1,0	1,4	0,4	0,3	0,0	7 253	1
	82,5	11,4	3,6	1,3	0,6	0,5	0,1	0,0	0,0	43 433	2
30	64,1	20,8	7,2	3,0	1,9	1,9	0,6	0,4	0,1	6 936	1
	68,5	16,0	6,9	3,2	1,8	1,8	0,7	0,4	0,7	63 685	2
60	56,7	19,3	9,7	5,0	3,1	3,1	1,3	0,8	1,0	55 090	2

Примечание. В графе «Способ измерения» цифрой 1 отмечены наблюдения с помощью регистратора нижней границы облаков (РНГО А-26), цифрой 2 — с помощью измерителя высоты облаков (ИВО). Первый из этих приборов, обладая большей чувствительностью, дает более низкие значения z_k , чем второй: в 80 % случаев разность показаний этих приборов меньше нуля. Однако на разности Δz_k это различие показаний двух приборов сильно не сказывается.

Данные табл. 17.29 можно использовать для расчета интегральных функций распределения $|\Delta z_k|$. Так, из таблицы следует, что $|\Delta z_k|$ не превышает 40 м в 97,2, 94,3, 89,8 и 84,9 % случаев при Δt , соответственно равных 1, 5, 15 и 30 мин (при первом способе измерения). Вероятность больших значений $|\Delta z_k|$ увеличивается с ростом интервала времени между отсчетами, однако в целом эта вероятность мала. Так, значения $|\Delta z_k|$, превышающие 100 м, наблюдаются при $\Delta t=5$ мин в 0,8 % случаев, при $\Delta t=15$ мин — в 2,1 %, при $\Delta t=30$ мин — в 3,0 % случаев.

Установлено, что изменчивость высоты облаков зависит от ее среднего значения \bar{z}_k : с увеличением \bar{z}_k растет в целом и $|\Delta z_k|$. Однако отношение $|\Delta z_k|/\bar{z}_k$ не остается постоянным. Так, это отношение, превышающее 0,1 при $\Delta t=15$ мин, отмечено в 48 % случаев для облаков высотой до 100 м, в 8 % случаев для облаков высотой 100—300 м и в 13 % случаев для облаков 300—400 м. Таким образом, наибольшая относительная изменчивость высоты облаков наблюдается в случае самых низких облаков (высотой до 100 м).

5.5. Вертикальная и горизонтальная протяженность слоистообразных облаков. Слоистообразные облака являются преимущественно фронтальными облаками. Различают системы облаков теплого и холодного фронтов, а также фронтов окклюзии (сомкнутых фронтов). Детальное описание форм, видов и разновидностей облаков, которые входят во фронтальные системы, содержится в книгах по синоптической метеорологии. Не останавливаясь на этом

описании, приведем некоторые сведения о толщине и горизонтальных размерах облачных систем различных фронтов.

Как из табл. 17.30, так и из многочисленных данных о высоте нижней и верхней границ фронтальных облаков на различном удалении от линии фронта следует, что количественные характеристики фронтальных облачных систем чрезвычайно разнообразны. Это подтверждают и вертикальные разрезы облачности, построенные по данным самолетного зондирования.

Таблица 17.30. Повторяемость (%) толщины фронтальных облаков над Европейской частью СССР в среднем для всей системы

Фронт	Полугодие	Толщина, км							N
		<1	1-3	3-5	5-7	7-9	9-11	11-13	
Теплый	Холодное	16,8	31,1	19,8	16,4	11,4	4,2	0,3	1775
	Теплое	11,1	25,3	21,7	17,9	16,5	6,9	0,6	1364
Холодный	Холодное	23,2	33,4	17,8	13,4	8,4	3,8	—	564
	Теплое	12,3	33,0	22,4	10,3	13,7	7,8	0,5	550
Окклюзии	Холодное	18,0	40,8	33,8	7,7	7,4	2,1	0,2	662
	Теплое	15,7	36,7	33,0	10,5	10,8	3,1	0,2	479

Характерной особенностью фронтальных облачных систем является их расслоенность, т. е. наличие безоблачных прослоек в общем массиве облачности. Однослойная облачность на теплых и холодных фронтах наблюдается соответственно в 42 и 53 % случаев, двухслойная — в 37 и 32 %, трехслойная — в 15 и 12 %, четырехслойная — в 5 и 3 %.

Данные о горизонтальных размерах облачных полей, приведенные в табл. 17.31, показывают, что примерно в 50 % случаев площадь облачных полей заключена в интервале 0,5—3 млн. км² в холодное полугодие и 0,5—2 млн. км² в теплое.

Таблица 17.31. Число облачных полей различной площади над северным полушарием

Месяц	Площадь, млн. км ²									
	<0,25	0,25-0,5	0,5-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	>7
Март	—	67	114	165	96	72	59	30	19	59
Июнь	41	157	267	199	94	43	13	9	7	5
Сентябрь	12	109	238	205	121	68	45	32	17	32
Октябрь	5	52	149	167	105	67	37	27	22	114

Представление о среднем распределении влажности в облачной системе теплого фронта дает рис. 17.24, построенный по данным многочисленных полетов в облаках. Даже по средним данным поле

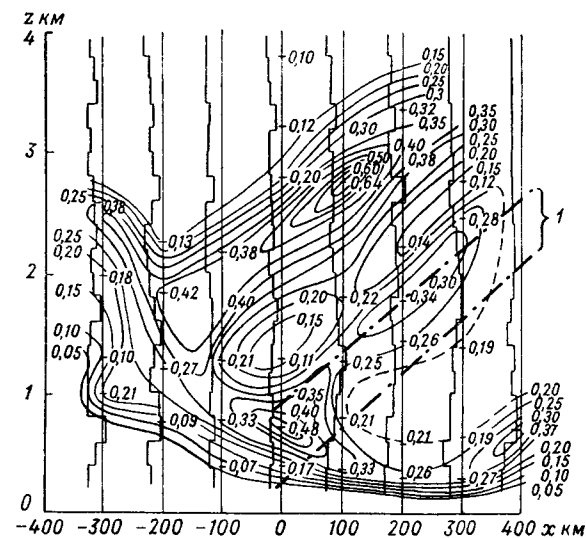


Рис. 17.24. Среднее распределение влажности (г/м³) в облачной системе теплого фронта (I).

x — горизонтальное расстояние по перпендикуляру к фронту.

влажности облаков теплого фронта достаточно неоднородно: наблюдаются большие изменения влажности как по горизонтали, так и по вертикали.

6 Основные результаты исследования облачных систем с помощью спутников

Метеорологические спутники Земли открыли уникальную возможность регулярного наблюдения за облачностью и другими атмосферными явлениями на огромных территориях. Особенно важно то, что спутники позволяют проводить наблюдения в тех районах, где наземные наблюдения отсутствуют или очень редка сеть станций. Еще и сейчас примерно $\frac{4}{5}$ поверхности нашей планеты слабо освещены наземными наблюдениями (океаны, пустыни и горные массивы, полярные и малообжитые районы). К тому же наземные наблюдения не лишены некоторых недостатков. Они носят прерывистый (дискретный) характер как во времени, так и в пространстве. Расстояние между станциями, как правило, превышает 100—150 км, вследствие чего большие участки территории остаются не освещенными наблюдениями. Так, наземными наблю-

дениями обычно охватывается лишь 10—20 % облачного покрова. При наблюдении с земли ряд явлений малого масштаба (грозы, осадки, туманы), а также детали крупномасштабных явлений и процессов нередко полностью ускользают из поля зрения наблюдателя.

С помощью установленной на метеорологических спутниках аппаратуры в настоящее время получают информацию о количестве и форме облаков, температуре верхней границы облаков или подстилающей поверхности, о распределении снежного и ледяного покрова, о составляющих радиационного баланса системы земная поверхность—атмосфера.

Если на спутнике установлена спектральная аппаратура, позволяющая измерять потоки радиации в различных интервалах длин волн, то представляется возможным получить сведения о вертикальном распределении температуры, влажности, углекислого газа и атмосферных примесей. По косвенным признакам (расположению облачных гряд, центров вихревых облачных систем и др.) делается заключение о направлении ветра, о положении циклонов, фронтов, ложбин.

Возможность одновременного обзора (фотографирования) облачности на больших территориях со спутников позволила выявить многие ранее неизвестные особенности строения облачных систем — спиралеобразную структуру облачных образований в циклонах, системы конвективных облаков в тропической зоне, мезомасштабные облачные образования (ячейки и гряды). Анализ облачных снимков дал возможность уточнить или заново получить ряд количественных характеристик облаков, прежде всего их горизонтальные размеры.

В атмосфере наблюдаются движения различного масштаба: масштаб А — движения с характерным горизонтальным масштабом L порядка тысяч километров; масштаб В — движения с L порядка сотен километров; масштаб С — движения с L от 10 до 100 км; масштаб D — движения с L от сотен метров до нескольких километров.

Масштаб А принято называть *синоптическим*, В — *субсиноптическим*, С — *мезомасштабом*, D — *микромасштабом*.

Наиболее отчетливо масштаб движения проявляется в облачных полях соответствующего характерного размера. С движением масштаба А связано образование облачных систем ложбин, являющихся составной частью длинных волн, и циклонов; масштаба В — образование фронтальных облаков; масштаба С — мезомасштабных облаков типа ячеек и гряд; масштаба D — образование конвективных и волнистообразных облаков.

Основные сведения об облаках масштабов С и D приведены в п. 2 настоящей главы. Поэтому остановимся здесь на описании облачных систем масштабов А и В.

Уже первые фотографии облачного покрова, полученные с помощью спутников, показали, что облачные системы имеют, как правило, вихревую структуру: облачная система состоит из нескольких спиралевидных полос, сходящихся в точке вблизи центра циклона. Совместный анализ фотографий облачных полей и синоптических карт позволил установить, что вихревая структура облачности наблюдается преимущественно в циклонах (в 83 % случаев). В оставшихся 17 % случаев, хотя циклон вблизи земной поверхности и отсутствовал, отмечались высотные ложбины и циклоны, а также заполнившиеся циклоны, в которых облачный вихрь сохранялся сутки и более. Тот же анализ показал, что центры облачного вихря и приземного циклона в 82 % случаев удалены не более чем на 200 км, в 12 % случаев — на 200—400 км и в 6 % случаев — на 400—600 км.

В синоптической метеорологии весь период развития циклона принято делить на четыре стадии: начальную (или волновую), молодого циклона, максимального развития и заполнения. Каждой из этих стадий присущи некоторые особенности строения облачной системы.

В начальной стадии фронтальная облачная полоса несколько прогибается в сторону холодного воздуха. К моменту окончания стадии молодого циклона облачность у вершины волны уплотняется — начинается формирование центральной части вихря. В последующем, в стадии максимального развития, облачная полоса приобретает спиралевидный характер, при этом, чем глубже циклон и больше период его жизни, тем больше витков вокруг центра делает облачная спираль. В стадии заполнения облачность разрушается и сохраняется лишь в центральной части циклона (гряды конвективной облачности), а также на его периферии.

Анализ полей облачности, снятой со спутников, позволил обнаружить одну характерную особенность развития циклона. После исчезновения циклона как у земной поверхности, так и на высотах облачный вихрь продолжает существовать в течение 1—1,5 сут. Такой вихрь принято называть облачным следом циклона. Этот опытный факт служит косвенным подтверждением развитой в п. 3 теории, согласно которой облачность формируется за время, колеблющееся от нескольких до десятков часов. В течение такого же интервала времени существующая облачность постепенно рассеивается после того, как исчезают факторы, способствующие сохранению восходящих вертикальных движений (таким основным фактором служит циклоническое движение).

Следует обратить внимание на то, что в тыловой части циклона (за холодным фронтом) нередко образуются, особенно над водной поверхностью, вторичные облачные вихри сравнительно небольшого размера (обычно 300×500 км). В таких вихрях создаются благоприятные условия для развития конвекции — большие вертикальные градиенты температуры, увлажнение воздуха от под-

стиляющей поверхности, восходящие движения. Наблюдения показывают, что в области вторичных облачных вихрей конвекция распространяется до высоты 4—5 км, а иногда и до тропопаузы, в то время как в холодном воздухе конвекция развивается лишь в нижней 1,5—2 км.

В таком очаге интенсивной конвекции наблюдаются мощные кучевые и кучево-дождевые облака, формирующиеся в открытых ячейках диаметром 50—100 км. Отмечены случаи образования слоистообразной облачности раньше, чем возник фронт и даже циклон.

Эти примеры служат подтверждением отмеченной в п. 3 роли тепла конденсации, выделяющегося при образовании облачности, в возникновении фронта.

На фотографиях, полученных со спутников, фронты представлены полосами облачности, отходящими от центров облачных вихрей. Ширина таких полос может достигать 500—700 км, а их длина — 7000—8000 км.

Наблюдения со спутников позволили установить связь облачности со струйными течениями. Наиболее часто слоистообразная облачность (перисто-слоистая, высоко-слоистая) в виде длинных полос располагается справа от оси струйного течения (в теплом воздухе). Ширина такой полосы или лент перистой облачности наиболее часто составляет 400—600 км, а их длина — 500—1700 км. Скорость ветра в центре струи, когда наблюдается облачность, более 40 м/с. В тех случаях, когда скорость ветра на оси струи больше 100 м/с, образуется волнистообразная облачность в виде валов, расположенных под прямым углом к основной облачной полосе. Верхняя граница облаков струйных течений чаще всего совпадает с уровнем, на котором скорость ветра достигает максимума (в вертикальном направлении).

7 Глобальное поле облачности

К настоящему времени с помощью спутников уже получено такое количество данных об облаках, которое значительно (особенно на океанах и в малонаселенных районах суши, а также по южному полушарию в целом) превосходит число наземных наблюдений.

Поскольку расстояние до облаков при наблюдении с земной поверхности невелико, то в поле зрения наблюдателя оказываются не только нижние (по площади которых и должно определяться количество облаков n), но и боковые поверхности облаков, особенно тех, которые находятся в нижней половине небесной сферы. В связи с этим значения n , полученные по наземным наблюдениям, как правило, завышены. Кроме того, завышение средних

значений n (за сутки, месяц, сезон, год) происходит в связи с тем, что в большинстве стран мира наблюдения за облаками ночью (когда их количество может существенно отличаться от дневного) не проводятся. Однако очень тонкие кристаллические облака, а также облака над снежной (ледяной) поверхностью (особенно при очень низких температурах) со спутников не всегда обнаруживаются, вследствие чего полученные значения n , по спутниковым данным, в высоких широтах несколько занижены.

Основой для приводимых в этом параграфе сведений о количестве облаков послужили карты фотомонтажей облачности, огромная работа по составлению и дешифрированию которых а также по использованию спутниковой информации для целей диагноза и прогноза погоды проведена в Гидрометцентре СССР и ГосНИЦИПР.

Количество облаков определено по данным карт фотомонтажей для сферических прямоугольников размером 5° по широте и 10° по долготе. Ежедневные данные за период с 1966 по 1980 г. использованы для расчета средних (по времени и площади) значений n , средних квадратических отклонений (σ), асимметрии (A) и эксцесса (E), корреляционных и спектральных функций, плотности и функций распределения n , а также других характеристик глобального поля облачности.

Остановимся прежде всего на зональных (осредненных по кругам широт) характеристиках облачности. Средние сезонные значения n на всех широтах северного и южного полушарий (через 5°) приведены в табл. 17.32.

В обоих полушариях во все сезоны года как на океанах, так и на материках при перемещении вдоль меридана наблюдается два максимума и два минимума n : максимумы — в умеренных и экваториальных широтах, минимумы — вблизи полюсов и в субтропиках.

Зоны экстремумов n смещаются (хотя и со значительным сдвигом во времени) в каждом полушарии в том же направлении, в каком удаляется Солнце от экватора: весной и летом — по направлению к полюсам, осенью и зимой — к экватору. Так, согласно табл. 17.33, максимум n в умеренных широтах северного полушария располагается вблизи широты 45° во второй половине зимы и вблизи $62,5^\circ$ в конце лета — начале осени, при этом значения n_{\max} летом на 5—7 % больше, чем зимой. Столь же значительно изменение положения (широты) субтропического минимума (в северном полушарии — от 15° зимой до 30° летом) и экваториального максимума, совпадающего с внутритропической зоной конвергенции (от 15° ю. ш. в феврале до 10° с. ш. в сентябре). В южном (преимущественно океаническом) полушарии четко выражен лишь годовой ход расположения субтропического минимума (от 10° ю. ш. в июне до 30° ю. ш. в декабре) и очень мало изменяется положение n_{\max} в умеренных широтах.

Таблица 17.32. Средние за сезон зональные значения количества облаков (%) 1971—1980 гг.

φ°	Океан				Материк				Полушария			
	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI	XII—II	III—V	VI—VIII	IX—XI
85 с.	26	26	44	43	—	—	—	—	26	27	53	43
80 с.	32	33	57	49	22	24	42	33	30	31	54	46
75 с.	37	38	59	53	28	29	46	38	35	35	56	50
70 с.	44	45	61	59	32	37	56	50	38	41	58	54
65 с.	56	56	66	67	41	46	61	57	44	48	62	58
60 с.	60	60	66	69	46	54	62	61	52	57	64	64
55 с.	70	70	70	73	48	56	60	60	58	62	64	66
50 с.	76	75	73	75	49	54	55	53	60	63	62	62
45 с.	74	72	66	70	48	51	47	45	60	62	56	56
40 с.	70	67	60	65	44	48	39	36	59	59	57	52
35 с.	68	64	56	61	43	45	35	33	57	56	47	49
30 с.	68	64	59	60	34	36	32	28	51	51	46	45
25 с.	59	56	55	53	25	29	36	27	47	46	48	44
20 с.	52	49	57	52	22	25	38	27	44	44	52	45
15 с.	49	47	57	54	24	31	55	40	43	43	57	50
10 с.	51	51	63	62	31	50	63	51	47	51	63	60
5 с.	60	58	64	63	49	64	66	62	68	59	64	63
0 с.	57	53	56	55	64	65	62	64	59	57	58	57
5 ю.	59	54	56	58	68	64	35	59	61	56	54	58
10 ю.	61	54	56	58	69	58	35	57	62	55	52	58
15 ю.	61	56	60	61	65	49	31	48	62	55	53	58
20 ю.	62	59	63	63	55	43	32	43	60	55	55	58
25 ю.	62	62	66	67	48	41	37	41	58	56	58	60
30 ю.	63	67	70	71	41	40	39	41	58	60	62	63
35 ю.	67	71	71	72	46	48	52	48	65	68	69	69
40 ю.	71	75	74	75	49	51	59	51	70	74	74	75
45 ю.	75	77	76	78	64	66	69	66	74	77	76	77
50 ю.	77	79	78	80	69	66	68	67	77	79	77	79
55 ю.	78	80	78	81	76	75	73	75	78	80	78	81
60 ю.	79	81	79	82	—	—	—	—	79	81	79	82
65 ю.	74	77	74	76	—	—	—	—	74	77	74	76
70 ю.	69	73	68	71	32	29	32	28	53	54	52	52
75 ю.	56	57	49	52	26	27	26	25	32	33	30	30
80 ю.	—	—	—	—	19	20	16	17	19	20	16	17
85 ю.	—	—	—	—	12	12	9	9	12	12	9	9

Зональное количество облаков на одной и той же широте во все сезоны года на океанах больше, чем на материках (как правило, на 10—15%), особенно велика разность значений n в субтропиках, где она превосходит 20%, а в некоторых случаях даже 30%.

Познавательный и прикладной интерес представляют сведения о количестве облаков, осредненном по большим площадям (океанам, материкам, полушариям, планете в целом). При подсчете доли площади, покрытой облаками, следует учитывать изменение

Таблица 17.33. Годовой ход экстремальных значений n (%) и их положение (широта)

Месяц	Максимумы умеренных широт												Субтропические минимумы												Экваториальный максимум (ВЗК)																
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год		
φ° с. ш.	45	45	47,5	50	55	55	55	62,5	62,5	65	65	50	52,5	15	15	15	20	20	20	27,5	30	30	30	25	20	17,5	22,5	10 ю.	10 ю.	15 ю.	7,5 ю.	5 с.	5 с.	5 с.	7,5 с.	10 с.	5 с.	5 с.	5 с.	2,5 с.	5 с.
n_{max}	59	60	60	65	65	64	65	67	67	65	65	55	55	42	41	39	42	45	48	45	44	43	42	43	46	46	64	60	58	60	64	66	64	62	63	65	61	62	61		
φ° ю. ш.	60	57,5	57,5	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	27,5	25	25	17,5	10	10	12,5	12,5	15	15	20	30	57,5	60	7,5 ю.	7,5 ю.	15 ю.	7,5 ю.	5 с.	5 с.	5 с.	7,5 с.	10 с.	5 с.	5 с.	2,5 с.	5 с.	
n_{min}	78	78	81	81	80	79	81	81	81	80	78	78	78	58	56	55	54	52	51	52	54	56	58	58	60	60	57	64	60	58	60	64	66	64	62	63	65	61	62	61	

площади сферических прямоугольников (со сторонами $\Delta\lambda=10^\circ$ и $\Delta\varphi=5^\circ$) в зависимости от широты φ . Поскольку площадь такого прямоугольника

$$a \Delta\varphi \cdot a \Delta\lambda \cdot \cos \varphi_i = a^2 \Delta\varphi \cdot \Delta\lambda \cdot \cos \varphi_i$$

(здесь a — радиус Земли, φ_i — широта центра i -го прямоугольника), то доля площади, покрытой облаками,

$$n = \frac{\sum_{(i)} n_i a^2 \Delta\varphi \Delta\lambda \cos \varphi_i}{\sum_{(i)} a^2 \Delta\varphi \Delta\lambda \cos \varphi_i} = \frac{\sum_{(i)} n_i \cos \varphi_i}{\sum_{(i)} \cos \varphi_i},$$

где суммирование (по i) распространяется на все прямоугольники в пределах рассматриваемой площади (океана, суши, полушария). Определенная по этому соотношению величина n называется осредненным по площади количеством облаков.

Месячные значения n , осредненные по всем океанам (воде) и всем материкам (суше), по полушариям и Земле в целом, приведены в табл. 17.34. Годовые колебания n незначительны на океанах (амплитуда n не превышает 5 %) и более четко выражены на материках (здесь значения n летом на 8—12 % больше, чем зимой). Месячные значения n над водной поверхностью полушария существенно больше, чем над сушей. В северном полушарии разность значений n на океанах и материках составляет около 10 % летом и увеличивается до 18—20 % зимой. В южном полушарии эта разность особенно значительна: 20—25 % в декабре—феврале (лето) и 30—32 % в июне—августе (зима). В среднем за год коли-

Таблица 17.34. Осредненные месячные значения количества облаков (%). 1971—1980 гг.

Месяц	Северное полушарие			Южное полушарие			Земля		
	океан	материк	в целом	океан	материк	в целом	океан	материк	в целом
I	58	40	51	67	47	62	63	42	57
II	56	40	50	65	49	61	61	43	56
III	54	42	49	67	45	62	61	43	56
IV	56	47	52	67	44	62	62	46	57
V	59	49	54	67	41	61	64	46	58
VI	61	49	56	67	37	60	64	45	58
VII	60	49	55	67	35	60	65	44	58
VIII	59	50	55	69	37	62	65	46	59
IX	59	49	55	70	40	63	65	46	59
X	60	45	54	69	43	63	65	44	58
XI	59	42	52	69	43	63	65	42	58
XII	60	41	52	69	46	64	65	43	58
Год	58	45	53	68	42	62	64	44	58

чество облаков составляет над Мировым океаном 64 %, над сушей планеты 44 %. Океаны южного полушария покрыты облаками во все месяцы года в большей степени, чем океаны северного (разность значений n колеблется между 13 % в марте и 6 % в июне; в среднем за год она равна 10 %).

Количество облаков на суше с ноября по март в южном полушарии также больше, чем в северном. Однако с апреля по октябрь и в среднем за год соотношение обратное: n в южном полушарии меньше, чем в северном (в среднем за год на 3 %). Поскольку разность значений n на океанах более значительна, чем на суше, то южное полушарие в целом во все месяцы года больше покрыто облаками, чем северное (разность изменяется от 13 % в марте до 4 % в июне; в среднем за год она составляет 9 %).

В течение 10-летнего периода (1971—1980 гг.) облака в среднем покрывали 53, 62 и 58 % площади соответственно северного полушария, южного и земного шара в целом.

Функции распределения количества облаков обладают рядом особенностей. Для большинства метеовеличин распределение близко к нормальному. В то же время плотность распределения n по данным наблюдений с земной поверхности чаще всего имеет вид U-образной кривой, а по данным наблюдений со спутников — куполообразный вид. Это принципиальное различие объясняется прежде всего тем, что распределение n более, чем любой другой метеовеличины, зависит от размера площади, по которой определено количество облаков. О такой зависимости свидетельствуют следующие рассуждения. Если n определяется в точке (при наблюдении с земной поверхности — в зените, со спутника — в надире), то могут наблюдаться только два состояния: полная облачность ($n=100\%$) или ясно ($n=0$). С другой стороны, если площадь, охваченная наблюдением, достаточно велика (например, весь материк или океан), то n во всех случаях будет близко к его среднему значению, а вероятность малых (0—2 балла) и больших (8—10 баллов) значений n очень мала.

С целью реализации этой идеи и получения фактических данных о плотности распределения n выполнен анализ высококачественных фототелевизионных изображений облачного покрова. Количество облаков определено для сферических квадратов (с общим центром), размер которых изменялся от $0,5 \times 0,5^\circ$ до $10 \times 10^\circ$.

В табл. 17.35 приведены (для сокращения объема только по трем квадратам) сведения о плотности распределения n во все сезоны года по наблюдениям в 1979—1981 гг. на Европейской части СССР (число наблюдений в каждом квадрате зимой (З) — 2105, весной (В) — 2430, летом (Л) — 1512 и осенью (О) — 2598).

Отметим прежде всего общую для всех сезонов закономерность: для квадратов $0,5 \times 0,5^\circ$, $1 \times 1^\circ$ и $2 \times 2^\circ$ распределение носит U-образный характер — максимумы плотности распределения (f) приходится на малые (0—2 балла) и большие (8—10 баллов) зна-

Таблица 17.35. Эмпирическая плотность распределения (%) количества облаков в различные сезоны года

Квадрат	Сезон	Количество облаков, баллы										
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	З	33	—	—	—	—	—	—	—	—	—	67
	В	51	—	—	—	—	—	—	—	—	—	49
	Л	74	—	—	—	—	—	—	—	—	—	26
	О	51	—	—	—	—	—	—	—	—	—	49
0,5 × 0,5°	З	17	6	5	2	3	2	4	4	4	16	38
	В	34	7	7	2	3	2	2	3	4	12	24
	Л	50	12	10	2	1	0	1	2	2	9	11
	О	35	7	7	2	2	1	3	3	2	14	24
1 × 1°	З	11	7	5	5	4	2	4	6	8	18	29
	В	26	10	8	5	5	2	3	5	5	13	18
	Л	39	18	9	6	2	1	2	2	3	9	9
	О	26	10	7	5	4	2	4	4	5	17	16
10 × 10°	З	1	2	3	9	10	8	12	19	18	17	2
	В	5	5	7	14	14	9	14	14	10	8	0
	Л	2	16	19	23	12	8	6	6	7	2	0
	О	2	4	8	16	15	10	12	15	11	5	0

чения n , а минимум — на 4—6 баллов; для квадратов $8 \times 8^\circ$ и $10 \times 10^\circ$ распределение n приближается к куполообразному — максимум f смещается на 3—7 баллов, а при облачности 0 и 10 баллов плотность распределения минимальна.

Средние значения \bar{n} зимой на Европейской части СССР примерно в 2 раза больше, чем летом (осредненные по всем квадратам они равны 6,4 балла зимой и 3,1 балла летом). Зависимость \bar{n} от размера квадрата слабая и неоднозначная (табл. 17.36). Сред-

Таблица 17.36. Статистические характеристики количества облаков (баллы)

Характеристика	Сезон	Квадрат							
		0	0,5 × 0,5°	1 × 1°	2 × 2°	4 × 4°	6 × 6°	8 × 8°	10 × 10°
\bar{n}	З	6,7	6,4	6,5	6,5	6,4	6,4	6,3	6,3
	В	4,9	4,6	4,6	4,7	4,8	4,8	4,8	4,9
	Л	2,6	2,7	2,9	3,0	3,2	3,4	3,5	3,6
	О	4,9	4,6	4,7	4,8	4,9	4,9	5,0	5,0
σ_n	З	4,7	4,0	3,7	3,4	3,0	2,6	2,4	2,2
	В	5,0	4,3	4,0	3,7	3,2	2,9	2,6	2,5
	Л	4,4	3,8	3,6	3,3	2,9	2,6	2,4	2,2
	О	5,0	4,4	4,1	3,6	3,2	2,8	2,6	2,3

ние квадратические отклонения (σ_n) при оценке n по малым квадратам сравнимы с \bar{n} . С увеличением квадрата σ_n уменьшается.

При решении задач динамики облаков, общей циркуляции атмосферы и климата Земли нередко возникает необходимость параметризации (сглаживания) функций распределения n с помощью некоторых аналитических выражений. Испытано несколько видов таких выражений: гамма-функция, степенная, экспоненциальная, Грамма—Шарлье. В лучшем согласии с эмпирическими данными оказалась параметризация с помощью обобщенного логарифмически нормального распределения

$$F = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{y_n} \exp\left(-\frac{\tau^2}{2}\right) d\tau. \quad (7.1)$$

Здесь

$$y_n = \frac{\tau - \bar{\tau}}{\sigma_\tau}, \quad \tau = \ln \frac{n+1}{10-n},$$

где $\bar{\tau}$ и σ_τ — среднее значение и квадратическое отклонение переменной τ , n — в баллах.

Средние значения модуля разности $\Delta = F'' - F'$ между аппроксимированными (F'') с помощью формулы (7.1) и эмпирическими (F') значениями функции распределения во все сезоны года оказались близкими к 0,03. В 80—90 % случаев модуль разности Δ не превышает 0,05, при этом равновероятны как положительные, так и отрицательные значения Δ .

Корреляционные функции с целью исключения пространственной неоднородности и нестационарности построены для нормированных на стандарт (σ_n) значений n . Результаты расчета осредненных по кругам широт и меридианам коэффициентов корреляции (r) приведены в табл. 17.37. Видно, что корреляционная связь между значениями n вдоль параллелей значительно теснее, чем вдоль меридианов: коэффициенты $\bar{r}(x)$ на одинаковых расстояниях существенно больше $\bar{r}(y)$. В обоих полушариях корреляционные функции убывают с увеличением расстояния. Однако в южном полушарии с ростом x и y коэффициенты $\bar{r}(x)$ убывают медленнее, а $\bar{r}(y)$ — быстрее, чем в северном. Объясняются эти закономерности преобладанием зональных переносов полей облачности над меридиональными. Пространственные масштабы корреляции

$$x^* = \int_0^\infty \bar{r}(x) dx \quad \text{и} \quad y^* = \int_0^\infty \bar{r}(y) dy$$

(при зависимости \bar{r} от x и y , близкой к экспоненциальной, $\bar{r}(x^*) = -0,37$ и $\bar{r}(y^*) = 0,37$) равны: $x_N^* = 3500$ км и $y_N^* = 1400$ км в север-

Таблица 17.37. Осредненные коэффициенты корреляции (%) нормированных средних месячных значений n вдоль параллелей $\bar{r}(x)$ и меридианов $\bar{r}(y)$. 1971—1975 гг.

\bar{r}	Расстояние, км									
	555	1110	1665	2220	2775	3330	3885	4440	4995	5550
Северное полушарие										
$\bar{r}(x)$	75	72	60	56	44	40	32	32	19	17
$\bar{r}(y)$	81	53	25	2	-16	-24	-23	-17	-6	-
Южное полушарие										
$\bar{r}(x)$	78	67	59	52	45	50	34	49	36	38
$\bar{r}(y)$	71	36	4	-19	-31	-38	-39	-37	-25	-

ном полушарии, $x_S^* = 5000$ км и $y_S^* = 1100$ км — в южном. Поскольку в южном полушарии зональность полей выражена более сильно, чем в северном, то масштабы корреляции, характеризующие размеры облачных полей, удовлетворяют неравенствам: $x_N^* < x_S^*$ и $y_N^* > y_S^*$.

Анализ пространственно-временных корреляционных функций показал, что по мере уменьшения временного периода осреднения ослабевает корреляционная связь между значениями n на заданном расстоянии и становится менее выраженной анизотропность поля облачности, т. е. уменьшается различие между $r(x)$ и $r(y)$.

8 Фазовое состояние облаков

Облака, как и туманы, могут состоять из капель воды, кристаллов льда и из смеси капель и кристаллов. Первые из них называют капельными (или водяными), вторые — кристаллическими (или ледяными), третьи — смешанными. При положительных температурах воздуха возможны только капельные облака. При отрицательных температурах наблюдаются все три вида облаков, при этом капли находятся в переохлажденном (метастабильном) состоянии. Процесс замерзания их носит вероятностный характер.

Как часто наблюдаются облака в различном фазовом состоянии, показывает табл. 17.38. Согласно данным этой таблицы, включающей в общей сложности результаты 61 580 наблюдений, переохлаждение — явление широко распространенное, встречающееся вплоть до очень низких температур (-42°C). С пониже-

Таблица 17.38. Повторяемость (%) фазовых состояний облаков при разных температурах над территорией СССР в среднем за год

$T^\circ\text{C}$	Фазовое состояние облаков			N
	капельное	смешанное	кристаллическое	
0... -2	83,6	14,1	2,3	10 312
-4... -6	69,0	25,9	5,1	12 286
-8... -10	53,7	35,4	10,9	11 317
-12... -14	36,7	41,8	21,5	8 450
-16... -18	22,7	39,9	37,4	5 890
-20... -22	16,8	35,2	48,1	4 814
-24... -26	10,3	30,9	58,8	3 592
-28... -30	5,8	25,3	68,9	2 435
-32... -34	3,2	17,2	79,6	1 395
-36... -38	2,3	11,1	86,6	687
-40... -42	1,6	6,8	93,2	309
-44... -46	0,0	6,4	93,6	93

нием температуры повторяемость капельных облаков монотонно уменьшается, а кристаллических — растет: при температуре выше -10°C повторяемость первых больше 50 %, вторых — меньше 10 %; при температуре ниже -20°C соотношение обратное — повторяемость капельных облаков меньше 20 %, а кристаллических — больше 50 %. Если же, однако, учитывать жидкую фазу как в капельных, так и в смешанных облаках, то вероятность ее достаточно высока: при температуре от 0 до -10°C она превышает 85 %, от -12 до -22°C составляет 50—75 %, и даже в интервале от -24 до -34°C вероятность жидкой фазы достигает 20—40 %.

Характер зависимости фазового состояния облаков от температуры сохраняется для отдельных сезонов и географических районов СССР. Так, при температуре от -8 до -10°C повторяемость капельных облаков составляет 54,7 % летом и 55,3 % зимой, кристаллических — 10,4 % летом и 10,3 % зимой; при температуре от -20 до -22°C капельные облака наблюдаются в 11,7 % случаев летом и в 17,5 % случаев зимой, кристаллические — соответственно в 49,8 и 45,3 % случаев. Отметим, что число случаев с температурой от -20 до -22°C существенно различается летом (247) и зимой (2029). Естественно, что такое различие могло повлиять на результаты расчета повторяемостей.

Температура воздуха — главный из факторов, определяющих фазовое состояние облачных частиц. Наиболее существенным среди других второстепенных факторов является форма облаков, связанная в свою очередь с характером процессов образования облаков. В табл. 17.39 приведены данные о повторяемости капельных и кристаллических облаков различных форм. Общая закономерность — монотонное уменьшение повторяемости капельных облаков и уве-

Таблица 17.39. Повторяемость (%) фазового состояния облаков различных форм в среднем за год над территорией СССР

Облака	Температура, °С								
	0...-2	-4...-6	-8...-10	-12...-14	-16...-18	-20...-22	-24...-26	-28...-30	-32...-34
Капельные облака									
St	95,5	88,6	75,8	60,8	17,6	12,5			
Sc	94,8	85,4	75,2	59,0	42,1	42,0	28,6		
Ac	90,6	81,1	65,8	52,6	43,8	37,2	31,3	24,0	14,4
As	64,9	47,9	35,1	24,6	16,1	11,8	6,9	3,6	2,2
Ns	66,9	43,4	27,8	17,4	10,9	5,3	3,6	3,8	4,3
Кристаллические облака									
St	0,1	0,6	1,9	5,9	23,5	37,5			
Sc	0,4	1,1	2,0	3,9	9,5	17,5	40,0	72,7	100
Ac	0,9	2,3	4,2	7,9	12,3	13,9	15,3	20,2	35,0
As	10,0	13,7	22,6	36,3	49,5	58,0	67,0	75,2	83,5
Ns	5,8	13,5	26,0	40,5	54,7	63,6	72,3	77,9	82,4
Смешанные облака									
St	4,0	10,8	22,3	33,3	58,9	50			
Sc	4,8	13,5	22,8	37,2	48,4	40,5	31,4	27,3	0,0
Ac	8,5	16,6	30,0	39,5	43,9	48,9	53,5	55,8	50,5
As	25,1	38,4	42,3	39,1	34,4	30,2	26,1	21,2	14,3
Ns	27,3	43,1	46,2	42,1	34,4	31,1	24,1	18,3	13,3

личение повторяемости кристаллических при понижении температуры — справедлива для всех форм облаков. Однако наблюдается существенное различие в повторяемости жидкой и твердой фаз в облаках St, Sc и Ac (первая группа), с одной стороны, и в облаках Ns и As (вторая группа) — с другой. Видно, что практически при всех температурах в первой группе облаков повторяемость жидкой фазы на несколько десятков процентов больше, а твердой фазы в несколько раз меньше, чем в облаках второй группы.

Так, если в первой группе на долю капельных облаков при температуре от -8 до -10 °С приходится 65—75 % случаев, то во второй повторяемость капельных облаков при той же температуре составляет лишь 28—35 %. Вероятность кристаллических облаков при температуре от -8 до -10 °С в первой группе равна 2—4 %, во второй она достигает 22—26 %. Аналогичное соотношение между значениями повторяемости фаз в облаках первой и второй

групп сохраняется и при других температурах. Исключенные составляют облака Sc при очень низких температурах (от -24 до -34 °С), однако повторяемость фаз в этих облаках определена по очень малому числу наблюдений (например, для интервала температуры от -28 до -30 °С по 11 случаям, а для интервала от -32 до -34 °С всего лишь по 4 случаям) и поэтому с большой погрешностью.

Наиболее существенное влияние на вероятность замерзания переохлажденных капель и, следовательно, образования кристаллов льда оказывают, согласно опытным данным Бигга (см. главу 15), температура капли (степень переохлаждения) и скорость охлаждения, а также размер капель и время пребывания капли при данной температуре. С увеличением скорости охлаждения от 0,05 до 0,5 °С/мин температура замерзания переохлажденной капли повышается на 2 °С. Конечно, трудно дать количественную оценку скорости охлаждения в облаках различных форм, тем не менее можно утверждать, что скорость охлаждения капель в облаках Ns—Ac значительно больше, чем в облаках St—Sc—Ac.

Глава 18 Осадки

1 Классификация осадков

Капли воды и кристаллы льда, выпадающие из атмосферы на земную поверхность, называются *осадками*. Количество осадков измеряют толщиной слоя жидкой воды, который мог бы образоваться после выпадения осадков на горизонтальную непроницаемую поверхность.¹ *Интенсивностью осадков* называют количество осадков, выпадающих за единицу времени (например, 1 ч).

Различают следующие *виды осадков* (классификация по форме).

1. *Морось* — довольно однородные осадки, состоящие из мелких капель (радиусом меньше 0,25 мм), которые почти не имеют направленного движения и кажутся плавающими в воздухе. Выпадает морось из слоистых (St) и слоисто-кучевых (Sc) облаков, а также при рассеивании тумана. Интенсивность осадков при мороси не превышает 0,25 мм/ч, скорость падения капель в неподвижном воздухе менее 0,3 м/с.

2. *Дождь* — жидкие водяные осадки, состоящие из капель радиусом более 0,25 мм. Наблюдения показывают, что капли радиусом больше 2,5—3,2 мм не встречаются — они сплющиваются и разбиваются на более мелкие (рис. 18.1).

Дробление капель происходит следующим образом: при попадании капли в поток она сплющивается, затем средняя часть капли выдувается и происходит ее отрыв, сохранившееся кольцо распадается на отдельные капли. Опыты в камерах позволили установить критерий дробления капель разных жидкостей. Если капля радиусом r падает со скоростью v в потоке газа, плотность которого ρ , скорость движения u и коэффициент поверхностного натяжения σ , то капля начинает дробиться, когда величина $\rho(u - v)^2 \times \chi r / \sigma$ достигает значения $1,75 \pm 0,2$ (здесь ρ в г/см³, u и v в м/с, r в мм, σ в мДж/м²). В турбулентном потоке дробление капель начиналось при значении этой величины около 1,1. Для капель радиусом 4,25—6,25 мм, падающих в спокойном воздухе, число брызг колебалось от 3 до 97, наиболее часто образовывалось 30—40 брызг. Преобладающий радиус брызг составлял 0,75—1 мм.

¹ Обычно количество осадков измеряют в миллиметрах; 1 мм соот-

ветствует массе осадков 1 кг, выпавших на площадь 1 м².

Скорость падения капель дождя достигает 8—10 м/с. Дождь выпадает из слоисто-дождевых (Ns) и кучево-дождевых (Cb) облаков, а также иногда из высоко-слоистых (As).

3. *Снег* — твердые осадки в виде кристаллов (снежинок). Наблюдается исключительно большое разнообразие форм снежинок. Наиболее простые из них иглы, столбики и пластинки. Кроме того встречаются многочисленные усложненные формы снежинок:

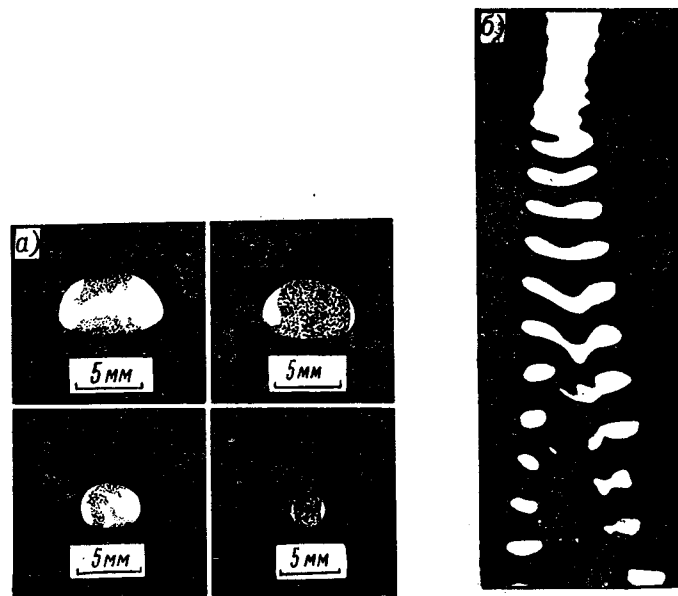


Рис. 18.1. Форма падающих водяных капель (а) и их разрыв (б).

игельчатые звезды; пластинчатые звезды; ежи, состоящие из нескольких столбиков; столбики с пластинками или звездами на концах и т. д. Некоторые столбики могут быть внутри пустыми или иметь вид бокалов; встречаются также 12-лучевые звезды.

Размеры отдельных снежинок могут быть весьма различными. Наибольшие линейные размеры обычно имеют игельчатые звезды (их радиус достигает 4—5 мм). В смешанных облаках часто наблюдается обзертание снежинок (заморозание переохлажденных капель при соударении со снежинкой), которые при этом приобретают матовый оттенок. Снежинки часто соединяются между собой и выпадают в виде больших хлопьев. Радиус хлопьев снега колеблется от 0,5 мм до 5 см; наблюдались хлопья радиусом до 15—20 см.

Снежные хлопья — весьма частое явление. Они наблюдаются в 14 % случаев при слабых и в 92 % при сильных снегопадах. Образование снежных хлопьев способствует относительно высокая температура воздуха, большая густота снегопада, длительность пути падения и другие факторы. Предельно большие хлопья образуются при штиле или слабом ветре (1—2 м/с).

4. *Мокрый снег* — это осадки в виде снежинок и капель или тающих снежинок. Мокрый снег образуется тогда, когда вблизи земной поверхности температура близка к 0 °С или несколько выше.

5. *Крупа* — осадки, состоящие из ледяных и сильно обзерненных снежинок радиусом от долей до 7,5 мм, которые образуются в результате замерзания переохлажденных капель воды и обзернения снежинок.

В зависимости от соотношения между снежной и ледяной частями крупинки этот вид осадков подразделяют на снежные зерна, снежную и ледяную крупу (последнюю часто считают разновидностью града).

6. *Град* — частицы шарообразной формы с ледяными прослойками различной плотности. Радиус частиц 1—25 мм (наблюдались случаи выпадения градин радиусом более 15 см). Крупные градины имеют слоистое строение. В центре расположено матовое белое ядро, похожее на снежную крупу. Ядро обтянуто слоем прозрачного льда. Далее идут попеременно прозрачные и непрозрачные слои льда.

Градины образуются в кучево-дождевых облаках в результате слияния переохлажденных капель воды с зернами крупы, при котором происходит замерзание капель. Наиболее крупные градины образуются вследствие смерзания более мелких градин.

Генетически, т. е. в зависимости от физических условий образования, осадки подразделяются на следующие виды:

а) *обложные осадки* — это продолжительные и распространяющиеся на большую площадь осадки средней интенсивности, выпадающие из облаков Ns—As в виде дождя и снега, иногда мокрого;

б) *ливневые осадки* — осадки, выпадающие из кучево-дождевых облаков в виде дождя, снега, крупы, града. Эти осадки внезапно начинаются и кончаются, для них характерно резкое изменение интенсивности. Выпадение их часто сопровождается грозами и шквалами;

в) *морось или ледяные кристаллы* (при низких температурах) — осадки, выпадающие из плотных слоистых и слоисто-кучевых облаков, которые образуются в устойчиво стратифицированных воздушных массах.

Образование осадков и их интенсивность связаны с микрофизическим строением и вертикальной мощностью облаков. Результаты статистической обработки материалов 686 самолетных подъемов во фронтальной облачности приведены в табл. 18.1.

Таблица 18.1. Повторяемость (%) осадков из фронтальных облаков различных типов

Осадки	Тип облаков				
	I	II	III	IV	V
Отсутствуют	91	33	10	31	11
Не доходят до земной поверхности	3	14	12	7	6
Слабые	6	32	30	28	31
Умеренные	—	19	34	34	42
Сильные	—	2	14	—	10

Наибольшая повторяемость (около 90 %) приходится на осадки, выпадающие из облаков смешанного строения по всей толщине или в значительной их части (типы III и V). Из чисто кристаллических облаков и облаков, состоящих из отдельных слоев (типы II и IV), осадки выпадают примерно в 70 % случаев, из чисто водяных облаков (тип I) — лишь в 9 % случаев.

Если отнести повторяемость осадков к общему числу случаев, когда наблюдались облака, то окажется, что на облака типа I приходится 5 % всех случаев с осадками, доходящими до земли, типа II — 44 %, типа III — 28 %, типа IV — 11 % и типа V — 12 %.

Зависимость интенсивности и вида осадков от толщины облаков без разделения их на типы иллюстрирует рис. 18.2, построенный на основании 439 самолетных зондирований облачности. Согласно этому рисунку, между интенсивностью осадков и толщиной облаков существует практически линейная зависимость. Морось (М) выпадает при средней толщине облаков 850 м, дождь с моросью (ДМ) — при 1400 м, дождь (Д) — 2150 м, снег (С) — 2300 м, снег с дождем (СД) — 2600 м и дождь, образовавшийся при таянии ледяных частиц (ЛД) — при 3150 м.

Установлена зависимость фазы осадков от температуры воздуха у земной поверхности и средней температуры столба воздуха между изобарическими поверхностями 1000 и 850 гПа (характеристикой последней служит Φ — относительный геопотенциал поверхности 850 гПа над 1000 гПа, выраженный в декаметрах): при $\Phi < 128$ дам или $T_0 < -3$ °С выпадают только твердые осадки, а при $\Phi > 132$ дам или $T_0 > 3$ °С, — только жидкие осадки. При значениях Φ , равных 128—132 дам, и T_0 , равных -3 — 3 °С, наблюдаются три вида осадков — снег, снег с дождем (мокрый снег) и дождь.

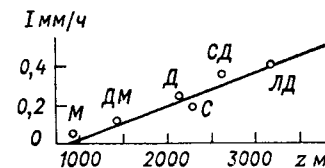


Рис. 18.2. Зависимость интенсивности осадков I от толщины облачности z .

С помощью рис. 18.3 *а* можно определить вид осадков у земной поверхности при значениях T_0 , близких к 0°C , и Φ , равных 130—131 дам. Когда по этому графику определить вид осадков затруднительно, следует пользоваться дополнительным графиком (рис. 18.3 *б*).

Осадки — наиболее изменчивое во времени и пространстве метеорологическое явление, поскольку их образование и интенсивность определяются разнообразными атмосферными условиями.

Наиболее благоприятные условия для формирования осадков большой интенсивности создаются в районах с высокой массовой

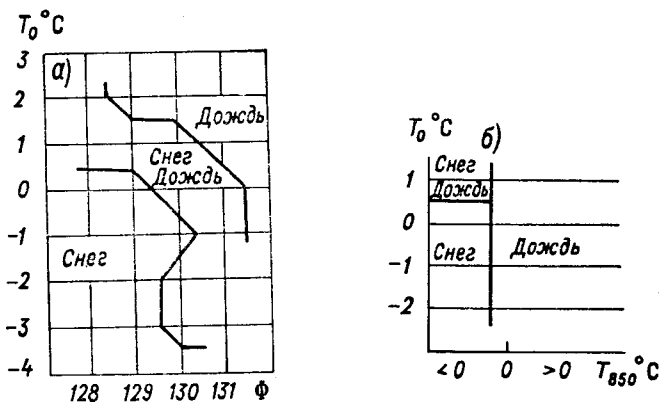


Рис. 18.3. График для определения вида осадков по T_0 и Φ (а) и по T_0 и T_{850} (б).

долей водяного пара и сильными восходящими движениями. К таким районам относятся экваториальные и тропические, где в среднем за год выпадает свыше 1000 мм осадков, а местами до 12 000 мм. Например, на о. Тринидад (11° с. ш.) средняя годовая сумма осадков составляет 1490 мм, на Сейшельских островах (5° ю. ш.) — 2400 мм.

Восходящие движения, а вместе с ними и осадки всегда усиливаются при приближении воздушной массы к горам. Так, в Боре, в горах о. Ява, за год выпадает 4370 мм осадков (в то же время в Джакарте, расположенной на берегу моря, — всего 1800 мм), в Дебундже (у подножия вулкана Камерун) — 10 470 мм. Особенно славится обильными осадками восточная часть Индостана, где летний муссон, дующий с моря и встречающий на своем пути горы, сопровождается катастрофическими ливнями. В Черапунджи, в предгорьях Гималаев, за год выпадает 23 000 мм осадков (за одни сутки, 14 июня 1876 г., выпало 1040 мм осадков).

В умеренных широтах за год выпадает в среднем от 250 до 1000 мм, в высоких широтах — менее 250 мм. Наименьшее количе-

ство осадков (менее 250 мм в год) выпадает в субтропической области и в пустынях умеренных широт.

В Советском Союзе наибольшее количество осадков (2460 мм в год) выпадает в районе Батуми, наименьшее (100—350 мм в год) — в Средней Азии, особенно в Туркмении, где в некоторых местах осадков практически нет. В таких городах, как Москва, Ленинград, Свердловск, Новосибирск, Хабаровск, выпадает в среднем 500—600 мм осадков в год. В Приморье (Дальний Восток) летом интенсивность осадков достигает 10—12 мм/ч.

Наибольшей интенсивностью и изменчивостью во времени и пространстве отличаются ливневые осадки. Зафиксированы случаи исключительно интенсивных осадков. Так, в Калифорнии 29 ноября 1911 г. за 3 мин выпало 63 мм осадков, что соответствует интенсивности 1260 мм/ч.

Во время грозы, наблюдавшейся в Ленинградской области 19 июня 1951 г., за 4—5 ч выпало 42 мм осадков, при этом интенсивность дождя резко изменялась во времени (рис. 18.4). Количе-

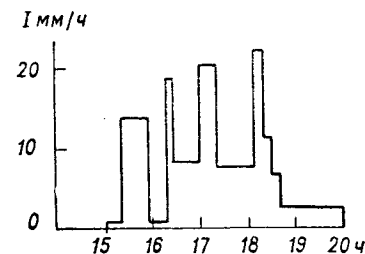


Рис. 18.4. Интенсивность дождя во время грозы в Ленинградской области.

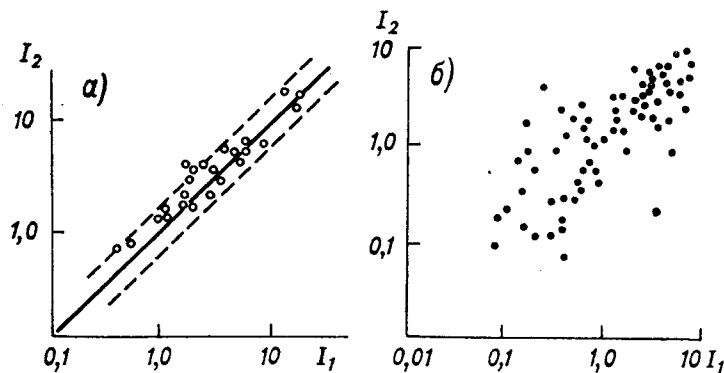


Рис. 18.5. Связь между интенсивностью осадков (мм/ч) в пунктах, удаленных на 10 м (а) и 1200 м (б).

ство осадков более 10 мм зарегистрировано на площади около 200 тыс. км²; на эту площадь выпало до 300 млн. т воды.

Данные одновременного измерения интенсивности осадков I_1 и I_2 в двух пунктах, удаленных друг от друга на расстояние 10 м, представлены на рис. 18.5 *а*, и на расстояние 1200 м — на рис. 18.5 *б*.

Рисунок 18,5 а дает ответ на методический вопрос о погрешности измерения осадков; рисунок 18,5 б показывает, что интенсивности осадков в двух точках, удаленных на сравнительно небольшое расстояние (1200 м), могут быть существенно различными (об этом говорит большой разброс точек).

Град обычно выпадает узкой полосой (ее ширина колеблется от долей до 10—15 км) в течение сравнительно небольшого промежутка времени (15—30 мин). Длина полосы градобития может достигать 800 км.

Е. К. Федоров и Е. Ф. Мамина при сравнении запаса жидкой воды в облаке в определенный момент времени и количества осадков, выпадающих из облачной системы при ее прохождении через пункт наблюдения, получили, что количество осадков, выпавших за 2—3 сут из облачной системы, превышает запас воды в системе в несколько раз. Это отношение в среднем равно 23; однако в отдельных случаях оно может колебаться от 40 до 7.

Представляет также интерес сравнение площадей, занятых облачной системой и осадками. Отношение k второй площади к первой колеблется в пределах 0,37—0,53 при среднем значении 0,46. Наибольшая повторяемость (45 %) во все сезоны года приходится на площадь осадков 0,25—0,5 млн. км². При этом с ростом площади облаков до 4—5 млн. км² увеличивается и площадь осадков; при дальнейшем увеличении площади облаков размеры площади осадков уменьшаются.

При средней по всему облаку водности, равной 1 г/м³, и вертикальной мощности кучево-дождевого облака 6000 м количество ливневых осадков, выпадающих из облака, превышает запас воды в облаке в среднем в 4,9 раза (при продолжительности осадков 60 мин). Когда интенсивность осадков превышала 1 мм/мин (в районе Киева), количество осадков было больше запаса воды в облаке в среднем в 8,8 раза при колебаниях от 1,8 до 16,9. Через каждые 7—12 мин в кучево-дождевом облаке запасы воды обновляются.

Приведенные данные указывают на то, что из облачных систем за время их существования выпадает количество осадков, примерно на порядок превышающее запас воды в фиксированный момент. Это означает, что вся масса воды в облаках обновляется много раз за время их существования.

2 Процессы укрупнения облачных элементов и образования осадков

В последние десятилетия уделяется большое внимание исследованию условий образования и укрупнения облачных элементов, с которыми тесно связан расчет интенсивности осадков. Решение

этих проблем в свою очередь тесно связано с изучением движения атмосферы и поля ее температуры. Такая взаимосвязь и взаимобусловленность большого числа явлений и процессов, участвующих в образовании облачности и осадков, значительно осложняет решение проблемы их образования.

Остановимся на описании процесса роста облачных элементов и образования осадков с качественной стороны.

В *начальной стадии* развития облака, по современным представлениям, основную роль в укрупнении зародышевых облачных элементов играет процесс конденсации водяного пара. Конденсация происходит благодаря небольшому пересыщению водяного пара по отношению к поверхности облачных капель. Особенно быстро начинают расти облачные элементы после того, как в облаке наряду с переохлажденными каплями появляются кристаллы льда. При этих условиях начинается перегонка водяного пара с переохлажденных капель на кристаллы льда вследствие того, что давление насыщенного водяного пара над водой больше, чем над льдом.

Во *второй стадии*, после того как капли и кристаллы льда вырастают до $r = 20 \div 60$ мкм, преобладающую роль начинает играть процесс *слияния (коагуляции)* облачных элементов. Коагуляция облачных элементов обусловлена в основном *различной скоростью их падения (гравитационная коагуляция)*. Известную роль играет коагуляция, обусловленная турбулентным и броуновским движением, электростатическими силами и др. Благодаря коагуляции капли и кристаллы вырастают от десятков микрометров до нескольких миллиметров (снежные хлопья и градины — до нескольких сантиметров).

Капли разных размеров падают под действием силы тяжести с различной скоростью, в результате чего они соударяются друг с другом. Однако пока капли мелкие, их столкновение и слияние маловероятно. С ростом капель разность скоростей падения увеличивается, что обеспечивает все более благоприятные условия для их столкновения и слияния. Теория показывает, что скорость роста капель за счет коагуляции пропорциональна квадрату радиуса, а скорость конденсационного роста обратно пропорциональна радиусу.

Исключительно важное значение для укрупнения облачных элементов и образования осадков имеют вертикальные движения внутри облака.

Во-первых, при восходящем движении понижается температура воздуха, что определяет пересыщение водяного пара и конденсационный рост капель до размеров, при которых активную роль начинает играть слияние капель.

Во-вторых, капли, поднятые на большую высоту восходящим потоком, должны при падении пройти значительную толщу облака,

благодаря чему они вырастают до больших размеров за счет коагуляции.

С. Петтерсен обратил внимание еще на один эффект, который приводит к усилению роста капель за счет конденсации водяного пара. Это эффект разности температур облачных элементов. Такие разности температур возникают в результате того, что в облаке наблюдаются восходящие и нисходящие движения (струи). Капли,

пришедшие сверху, в среднем оказываются на данном уровне холоднее капель, пришедших на тот же уровень снизу. Эти разности температур невелики (десятые доли градуса Цельсия), но при высоких положительных температурах (в низких широтах) они могут играть заметную роль. Если две соседние капли с одинаковым радиусом имеют температуру T_1 и T_2 ($T_1 < T_2$), то давления насыщения над поверхностью этих капель находятся в соотношении $E_1 < E_2$. Вследствие этого начнется перегонка пара с теплой капли на холодную. Обозначим разность давлений водяного пара через $\Delta E_T = E_2 - E_1$. Согласно п. 1 главы 13, при одной и той же разности $\Delta E_T = \text{const}$ разности температур $\Delta T = T_2 - T_1$ должны быть тем меньше, чем выше температура окружающего каплю воздуха.

На рис. 18.6 приведена кривая зависимости разности $\Delta E_{\pi} = E - E_{\pi}$ давлений водяного пара над водой и льдом от температуры. Эта разность принимает максимальное значение $(\Delta E_{\pi})_m = 0,264$ гПа при $T = -12^\circ\text{C}$. Кривые A, B, C выражают зависимость разности ΔT от температуры при следующем фиксированном значении разности ΔE_T : кривая A при $\Delta E_T = (\Delta E_{\pi})_m$, кривая B при $\Delta E_T = (\Delta E_{\pi})_m/2$, кривая C при $\Delta E_T = (\Delta E_{\pi})_m/4$.

Для того чтобы возник эффект конденсации, сравнимый с эффектом появления твердой фазы (кристаллов) в облаке, необходимо, чтобы разность ΔT была равна нескольким градусам Цельсия при низких отрицательных температурах и всего лишь долям градуса Цельсия при высоких положительных температурах. Поскольку большие разности температур в облаках не встречаются, этот эффект не играет заметной роли в умеренных и высоких широтах, где облака имеют, как правило, низкую температуру, и оказывается существенным в таких широтах, где нижняя часть облаков находится в области высоких положительных температур.

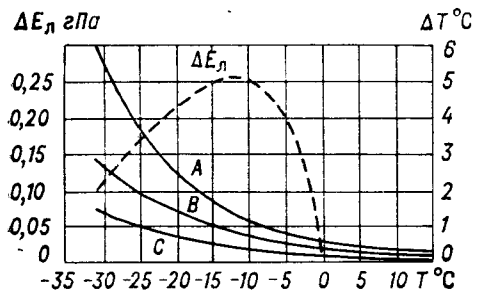


Рис. 18.6. Зависимость разностей $\Delta E_{\pi} = E - E_{\pi}$ и $\Delta T = T_2 - T_1$ от температуры.

3 Скорость падения твердых и жидких частиц в атмосфере

На каждую частицу примеси в атмосфере действуют: а) внешние силы (сила тяжести, электростатические силы и др.); б) сила сопротивления со стороны воздуха; в) сила взаимодействия между частицами.

В общем случае исследование движения частиц примесей в атмосфере представляет исключительно сложную задачу, рассматриваемую в механике аэрозолей. Здесь будут рассмотрены наиболее простые случаи движения частиц примесей.

Запишем уравнение движения частицы в векторной форме. На основании второго закона Ньютона имеем

$$m \frac{dv}{dt} = F + G, \quad (3.1)$$

где v — скорость движения частицы, m — ее масса, F — сила сопротивления, G — внешняя сила (например, сила тяжести).

Сила сопротивления зависит от скорости движения частицы относительно воздуха, размеров частицы и др. Теория показывает, что наиболее простой вид формулы для силы сопротивления имеет при малых числах Рейнольдса (Re). Для шарообразных частиц (капель) при таком режиме движения сила сопротивления прямо пропорциональна скорости движения частицы относительно воздуха (закон Стокса). Аналитически эта зависимость записывается в виде

$$F_0 = -6\pi\eta r v, \quad (3.2)$$

где η — коэффициент молекулярной вязкости, r — радиус частицы.

При больших числах Re наблюдаются отклонения силы сопротивления от закона Стокса. Экспериментальные исследования показали, что с достаточной степенью точности силу сопротивления можно представить в следующем виде:

$$F = F_0 \left(1 + \frac{1}{6} Re^{2/3} \right). \quad (3.3)$$

где $Re = 2rpv/\eta$, ρ — плотность воздуха.

Формула (3.3) дает в интервале $3 < Re < 400$ для силы F значения, отличающиеся от экспериментальных не более чем на 2 %.

Рассмотрим падение шарообразной частицы (капли) под влиянием силы тяжести в случае малых чисел Re , т. е. при выполнении закона Стокса. Внешняя сила складывается из силы тяжести и выталкивающей силы воздуха (силы Архимеда):

$$G = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k g - \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g, \quad (3.4)$$

где ρ_k — плотность частицы (капли); g — ускорение свободного падения.

Так как плотность воздуха ρ значительно меньше плотности частицы (воды), то вычитаемым в формуле (3.4) практически всегда можно пренебречь и записать G в виде

$$G = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k g. \quad (3.5)$$

Поскольку скорость падения частицы, а также силы G и F направлены вдоль одной прямой (вертикали), то векторное уравнение (3.1) при малых Re с учетом (3.2) и (3.5) принимает вид

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k g - 6\pi\eta r v. \quad (3.6)$$

При этом скорость v считается положительной, если она направлена вниз. Уравнению (3.6) можно придать следующий вид:

$$\frac{dv}{dt} - \frac{v}{\tau} - g = 0, \quad (3.7)$$

где $\tau = m/6\pi\eta r = 2r^2\rho_k/9\eta$ — величина с размерностью времени, играющая важную роль при исследовании движения частиц в воздухе и других средах; она носит название *времени релаксации*.

Установившуюся скорость движения частицы (v_s) получим из уравнения (3.7), если в нем положим $dv/dt = 0$. Таким образом,

$$v_s = g\tau \text{ или } v_s = \frac{2g\rho_k}{9\eta} r^2. \quad (3.8)$$

Скорость установившегося движения частицы при малых значениях параметра Re (т. е. при малых r) прямо пропорциональна квадрату радиуса частицы. Экспериментальные данные показывают, что формула (3.8), называемая *формулой Стокса*, дает удовлетворительные результаты для скорости падения шарообразных частиц (капель), радиус которых 10^{-5} — $5 \cdot 10^{-3}$ см.

Для более крупных частиц необходимо считаться с отклонением силы сопротивления от закона Стокса. Результаты расчета установившейся скорости падения шарообразных частиц с плотностью 1,2 и 4 г/см³ в воздухе при температуре 20 °С и давлении 1013 гПа приведены на рис. 18.7. Кривые 1 на этом рисунке построены в предположении, что сила сопротивления определена формулой (3.3), кривые 2 — формулой Стокса.

Если движение частицы неустановившееся, то необходимо рассмотреть уравнение (3.7). Изучим случай падения частицы, которая в начальный момент ($t=0$) находилась в покое (начальная скорость равна нулю), а затем начала падать под действием силы тяжести. Решение уравнения (3.7) для этого случая имеет вид

$$v = v_s (1 - e^{-t/\tau}). \quad (3.9)$$

Так как время релаксации мало ($\tau \approx 0,03$ с при $r=50$ мкм, $\tau \approx 0,12$ с при $r=100$ мкм и $\tau \approx 0,5$ с при $r=200$ мкм), из формулы (3.9) следует, что скорость движения частицы уже по истечении незначительного времени (около 1 с) практически не отличается от установившейся.

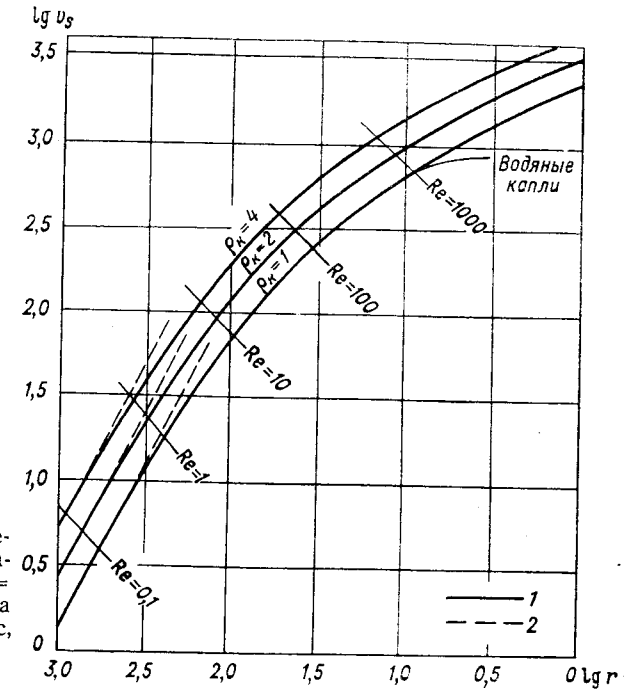


Рис. 18.7. Скорость падения шарообразных частиц в воздухе при $T=20$ °С и $p=1013$ гПа (r — в см, v_s — в см/с, ρ_k — в г/см³).

Рассмотрим движение частицы, обладающей начальной скоростью v_0 , при отсутствии внешних сил (например, при горизонтальном движении частицы с большой начальной скоростью, когда можно пренебречь силой тяжести). В таком случае уравнение движения частицы имеет вид

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau} = 0. \quad (3.10)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее условию $v=v_0$ при $t=0$, имеет вид

$$v = v_0 e^{-t/\tau}. \quad (3.11)$$

Если записать скорость частицы в виде $v=dx/dt$ и проинтегрировать уравнение (3.11), то получим формулу для пройденного частицей пути:

$$x = v_0 \tau (1 - e^{-t/\tau}). \quad (3.12)$$

Формула (3.11) позволяет выяснить физический смысл введенной ранее величины τ . Согласно (3.11), в момент времени $t = \tau$ скорость частицы уменьшается в e раз по сравнению с первоначальной скоростью.

Полагая в формуле (3.12) $t = \infty$, легко находим максимальное расстояние l_i , которое проходит частица в сопротивляющейся среде, если ей сообщена начальная скорость v_0 :

$$l_i = v_0 \tau = \frac{2v_0 r^2 \rho_k}{9\eta}. \quad (3.13)$$

Величина l_i , играющая важную роль при исследовании криволинейных движений частиц (в частности, при расчете интенсивности обледенения самолетов), носит название *инерционного пути пробега частицы*.

Изложенная теория справедлива для сферических частиц, форма которых не изменяется при движении. Однако при падении каплей радиусом 0,5 мм и более происходит их заметная деформация. Для таких каплей данные о скорости падения можно получить лишь экспериментальным путем. При этом вводится понятие *эквивалентного радиуса капли* (r_3); под r_3 понимается радиус такого шара, объем которого равен объему деформированной капли.

Получены следующие опытные значения установившейся скорости падения каплей v_s :

r_3 мм	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
v_s см/с	27	72	164	247	327	403
a/b	1,00	1,00	0,998	0,993	0,982	0,968

r_3 мм	0,7	1,0	1,5	2,0	2,5	2,9
v_s см/с	517	649	806	883	909	917
a/b	0,943	0,906	0,844	0,782	0,720	0,670

Здесь a/b — отношение вертикального размера капли к горизонтальному (мера сплюснутости капли).

На основе анализа экспериментальных данных получено следующее выражение для установившейся скорости падения каплей:

$$v_s = 8,03 \cdot 10^{-3} r_3 + 0,013 \quad \text{при } 200 \text{ мкм} \leq r_3 \leq 500 \text{ мкм},$$

$$v_s = 3,67 \cdot 10^{-10} r_3^3 - 3,27 \cdot 10^{-6} r_3^2 + 9,57 \cdot 10^{-3} r_3 + 0,121$$

$$\text{при } r_3 > 500 \text{ мкм}.$$

Здесь r_3 — в микрометрах, v_s — в м/с. Ошибка расчета v_s по этим формулам не превышает 3,7 %.

По данным наблюдений в горной обсерватории (3350 м над уровнем моря, США) установлена следующая зависимость скорости падения частиц крупы неправильной формы от их диаметра d : $v_s = 285 + 1,38 \lg d$ (v_s — в см/с, d — в см). Эта формула получена на основе 143 измерений. Наблюдения проведены в достаточно

мощном облаке при температуре от -4 до -6 °С. В случае частиц гексогональной и конической формы для v_s получены выражения такого же вида, но с другими коэффициентами: соответственно $v_s = 369 + 1,97 \lg d$ и $v_s = 340 + 182 \lg d$.

4 Коэффициент соударения (захвата)

На большом удалении от тела траектории воздушных частиц, а вместе с ними и каплей представляют собой параллельные прямые (при условии, что тело, например, самолет, перемещается горизонтально с постоянной скоростью). По мере приближения к телу траектории каплей начинают искривляться (рис. 18.8). Если бы не происходило искривления траекторий каплей, то все капли, которые находятся в объеме воздуха, вырезаемом телом, осаждались бы на нем. Под влиянием искривления траекторий часть каплей не будет осаждаться на теле. Важнейшая задача теории — определить траектории движения каплей вблизи обтекаемого тела и выяснить условия осаждения каплей на нем.

Одна из наиболее важных количественных характеристик процесса осаждения (или захвата) каплей — *коэффициент соударения*. Назовем коэффициентом соударения (\mathcal{E}) частиц с обтекаемым телом отношение числа соударяющихся с телом частиц к числу частиц, центры которых прошли бы через тело, если бы двигались все время прямолинейно (см. рис. 18.8). Для определения коэффициента соударения необходимо найти крайние траектории каплей, которые еще соприкасаются с телом. Если обозначить через s площадь поперечного сечения (на достаточно большом удалении от тела) того цилиндра, образующими которого служат крайние траектории, то для коэффициента соударения можно записать следующую формулу:

$$\mathcal{E} = s/S,$$

где S — площадь наибольшего сечения тела плоскостью, перпендикулярной направлению воздушного потока.

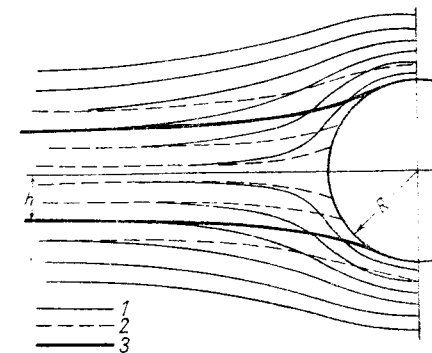


Рис. 18.8. Инерционное осаждение частиц и коэффициент соударения (захвата).

1 — траектории (линии тока) воздушных частиц, 2 — траектории каплей, 3 — крайние траектории каплей.

Если обозначить через h расстояние от крайних траекторий до центральной линии тока, направленной к центру шара, к оси цилиндра и т. д., на большом расстоянии от тела, то для коэффициента соударения будем иметь: а) в случае цилиндра, ось которого на рис. 18.8 перпендикулярна чертежу, $\mathcal{E} = h/R$, б) в случае шара, например капле облака, $\mathcal{E} = (h/R)^2$.

Установить зависимость коэффициента соударения от определяющих его параметров (скорости, размеров обтекаемого тела и частиц и др.) позволяет теория подобия. Из этой теории следует, что коэффициент соударения является функцией трех безразмерных величин (или критериев подобия): а) числа Рейнольдса $Re = 2\rho \times v_0 R / \eta$; б) числа Стокса $Stk = l_i / 2R$ или $Stk = \rho_k v_0 r^2 / 9\eta R$; в) числа Фруда $Fr = v_0^2 / 2gR$. Здесь v_0 — скорость относительного движения тела и частицы (или большой и малой капле) на большом удалении от тела; R — характерный размер обтекаемого тела (радиус цилиндра, шара и т. д.).

Основная причина столкновения частицы с телом — инерция частиц, приводящая к отклонению их траекторий вблизи обтекаемого тела от траекторий движения воздушного потока. Именно такой характер носят процессы обледенения, столкновения капле в процессе гравитационной коагуляции и т. д. Для инерционного осаждения частиц играют роль лишь критерии Re и Stk . Критерий Фруда отражает влияние силы тяжести на осаждение частиц.

Зависимость коэффициента соударения от безразмерных чисел Re , Stk и Fr можно установить или на основании расчета траекторий частиц вблизи обтекаемого тела, или опытным путем (измеряя, например, приращение массы падающей капли). При больших Re , когда практически можно не учитывать вязкость воздуха и движение считать потенциальным, Лэнгмюр и Блуджет получили на основе расчета траекторий капле следующую формулу для коэффициента соударения шарообразных частиц (капель):

$$\mathcal{E} = \frac{(Stk)^2}{(Stk + 0,125)^2}. \quad (4.1)$$

Эта формула дает удовлетворительные результаты при значениях числа $Stk \geq 0,1$.

Для критического значения параметра Стокса, т. е. такого значения числа Stk , при котором коэффициент соударения обращается в нуль, найдено значение 0,0417.

При малых значениях числа Re велико влияние вязкости воздуха. Для случая вязкого движения Лэнгмюром и Блуджет получена следующая эмпирическая формула для коэффициента соударения шарообразных частиц (капель):

$$\mathcal{E} = \left[1 + \frac{0,75 \ln(4 Stk)}{2 Stk - 1,214} \right]^{-2}. \quad (4.2)$$

Коэффициент соударения, рассчитанный по формуле (4.2) для вязкого обтекания, значительно меньше, чем при потенциальном движении, и равен нулю уже при $Stk = 0,607$.

Для промежуточных значений Re Лэнгмюр предложил вычислять \mathcal{E} для шара путем интерполяции значений, найденных для потенциального и вязкого течений.

Установленная выше зависимость коэффициента соударения от числа Stk позволяет в общем виде выяснить роль различных факторов, определяющих интенсивность осаждения частиц, в частности интенсивность обледенения различных частей самолета, проводов, наземных предметов и т. д. Рост коэффициента соударения с увеличением параметра Стокса означает, что коэффициент соударения растет с увеличением v_0 , r и ρ_k и уменьшением R и η . По этой причине интенсивность осаждения частиц, в частности интенсивность обледенения, на более узких (тонких) предметах (малые R) больше, чем на широких.

На рис. 18.9 схематически изображены разрезы обледеневших травинки и древесного ствола; аналогичная картина имеет место при обледенении тонкого и широкого крыла самолета.

Следует, однако, иметь в виду, что, хотя \mathcal{E} уменьшается с увеличением размера обтекаемого тела, общее количество осаждаемых частиц на теле растет с его размером, поскольку общая масса осаждаемого вещества пропорциональна, например, для шара произведению $\mathcal{E} \pi R^2$.

В последние десятилетия выполнены расчеты коэффициентов соударения на ЭВМ путем численного решения уравнений движения капле и воздуха вблизи тел различной формы. Результаты этих расчетов лежат в основе оценки интенсивности обледенения самолетов и других летательных аппаратов, отложений льда на проводах, столбах, деревьях и других наземных предметах.

В табл. 18.2, обобщающей данные нескольких авторов (Л. Хоккинг, М. Джонас и др.), приведены рассчитанные с помощью ЭВМ коэффициенты соударения падающих капле радиусом R с более мелкими каплями радиусом r .

Как на основе формул (4.1) и (4.2), так и согласно данным табл. 18.2 заключаем, что при закрепленном значении радиуса большой капли ($R = \text{const}$) коэффициент соударения растет при увеличении радиуса r сталкивающихся мелких капле. При R , равных 15—20 мкм, коэффициент соударения очень мал (имеет порядок 10^{-3} — 10^{-2}), но он все же не обращается в нуль по крайней мере для $R > 10$ мкм (в то время как, согласно формуле (4.2) для

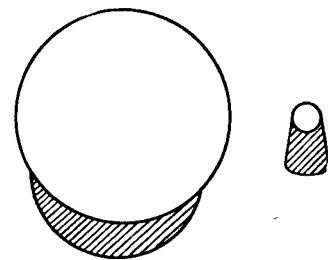


Рис. 18.9. Схема, иллюстрирующая зависимость интенсивности обледенения от размера тела.

Таблица 18.2. Коэффициент соударения \mathcal{E} для капель радиусом R , соударяющихся с каплями радиусом r , при 0°C и 900 гПа

R мкм	r мкм							
	2	3	4	6	8	10	15	20
15	—	0,003	0,004	0,006	0,010	0,012	0,007	—
20	0,002	0,002	0,004	0,007	0,015	0,023	0,026	—
25	—	—	—	0,010	0,026	0,054	0,013	0,06
30	*	*	*	0,016	0,058	0,017	0,48	0,54
40	*	*	—	0,19	0,35	0,45	0,60	0,65
60	*	*	0,05	0,22	0,42	0,56	0,73	0,80
80	—	—	0,18	0,35	0,50	0,62	0,78	0,85
100	0,03	0,07	0,17	0,41	0,58	0,62	0,82	0,88
150	0,07	0,13	0,27	0,48	0,65	0,73	0,84	0,91
200	0,10	0,20	0,34	0,58	0,70	0,78	0,88	0,92
300	0,15	0,31	0,44	0,65	0,75	0,83	0,96	0,91
400	0,17	0,20	0,50	0,70	0,81	0,87	0,93	0,96
600	0,17	0,31	0,54	0,72	0,83	0,88	0,94	0,98
1000	0,15	0,37	0,52	0,74	0,82	0,88	0,94	0,98
1400	0,11	0,34	0,49	0,71	0,83	0,88	0,94	0,95
1800	0,08	0,29	0,45	0,68	0,80	0,86	0,96	0,94
2400	0,04	0,22	0,39	0,62	0,75	0,83	0,92	0,96
3000	0,02	0,13	0,33	0,55	0,71	0,81	0,90	0,94

Примечание. В отмеченном звездочками (*) диапазоне размеров капель коэффициент \mathcal{E} имеет порядок 10^{-2} , однако аккуратных расчетов проведено не было.

R , равных 10 — 15 мкм, $\mathcal{E}=0$). Ненулевая (хотя и очень незначительная) вероятность соударения капель одинакового размера.

Согласно табл. 18.2, коэффициент соударения при заданном r с ростом R увеличивается (исключение составляют лишь очень крупные капли). Это с первого взгляда может показаться противоречащим тому, что сказано выше о зависимости \mathcal{E} от R . Но такая зависимость \mathcal{E} от R для падающих капель объясняется тем, что с увеличением радиуса возрастает скорость падения капли v_0 , что приводит к увеличению числа Stk , а следовательно, и коэффициента соударения. Только в случае очень крупных капель вследствие замедления падения (Лэнгмюр принимал $v_0 = \text{const}$ при $R > 1000$ мкм) число Stk и \mathcal{E} с увеличением R уменьшаются. Известную роль играет число Re . Так как с увеличением R параметр Re возрастает, то это приближает режим течения к потенциальному и, следовательно, ведет к увеличению \mathcal{E} .

Наряду с коэффициентом соударения в теории коагуляции введен коэффициент слияния (для твердых частиц — слипания). Это вызвано тем, что, как показывают наблюдения, не всякое соударение (столкновение) капель (частиц) приводит к их слиянию (слипанию). Часто капли при ударе отскакивают друг от друга, как упругие шары. Причиной неслияния капель служит тонкая воз-

душная прослойка с избыточным давлением (около 1 гПа), которая образуется между каплями при сближении за счет их испарения. Воздушная прослойка имеет чечевицеобразную форму, причем толщина ее в самой узкой части составляет несколько десятых долей микрометра.

Как избыточное давление, так и эффективность соударения капель очень сильно зависит от относительной влажности воздуха, в котором происходит столкновение капель. Экспериментально изучено слияние падающих капель с неподвижными при относительной влажности воздуха от 20 до 100% . При влажности 100% и скорости соударения меньше 3 см/с и больше 20 см/с все столкновения капель радиусом 1 мм были в опытах эффективными. При промежуточных скоростях, так же как и при большом дефиците влажности, область эффективных столкновений резко уменьшается и слияние происходит практически лишь при центральном ударе.

Так как в облаках и туманах относительная влажность близка к 100% , то на основании приведенных выше экспериментальных данных можно считать, что эффективность столкновений капель в них близка к единице, а коэффициент слияния практически можно отождествить с коэффициентом соударения \mathcal{E} . Такое предположение и было сделано И. Лэнгмюром, Н. С. Шишкиным и др. при построении теории роста облачных элементов под влиянием гравитационной коагуляции.

5 Теория испарения и роста капель под давлением конденсации

В п. 2 указывалось, что капли облаков растут под влиянием двух основных процессов — конденсации водяного пара и коагуляции. Остановимся на теории этих процессов, т. е. дадим количественную оценку различным факторам, которые приводят к увеличению размеров облачных элементов и образованию осадков.

Так как размеры капель облаков малы по сравнению с размерами турбулентных молей, турбулентный обмен практически не влияет на перенос водяного пара с поверхности капель. Этот процесс осуществляется посредством молекулярного обмена. Молекулярный поток Q водяного пара по нормали к поверхности капли записывается в виде

$$Q = -\rho D \frac{ds}{dr}, \quad (5.1)$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии водяного пара в воздухе: при температуре 0°C он составляет $0,22$ см²/с, при других значениях температуры $D = 0,22 + 0,0015T$ (T — температура в градусах Цельсия, D — в см²/с); s — массовая доля пара; r — расстояние от центра капли; ρ — плотность воздуха.

Со всей поверхности капли радиусом r_k за 1 с испаряется (при $s < s_k$, s_k — массовая доля пара на поверхности капли) или конденсируется на ней (при $s > s_k$) масса водяного пара

$$I_k = 4\pi r_k^2 Q = -4\pi r_k^2 \rho D \left(\frac{ds}{dr} \right)_{r=r_k}. \quad (5.2)$$

Если расстояние между каплями значительно больше их радиуса и процесс испарения одной капли не влияет на соседние капли, то массу водяного пара

$$I = 4\pi r^2 Q = -4\pi r^2 \rho D \frac{ds}{dr}, \quad (5.3)$$

которая протекает за 1 с через сферу радиусом r , можно считать равной массе пара, испарившейся с поверхности капли, т. е.

$$I = I_k \text{ или } -4\pi r^2 \rho D \frac{ds}{dr} = I_k. \quad (5.4)$$

Интегрируя это уравнение, получаем

$$s(r) = \frac{I_k}{4\pi \rho D r} + C. \quad (5.5)$$

Если при $r \rightarrow \infty$ массовая доля пара $s \rightarrow s_\infty$, то постоянная интегрирования $C = s_\infty$, а (5.5) принимает вид

$$s(r) = \frac{I_k}{4\pi \rho D r} + s_\infty. \quad (5.6)$$

При $r = r_k$ из этого соотношения получаем

$$I_k = 4\pi \rho D r_k (s_k - s_\infty). \quad (5.7)$$

Согласно этой формуле, полученной Максвеллом и Б. И. Срезневским, скорость испарения с поверхности капли пропорциональна не поверхности капли, как было бы при испарении в вакууме, а радиусу капли. Если подставить I_k , определенное выражением (5.7), в (5.6), то получим

$$s(r) = s_\infty + (s_k - s_\infty) \frac{r_k}{r}. \quad (5.8)$$

На основе соотношения (5.7) нетрудно получить формулу для изменения радиуса r_k и поверхности F_k капли во времени. В самом деле, скорость испарения с поверхности капли, очевидно, равна скорости изменения массы капли m :

$$I_k = \frac{dm}{dt} \text{ или } 4\pi \rho D r_k (s_k - s_\infty) = -\frac{4}{3} \pi \rho_k \frac{dr_k^3}{dt}, \quad (5.9)$$

так как $m = 4\pi \rho_k (r_k^3/3)$; ρ_k — плотность капли. Из последнего соотношения получаем:

$$\begin{aligned} -\frac{dr_k^2}{dt} &= \frac{2\rho D}{\rho_k} (s_k - s_\infty), \\ r_k^2 - r_0^2 &= \frac{2\rho D}{\rho_k} (s_\infty - s_k) t, \end{aligned} \quad (5.10)$$

где r_0 — начальный радиус капли.

После умножения левой и правой частей (5.10) на 4π находим

$$F_k - F_0 = \frac{8\pi \rho D}{\rho_k} (s_\infty - s_k) t, \quad (5.11)$$

т. е. поверхность растущей капли — линейная функция времени.

Формулы (5.7) и (5.10) получены в предположении квазистационарности процесса испарения. В действительности этот процесс, строго говоря, нельзя считать стационарным. Однако анализ решения уравнения диффузии водяного пара $\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{D}{r} \frac{\partial^2(rs)}{\partial r^2}$ пока-

зывает, что для тех жидкостей, для которых $\rho s_k \ll \rho_k$ (для воды это условие выполняется), квазистационарное распределение влажности, описываемое формулами (5.6) и (5.8), практически не отличается от нестационарного.

Проведя такие же рассуждения для потока тепла, придем к следующим формулам для распределения температуры T вблизи капли и для скорости притока тепла Q'_k к поверхности капли:

$$T(r) = T_\infty + (T_k - T_\infty) \frac{r_k}{r}. \quad (5.12)$$

$$Q'_k = 4\pi \lambda r_k (T_k - T_\infty). \quad (5.13)$$

Здесь T_∞ — температура воздуха на достаточно большом расстоянии от капли (теоретически при $r \rightarrow \infty$); T_k — температура поверхности капли; λ — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха.

При квазистационарном режиме испарения количество притекающего к капле тепла равно количеству тепла, израсходованного на испарение:

$$-Q'_k = LI_k.$$

С учетом (5.7) и (5.13) это соотношение дает

$$s_\infty - s_k = \frac{\lambda}{\rho DL} (T_k - T_\infty). \quad (5.14)$$

Если в это уравнение вместо массовой доли пара ввести давление водяного пара ($s_\infty = 0,622(e_\infty/p)$, $s_k = 0,622(E_k/p)$ — водяной пар на поверхности капли насыщенный), то соотношение (5.14) примет вид

$$e_\infty = E_k - Ap(T_\infty - T_k), \quad (5.15)$$

где $E_k = E(T_k)$ — давление насыщенного водяного пара при температуре поверхности капли T_k , e_∞ — давление водяного пара в воздухе, $A = 1,608\lambda/(\rho DL)$ — психрометрическая постоянная.

Формула (5.15) лежит в основе психрометрического метода измерения влажности. Ее называют *психрометрической формулой*. Эта формула позволяет по измеренным температурам воздуха (T_∞) и смоченного термометра (T_k) рассчитать давление водяного пара e_∞ в воздухе.

Если λ записать в виде $\lambda = c_p \rho k$ (k — коэффициент молекулярной температуропроводности воздуха) и считать $k = D$, то из формулы (5.14), переписанной в виде

$$T_k - T_\infty = \frac{L}{c_p}(s_\infty - s_k),$$

будет следовать, что при адиабатическом подъеме ненасыщенной частицы воздуха вертикальный градиент температуры смоченного термометра ($-dT_k/dz$) равен влажноадиабатическому градиенту (γ'_a):

$$-\frac{dT_k}{dz} = -\frac{dT_\infty}{dz} + \frac{L}{c_p} \frac{ds_k}{dz} = \gamma_a + \frac{L}{c_p} \frac{ds_k}{dz} = \gamma'_a, \quad (5.16)$$

поскольку при таком подъеме $ds_\infty/dz = 0$, а $-dT_\infty/dz = \gamma_a$.

Исключая разность $s_\infty - s_k$ из формул (5.7) и (5.14), получаем

$$I_k = \frac{4\pi\lambda r_k}{L}(T_\infty - T_k). \quad (5.17)$$

Так как разность $T_\infty - T_k$ в реальных условиях невелика, то можно воспользоваться уравнением Клаузиуса—Клапейрона, согласно которому

$$\frac{E_k}{E_\infty} = \exp\left(-\frac{L}{R_n} \frac{T_\infty - T_k}{T_\infty^2}\right) \approx 1 - \frac{L}{R_n} \frac{T_\infty - T_k}{T_\infty^2}, \quad (5.18)$$

где $E_\infty = E(T_\infty)$ — давление насыщенного водяного пара при температуре воздуха, окружающего каплю.

Если из формулы (5.7) найти

$$\frac{E_k}{E_\infty} = \frac{e_\infty}{E_\infty} + 1,608 \frac{RT_\infty}{4\pi DE_\infty r_k} I_k, \quad (5.19)$$

то после вычитания левых и правых частей (5.18) и (5.19) и замены разности $T_\infty - T_k$ по (5.17) получим

$$\frac{I_k}{4\pi r_k} \left(1,608 \frac{RT_\infty}{DE_\infty} + \frac{L^2}{R_n \lambda T_\infty^2}\right) = 1 - \frac{e_\infty}{E_\infty}. \quad (5.20)$$

Эта формула позволяет рассчитать скорость испарения с поверхности капли радиусом r_k по измеренным (или заданным) температуре T_∞ и давлению водяного пара e_∞ воздуха, окружающего каплю, с учетом понижения температуры капли под влиянием испарения. Температура капли при известном I_k рассчитывается по соотношению (5.17). Из сравнения (5.17) и (5.20) следует, что понижение температуры капли не зависит от ее радиуса.

Значительно сложнее решается вопрос о распределении влажности и температуры вблизи движущихся капель. В этом случае наряду с уравнениями переноса тепла и водяного пара необходимо привлечь уравнение движения воздуха, обтекающего каплю. Найденные здесь соотношения носят пока полуэмпирический характер. Наибольшим признанием пользуется следующая формула, полученная на основе теории подобия и размерности:

$$\text{Sh} = 2(1 + \beta \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}), \quad (5.21)$$

где $\text{Re} = 2\rho u_0 r_k / \eta$ — число Рейнольдса (u_0 — скорость потока на большом расстоянии от капли); $\text{Sh} = \frac{2r_k I_k}{\rho D F_k (s_k - s_\infty)}$ — число Шервуда (F_k — поверхность капли); $\text{Sc} = \eta / \rho D$ — число Шмидта (для воздуха $\text{Sc} \approx 0,7$). С учетом того, что $F_k = 4\pi r_k^2$, формулу (5.21) можно переписать в виде

$$I_k = 4\pi \rho D r_k (s_k - s_\infty) (1 + \beta \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}). \quad (5.22)$$

Так как $I_k = -\frac{dm}{dt} = -4\pi \rho r_k^2 \left(\frac{dr_k}{dt}\right)$, то после введения обозначений

$$\rho D \frac{s_k - s_\infty}{\rho_k} = \vartheta \quad \text{и} \quad \beta \text{Sc}^{1/3} \left(\frac{2\rho u_0}{\eta}\right)^{1/2} = \varepsilon$$

формула (5.22) примет вид

$$-\frac{r_k dr_k}{1 + \varepsilon r_k^{1/2}} = \vartheta dt. \quad (5.23)$$

Интегрируя, находим выражение для времени t уменьшения радиуса капли от r_0 до r_k :

$$\vartheta t = \left(\frac{2}{3} \frac{r^{3/2}}{\varepsilon} - \frac{r}{\varepsilon^2} + \frac{2r^{1/2}}{\varepsilon^3} - \frac{2 \ln(1 + \varepsilon r^{1/2})}{\varepsilon^4}\right) \Big|_{r_0}^{r_k}. \quad (5.24)$$

Если положить $r_K=0$, то эта формула даст время t_0 полного испарения капли радиусом r_0 .

Постоянная β в формуле (5.22) близка к нулю при малых значениях Re ($Re < 1$), а затем возрастает до 0,2—0,3 (чаще всего принимают $\beta=0,23$).

Формулу, аналогичную (5.21), можно записать и для теплоотдачи капли:

$$Nu = 2(1 + \beta Re^{1/2} Pr^{1/3}), \quad (5.25)$$

где $Nu = \frac{2r_K Q'_K}{\lambda F_K (T_\infty - T_K)}$ — число Нуссельта; $Pr = \eta/\rho k$ — число

Прандтля ($k = \lambda/c_p \rho$ — коэффициент молекулярной теплопроводности, для воздуха $Pr \approx 0,8$). При малых Re эта формула переходит в (5.13).

Опыты, проведенные в лабораторных условиях, подтвердили справедливость формул (5.21) и (5.25). Однако необходимы дальнейшие исследования, в частности, по определению β (особенно в интервале $1 < Re < 10$).

В общем случае расчет времени испарения или роста движущейся капли может быть выполнен по формуле (5.24). Наиболее просто решается вопрос о скорости испарения неподвижных или медленно движущихся капель (т. е. при малых Re). В этом случае из формулы (5.10) получаем ($r_K=0, t=t_0$):

$$t_0 = \frac{\rho_K r_0^2}{2\rho D (s_K - s_\infty)}. \quad (5.26)$$

Формула (5.26) показывает, что время существования капли прямо пропорционально r_0^2 . Это значит, что с укрупнением капель быстро возрастает вероятность выпадения осадков из облака.

Приведем значения времени существования капли при температуре воздуха $T_\infty = 5^\circ\text{C}$, относительной влажности $f_\infty = 90\%$, давлении воздуха $p = 900$ гПа:

		Капли облака			
r_0 см	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$3 \cdot 10^{-3}$
t_0 с	0,06	0,55	6,10	54,9
		Капли дождя			
r_0 см	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
t_0 с	10,17 мин	91,54 мин	16,95 ч	105,94 ч

Эти данные показывают, что если облако состоит из капель радиусом меньше 30—50 мкм, то из такого облака осадки выпадать не могут, так как время падения капли от облака до земной поверхности обычно превышает 1 мин. Из этих же данных следует, что осадки могут выпадать из облаков, состоящих из

капель радиусом больше 10^{-2} см. При этом капли такого радиуса могут свободно проходить значительные расстояния, существенно не изменяя своего размера.

Оценим то расстояние (по вертикали), которое может пройти капля с начальным радиусом r_0 . Считая скорость падения стоксовой ($v_s = c_2 r_K^2$), формулу (5.10) перепишем в виде

$$dz/dt = c_2 (r_0^2 - c_1 t), \quad (5.27)$$

где $c_1 = 2D(\rho/\rho_K)(s_K - s_\infty)$; $dz/dt = v_s$.

Интегрируя это уравнение в предположении, что в начальный момент $t=0$ высота $z=0$, получаем

$$z = c_2 r_0^2 t - \frac{c_1 c_2}{2} t^2. \quad (5.28)$$

Подставив сюда время $t=t_0$ (время существования капли) по формуле (5.26), найдем соотношение для расстояния z_0 , которое проходит капля с начальным радиусом r_0 :

$$z_0 = \frac{c_2}{2c_1} r_0^4. \quad (5.29)$$

Это соотношение показывает, что расстояние, проходимое каплей в ненасыщенном влажном воздухе, пропорционально *четвертой степени начального радиуса капли*.

Формула (5.29) дает объяснение известному из наблюдений за облаками факту: нижняя граница облаков, состоящих из мелких капель, резко очерчена, в то же время граница облаков, состоящих из крупных капель (радиусом больше 100 мкм), обычно расплывчатая — наблюдаются полосы падения.

После рассмотрения условий роста одной капли сравнительно нетрудно решить задачу изменения общей массы капель в некотором объеме воздуха. Очевидно, что изменение парциальной водности $\delta^*(r)$ за 1 с равно

$$\frac{d\delta^*(r)}{dt} = n f(r) dr \frac{dm}{dt},$$

а скорость изменения водности облака равна

$$\frac{d\delta^*}{dt} = n \int_0^\infty f(r) \frac{dm}{dt} dr. \quad (5.30)$$

Здесь n — число капель в единице объема, dm/dt — скорость изменения массы капли радиусом r , $f(r)$ — плотность распределения капель по размерам.

С учетом соотношений (5.7) и (5.9) выражение (5.30) принимает вид

$$\frac{d\delta^*}{dt} = 4\pi\rho Dn \int_0^\infty r f(r) (s_\infty - s_k) dr. \quad (5.31)$$

Запишем разность $s_\infty - s_k$ в виде

$$s_\infty - s_k = s_\infty - s_m(T_\infty) + s_m(T_\infty) - s_k.$$

Тогда (5.31) примет вид

$$\frac{d\delta^*}{dt} = 4\pi\rho Dn \left\{ [s_\infty - s_m(T_\infty)] \int_0^\infty r f(r) dr + \int_0^\infty r f(r) [s_m(T_\infty) - s_k] dr \right\}. \quad (5.32)$$

Если температура капли T_k равна температуре воздуха T_∞ и если отсутствует эффект понижения давления за счет гигроскопичности раствора, то по формуле Томпсона

$$\frac{s_k - s_m(T_\infty)}{s_m(T_\infty)} = \frac{2\sigma}{\rho_k R_n T_\infty r}.$$

Если еще учесть, что $\int_0^\infty r f(r) dz = \bar{r}_1$ и $\int_0^\infty f(r) dr = 1$, то формулу

(5.32) можем переписать в виде

$$\frac{d\delta^*}{dt} = 4\pi\rho Dn \left\{ [s_\infty - s_m(T_\infty)] \bar{r}_1 - \frac{2\sigma s_m(T_\infty)}{\rho_k R_n T_\infty} \right\}. \quad (5.33)$$

Считая, что подъем воздуха происходит адиабатически и без вовлечения (смещения), можем записать $d\delta^*/dt = -\rho ds_m/dt$, а $ds_m/dt = \omega(ds_m/dz)$. При известной вертикальной скорости ω по формуле (5.33) находим пересыщение $(s_\infty - s_m)$ водяного пара в поднимающемся воздухе. Согласно оценкам, относительное пересыщение, т. е. $(s_\infty - s_m)/s_m$, не превышает 0,4%, при этом пересыщение наблюдается лишь в тонком слое (толщиной 30—40 м) вблизи нижней границы облака. Во всей остальной части облака пересыщение практически отсутствует.

В заключение параграфа назовем некоторые другие эффекты, оказывающие влияние на скорость испарения и роста капель, такие, как несферичность, скачок массовой доли пара у поверхности капли, загрязнение ее и др.

Первый эффект, согласно оценкам, приводит к поправкам, не превышающим 2—4%.

Скачок массовой доли пара вблизи поверхности испаряющейся капли в случае малых размеров капель (до нескольких микромет-

ров) существенно влияет на скорость испарения. Как теоретические расчеты, так и опытные данные указывают на то, что при приближении к поверхности капли (равно как и любого другого тела) градиенты температуры и влажности резко возрастают. Можно, таким образом, ввести понятие слоя толщиной Δ , в пределах которого температура и доля водяного пара, а также тангенциальная составляющая скорости обтекания изменяются скачком.

В связи с учетом скачка метеовеличин встает вопрос об учете межмолекулярных процессов на поверхности раздела пар—жидкость, которые детально рассматриваются в кинетической теории жидкостей и газов. В этой теории важную роль играет понятие *коэффициента конденсации* (α), представляющего собой отношение числа сконденсировавшихся (перешедших в жидкость) молекул пара к общему числу молекул, столкнувшихся с поверхностью жидкости.

В случаях крупных капель (радиусом в десятки и более микрометров) чистой воды поправки к скорости испарения на скачок метеовеличин пренебрежимо малы: на поверхности таких капель водяной пар находится в состоянии насыщения и скорость испарения (или конденсации) определяется на основе развитой выше диффузионной теории.

Однако в тех случаях, когда капля или поверхность естественного водоема покрыта пленкой нерастворимых поверхностно-активных веществ (например, цетилового спирта), коэффициент конденсации (а вместе с этим и скорость испарения) уменьшается. Этот эффект влияет на время существования туманов в городах, время испарения капель на поверхности самолетов, автомашин и др., поскольку в таких случаях капли покрыты пленками жидких и твердых веществ.

С учетом того, что испарение с водоемов определяется турбулентной диффузией водяного пара и, следовательно, коэффициент диффузии $D \sim u_1$, М. П. Тимофеев получил для скорости испарения (Q') с водной поверхности формулу:

$$Q' = \frac{bc_1(E_n - e_1)}{1 + bc_1/\alpha}, \quad (5.34)$$

где E_n — давление насыщенного пара при температуре поверхности водоема; e_1 — давление пара на некоторой высоте z_1 ; c_1 — скорость ветра на той же высоте; b — коэффициент, зависящий от параметра шероховатости z_0 , размеров водоема и термической устойчивости приводного слоя.

Для поверхности, не покрытой пленками нерастворимых веществ (т. е. при $\alpha = 0,03 \div 1,0$) слагаемое bc_1/α имеет порядок 10^{-3} , а поправка на скачок пренебрежимо мала (водяной пар при $z=0$ насыщен). Однако, если водоем покрыт пленкой нерастворимого поверхностно-активного вещества, слагаемое bc_1/α (под влиянием уменьшения α) оказывается сравнимым с единицей.

В табл. 18.3 приведены значения отношения Q'/Q . Видно, что скорость испарения (Q') с поверхности, покрытой пленкой цетилового спирта, уменьшается на несколько десятков процентов по сравнению со скоростью испарения (Q) с поверхности чистой воды.

Таблица 18.3. Значения отношения Q'/Q

Стратификация	c_1 м/с		
	2	5	10
Инверсионная	0,90	0,76	0,62
Безразличная	0,80	0,62	0,45
Неустойчивая	0,62	0,40	0,25

6 Распределение капель облаков и осадков по размерам

К числу важнейших макрофизических характеристик облаков и осадков относятся число капель в единице объема и их размер. Уже первые измерения облачных капель показали, что облако, так же как и туман, состоит из капель различных размеров.

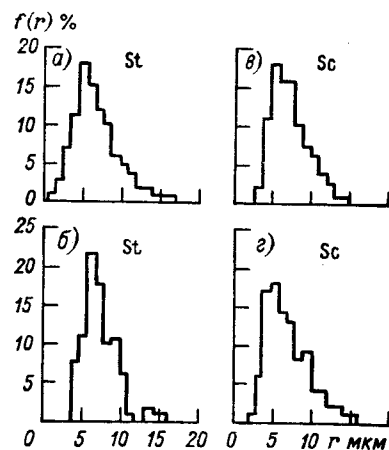


Рис. 18.10. Экспериментальные кривые плотности распределения капель облаков различных форм по размерам.

а) общее число измеренных капель $N=17\ 269$, $\tilde{r}_1 = 6,8$ мкм; б) $N=1029$, $\tilde{r}_1 = 7,6$ мкм; в) $N=2469$, $\tilde{r}_1 = 7,1$ мкм; г) $N=722$, $\tilde{r}_1 = 6,7$ мкм.

Приведенные на рис. 18.10 кривые и данные других измерений показывают, что в распределении капель по размерам можно заметить ряд общих для всех спектров закономерностей. Для каждого распределения на кривой обнаруживается максимум. В сторону меньших и больших размеров капель повторяемость умень-

шается. При этом спад повторяемости в сторону малых размеров ($r \rightarrow 0$) происходит быстрее, чем в сторону более крупных капель.

Кроме основного, на кривой распределения можно обнаружить иногда несколько сравнительно слабо выраженных максимумов. Как основной максимум, так и радиус r_m , на который он приходится, изменяются в зависимости от вида облаков, стадии его развития и других факторов.

При построении теории образования осадков, изучении условий видимости, обледенения и распространения электромагнитных волн в облаках необходимо знать аналитический вид введенных в п. 5 главы 5 функции F и плотности f распределения капель облаков и осадков по радиусам r . Известно несколько видов этих функций, предложенных различными исследователями.

Широкое распространение получила логарифмически нормальная формула

$$f(r) = \frac{1}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_0)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (6.1)$$

Здесь $\ln r_0 = \overline{\ln r}$ — среднее арифметическое из логарифма радиусов частиц, $r_0 = \sqrt[n]{r_1 r_2 \dots r_n}$ — среднее геометрическое радиусов частиц; σ^2 — дисперсия $\ln r$; $f(r) dr$ — относительная доля капель, радиус которых заключен между r и $r + dr$.

Нетрудно связать параметры r_0 и σ с физически более наглядными величинами. Найдем радиус r_m , называемый модальным, при котором функция $f(r)$ достигает максимума f_m . Если взять логарифмическую производную от (6.1) и приравнять ее к нулю, получим

$$r_m = r_0 \exp(-\sigma^2). \quad (6.2)$$

После подстановки в (6.1) значения $r = r_m$ из (6.2) получим

$$\sigma \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} f_m r_m. \quad (6.3)$$

Средние арифметический (\tilde{r}_1), квадратический (\tilde{r}_2) и кубический (\tilde{r}_3) радиусы при логарифмически нормальном распределении связаны с r_0 и σ соотношениями:

$$\tilde{r}_1 = \int_0^{\infty} r f(r) dr = r_0 \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right),$$

$$\tilde{r}_2 = \left(\int_0^{\infty} r^2 f(r) dr\right)^{1/2} = r_0 \exp(\sigma^2),$$

$$\tilde{r}_3 = \left(\int_0^{\infty} r^3 f(r) dr\right)^{1/3} = r_0 \exp\left(\frac{3\sigma^2}{2}\right).$$

Этим соотношениями удобно пользоваться при обработке результатов измерений, по которым непосредственно рассчитываются \bar{r}_1 , \bar{r}_2 , \bar{r}_3 . Выпишем выражение для водности облака:

$$\delta^* = \frac{4}{3} \rho_{\text{ж}} n \int_0^{\infty} r^3 f(r) dr = \frac{4}{3} \rho_{\text{ж}} n r_0^3 \exp\left(-\frac{9\sigma^2}{2}\right). \quad (6.4)$$

В естественных условиях параметр σ колеблется, по Л. М. Левину, между 0,27—0,35 (облачные капли) и 0,45—0,60 (дождевые капли). Средние значения: $\sigma=0,39$ и $r_0=5,6$ мкм (по наблюдениям на Эльбрусе); $\sigma=0,71$ и $r_0=5,6$ мкм (облака Арктики); $\sigma=0,58$ и $r_0=7,0$ мкм (облака умеренных широт).

Вводя новую переменную $Y = \frac{\ln r - \ln r_0}{\sigma}$, функцию логнормального распределения $F(r) = \int_0^r f(r) dr$ после подстановки сюда выражения (6.1) приведем к виду

$$F(Y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^Y \exp\left(-\frac{Y^2}{2}\right) dY. \quad (6.5)$$

Величина $F(r)$ представляет собой относительную долю капель, радиус которых не превосходит r . Отметим, что всегда выполняются равенства: $F(0) = 0$, $F(\infty) = 1$, $\int_0^{\infty} f(r) dr = 1$.

Анализ большого числа спектров облачных капель показал, что формулы (6.1) и (6.5) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. На рис 18.11 приведены кривые распределения облачных капель, построенные по изложенной методике. Все экспериментальные точки располагаются на этом рисунке вблизи теоретических прямых.

Столь же удовлетворительно аппроксимируются опытные данные с помощью так называемого гамма-распределения, плотность (f) и функция (F) которого записываются:

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha) r_0^\alpha} r^{\alpha-1} \exp(-r/r_0), \quad (6.6)$$

$$F(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \gamma_\alpha(r/r_0), \quad (6.7)$$

где α и r_0 — параметры распределения,

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^{\infty} t^{\alpha-1} \exp(-t) dt$$

— гамма-функция;

$$\gamma_\alpha(r/r_0) = \int_0^{r/r_0} t^{\alpha-1} \exp(-t) dt$$

— неполная гамма-функция (составлены детальные таблицы этих трансцендентных функций).

Параметры α и r_0 связаны со средними арифметическим (\bar{r}_1), квадратическим (\bar{r}_2), кубическим (\bar{r}_3) и модальным (r_m) значениями, а также со средним квадратическим отклонением (σ_r) радиуса капли соотношениями:

$$\bar{r}_1 = \alpha r_0, \quad \sigma_r = r_0 \sqrt{\alpha}, \quad r_m = (\alpha - 1) r_0; \quad (6.8)$$

$$\bar{r}_2^2 = r_0^2 \Gamma(\alpha + 2) / \Gamma(\alpha);$$

$$\bar{r}_3^3 = r_0^3 \Gamma(\alpha + 3) / \Gamma(\alpha). \quad (6.9)$$

Соотношения (6.9) при α , равном целому числу k , принимают вид:

$$\bar{r}_2 = r_0 \sqrt{k(k+1)};$$

$$\bar{r}_3 = r_0 \sqrt[3]{k(k+1)(k+2)}. \quad (6.10)$$

На основе обработки экспериментальных материалов получают значения \bar{r}_1 и σ_r или \bar{r} и r_m . Формулы (6.8) позволяют определить параметры α и r_0 . Оказалось, что параметр α изменяется в достаточно широких пределах: от 2—3 до 6—8. Так, по данным измерений над Северной Америкой получены следующие значения α : 2,7 в облаках Ns (при этом $r_m = 4,5$ мкм, $\bar{r}_1 = 7,1$ мкм), 2,9 в St ($r_m = 4,5$ мкм, $\bar{r}_1 = 6,9$ мкм), 5,6 в Sc ($r_m = 3,2$ мкм, $\bar{r}_1 = 3,9$ мкм), 8,5 в As ($r_m = 4,5$ мкм, $\bar{r}_1 = 5,1$ мкм).

Как логарифмически нормальное (6.1), так и гамма-распределение (6.6) аппроксимируют спектр капель облака в основной его части: от некоторого $r_{\text{мин}}$ (близко к 1 мкм) до значений r в несколько десятков микрометров. Общее число капель в этой части спектра колеблется от десятков до тысяч в 1 см³. Однако, согласно опытным данным, в облаке наблюдаются как более мелкие ($r < r_{\text{мин}}$), так и более крупные ($r > 100$ мкм) капли. Распределение мелких капель, представляющих собой обводненные ядра конденсации, аппроксимируют обычно с помощью степенной функции

$$f(r) = f_{\text{мин}} (r_{\text{мин}}/r)^\nu \quad \text{при } r \leq r_{\text{мин}}, \quad (6.11)$$

где $f_{\text{мин}}$ — плотность распределения при $r = r_{\text{мин}}$, ν — показатель степени (по наблюдениям над морем в Арктике $f_{\text{мин}}$ изменялось

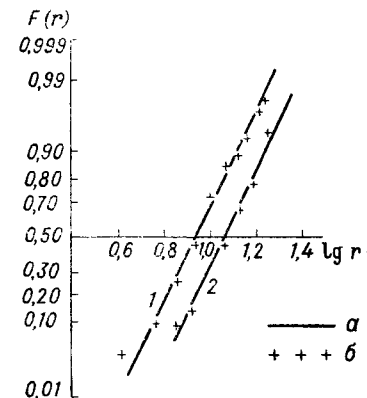


Рис. 18.11. Функция распределения капель по размерам (выборки 1 и 2).

a — расчет по формуле (6.5), b — данные измерений.

от $40 \text{ мкм}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ в верхней части облака до $5 \text{ мкм}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ в нижней, $r_{\text{мин}}$ — соответственно от 2,5 до 1,1 мкм и v — от 3,7 до 5,5).

Согласно (6.11) число мелких капель быстро растет при уменьшении r .

Степенная же формула вида

$$N(r) = N_{100} (100/r)^\beta \quad (6.12)$$

при $100 \leq r \leq r_{\text{макс}}$ привлекается обычно и для описания распределения крупных капель облаков и, особенно, осадков. Здесь N_{100} — число капель радиусом больше 100 мкм (колеблется от единиц до тысяч в 1 м^3); $N(r)$ — число капель радиусом больше r (r — в мкм), β — показатель степени, изменяющийся от 2 до 15; $r_{\text{макс}}$ — максимальное значение радиуса капель облаков и осадков.

Как показали многочисленные наблюдения, отмечается большая изменчивость числа капель, их спектров и водности облаков, туманов и осадков во времени и пространстве. Так, число крупных капель в 1 м^3 радиусом больше 75 мкм колебалось (по данным 10 измерений) от 2,2 до 957, больше 125 мкм — от 1,04 до 558, больше 225 мкм — от 0,12 до 226 и больше 400 мкм — от 0,06 до 62.

7 Рост капель облаков и осадков под влиянием гравитационной коагуляции

Из всех физических механизмов, которые приводят к соударению облачных элементов, наибольшее значение, как показано в целом ряде исследований, имеет разность скоростей их падения под влиянием силы тяжести, т. е. *гравитационная коагуляция*.

Получим уравнение роста капли радиусом R под влиянием соударения с каплями меньшего радиуса r . За малое время dt капля радиусом R пройдет по отношению к каплям радиусом r путь (по вертикали), равный $[v(R) - v(r)] dt$, где $v(R)$ и $v(r)$ — скорости падения капель радиусом R и r .

Так как объем каждой капли равен $\frac{4}{3} \pi r^3$, то за время dt приращение объема капли радиусом R под влиянием захвата более мелких капель радиусом от r до $r + dr$ составит

$$dV(r) = \mathcal{E}(R, r) S [v(R) - v(r)] \frac{4}{3} \pi r^3 n f(r) dr dt, \quad (7.1)$$

где $S = \pi(R+r)^2$ — площадь поперечного сечения цилиндра, внутри которого капли радиусом R могут сталкиваться с каплей радиусом r (эффективная площадь соударения); $\mathcal{E}(R, r)$ — коэффициент соударения (или захвата); $f(r)$ — функция распределения капель по размерам; n — число капель в 1 см^3 .

Для того чтобы получить приращение объема капли радиусом R под влиянием захвата всех более мелких капель, необходимо просуммировать все элементарные приращения $dV(r)$ объема, т. е. найти интеграл

$$dV = \int dV(r) = \frac{4}{3} \pi^2 n \Phi(R) dt, \quad (7.2)$$

где

$$\Phi(R) = \int_0^R \mathcal{E}(R, r) (R+r)^2 r^3 f(r) [v(R) - v(r)] dr.$$

Так как объем крупной капли $V = \frac{4}{3} \pi R^3$ и приращение (дифференциал) объема

$$dV = 4\pi R^2 dR, \quad (7.3)$$

то на основании (7.2) получаем следующую общую формулу для скорости изменения радиуса капли во времени под влиянием гравитационной коагуляции:

$$R^2 \frac{dR}{dt} = \frac{\pi n}{3} \Phi(R). \quad (7.4)$$

В формулу (7.4) можно ввести также водность облака

$$\delta^* = \int_{(r)} d\delta^*(r) = \frac{4}{3} \pi \rho_k n \int_0^\infty r^3 f(r) dr. \quad (7.5)$$

С учетом этого соотношения формулу (7.4) можно переписать в виде

$$R^2 \frac{dR}{dt} = \frac{\delta^*}{4\rho_k} \frac{\Phi(R)}{\bar{r}_3^3}, \quad (7.6)$$

где \bar{r}_3 — средний кубический радиус.

Первые попытки количественно оценить роль коагуляции в укрупнении облачных капель были предприняты в конце 30-х годов В. В. Базилевичем, В. Н. Оболенским и др.; позже работы по этому вопросу были выполнены Н. С. Шишкиным, И. Лэнгмюром и др. Приведем наиболее существенные результаты, полученные Шишкиным и его сотрудниками. Для коэффициента соударения Шишкин принял выражение

$$\mathcal{E} = \left(1 - \frac{0,607}{Stk}\right)^2, \quad (7.7)$$

которое дает для \mathcal{E} значения, практически не отличающиеся от рассчитанных по формуле (4.2).

В выражении для числа Стокса $Stk = \rho_k v_0 r^2 / (9\eta R)$ в качестве v_0 следует брать *относительную* скорость падения капли радиусом R по отношению к каплям радиусом r , т. е. $v_0 = v(R) - v(r)$. В предположении, что скорости $v(R)$ и $v(r)$ описываются формулой Стокса (3.8), выражение (7.7) принимает вид

$$\mathcal{E} = \left(1 - \frac{R_0^3 R}{4r^2 (R^2 - r^2)} \right)^2, \quad (7.8)$$

где $R_0 = \sqrt{\frac{1,214}{g} \left(\frac{9\eta}{\rho_k} \right)^2} \approx 14,5$ мкм — постоянная (с размерностью длины).

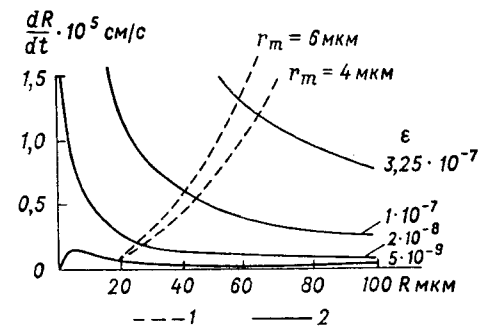


Рис. 18.12. Скорость коагуляционного (1) и конденсационного (2) роста облачных капель при водности облака $\delta^* = 1$ г/м³ и разных значениях r_m и ε .

радиус R капель, которые в принятой для \mathcal{E} зависимости от R и r могут участвовать в гравитационной коагуляции.

Для вошедших в уравнение (7.6) функций $f(r)$ принято гамма-распределение (6.6) при $\alpha = 3$, а для скоростей $v(R)$ и $v(r)$ формула Стокса (3.8).

Результаты расчета скорости роста капли (dR/dt) по уравнению (7.6) в облаке, водность которого равна 1 г/м³, и двух значениях модалного радиуса (4 и 6 мкм) приведены на рис. 18.12. На этом же рисунке приведены кривые скорости конденсационного роста капель, рассчитанной по формуле (5.10) при разных значениях пересыщения

$$\varepsilon = \rho (s_\infty - s_k) / \rho_k.$$

Рисунок 18.12 показывает, что с увеличением радиуса капли скорость конденсационного роста ее уменьшается, а скорость коагуляционного роста возрастает. В начальной стадии развития облака основную роль в укрупнении облачных элементов играет конденсация, в последующем — коагуляция. При малых пересыще-

ниях (при этом предполагается, что коэффициент \mathcal{E} не меньше нуля только для таких капель, размеры которых удовлетворяют неравенству

$$4r^2 (R^2 - r^2) \geq R_0^3 R. \quad (7.9)$$

Анализ этого неравенства (его следует предварительно разрешить относительно r) показывает, что радиус крупных капель не может быть меньше $R_0 \approx 14,5$ мкм. Таким образом, R_0 — это тот минимальный

радиусом R по отношению к каплям радиусом r , т. е. $v_0 = v(R) - v(r)$. В предположении, что скорости $v(R)$ и $v(r)$ описываются формулой Стокса (3.8), выражение (7.7) принимает вид

Основному уравнению (7.6), определяющему скорость роста капли под влиянием коагуляции, можно придать такой вид, из которого можно установить непосредственную связь между радиусом капли R и пройденным ею расстоянием внутри облака. Если обозначить скорость вертикального движения воздуха внутри облака через w ($w > 0$, если наблюдается восходящее движение), а абсолютную скорость падения капли через $v(R)$, то за время dt капля радиусом R пройдет по вертикали расстояние dz ($dz > 0$, если происходит подъем):

$$dz = [w - v(R)] dt \quad \text{или} \quad dt = - \frac{dz}{v(R) - w}, \quad (7.10)$$

где $v(R) - w$ — скорость падения капли относительно воздуха. Если выражение для dt ввести в формулу (7.6), то она примет вид

$$\frac{dR}{dz} = - \frac{\delta^*}{4R^2 \rho_k [v(R) - w]} \frac{\Phi(R)}{r_3^3}. \quad (7.11)$$

Из формулы (7.11) следует, что если радиус капли R больше 10 мкм, то при $w < 1$ см/с капля будет, с одной стороны, падать, так как в этом случае $v(R) > w$, а с другой, — расти, поскольку в этом случае, согласно соотношению (7.11), $-dR/dz > 0$, т. е. $dR > 0$ при $dz < 0$.

При больших скоростях восходящих движений капля может расти, как показывает формула (7.11), не только при опускании, но и при подъеме. В самом деле, пока радиус капли мал, скорость ее падения $v(R)$ меньше w . Это означает, что капля будет подниматься ($dz > 0$) и, согласно (7.11), расти ($dR/dz > 0$). На некоторой высоте скорость падения капли (поскольку она увеличивается вместе с R) сравняется с w , после чего капля начнет падать. При этом $v(R) > w$ и $dR/dz < 0$, что означает также рост капли ($dR > 0$, поскольку $dz < 0$).

График изменения с высотой радиуса капель, имевших начальный радиус R_0 на высоте 100 м над основанием облака, приведен на рис. 18.13. При этом предполагалось, что основание облака находится на высоте 1000 м над уровнем моря и имеет температуру 6°C. При численном интегрировании уравнения (7.11), осуществленного с помощью ЭВМ, учитывалось изменение r_m и δ^* с высотой.

Водность облака на различных высотах рассчитывалась исходя из предположения адиабатического подъема влажного насыщенного воздуха внутри облака и сохранения удельного влагосодержания. Отметим, что при такой методике расчета водность конвективного облака выше 2 км над основанием в несколько раз больше экспериментальных значений.

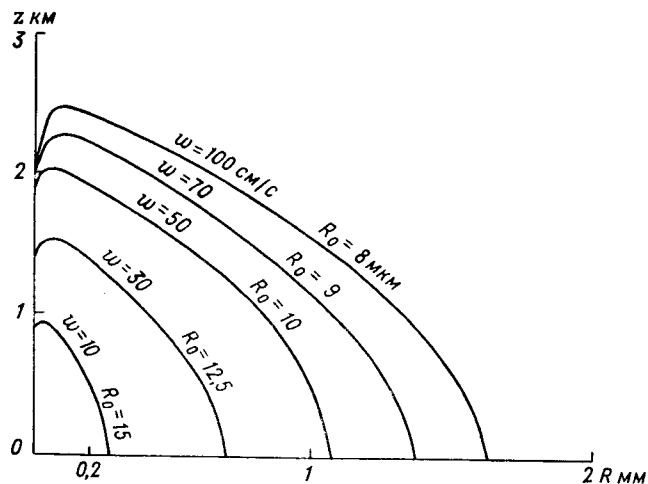


Рис. 18.13. Рост капель в облаках с различными скоростями восходящего движения (в начальный период).

Из рис. 18.13 следует, что размер выпадающих из облака капель очень сильно зависит от скорости восходящего потока. Если при $w = 10$ см/с капли дождя, выпадающие из облака, имеют радиус 0,33 мм, то при скорости w , равной 50 и 100 см/с, радиус капель достигает 1,1 и 1,7 мм. Вершины траекторий капель при скорости w , равной 10, 50 и 100 см/с, находятся на высоте соответственно около 1,0, 2,2 и 2,5 км над основанием облака.

8 Роль твердой фазы в образовании осадков. Формирование града

Наблюдения за развитием облаков и выпадением осадков показывают, что в высоких и умеренных широтах осадки более или менее значительной интенсивности выпадают из облаков, состоящих из капель воды и кристаллов льда, по крайней мере в их верхней части. Это указывает на большую, а возможно, и определяющую роль появления твердой фазы в образовании осадков.

Впервые на этот эффект обратил внимание А. И. Воейков, а затем А. И. Бачинский, Т. Бергерон и В. Финдайзен, которые считали, что появление твердых частиц в облаке является решающим для образования осадков — осадки могут выпадать только из облаков смешанного строения.

Теоретические исследования последних лет в основном подтверждают правильность высказанной гипотезы. Основной эффект, который связан с появлением кристаллов льда в облаке, сводится к тому, что резко увеличивается абсолютное пересыщение $\epsilon = \rho(s_\infty - s_r)/\rho_L$ (здесь s_∞ и s_r — массовая доля пара в воздухе и у поверхности частицы, ρ_L — плотность льда). Приведем значения ϵ для крупной ледяной частицы при разных температурах:

T °С	0	-2	-4	-6	-8	-10	-12
$\epsilon \cdot 10^7$	0	0,86	1,48	1,93	2,18	2,29	2,33
T °С	-14	-16	-18	-20	-30	-40	
$\epsilon \cdot 10^7$	2,28	2,20	2,05	1,91	1,08	0,51	

Поскольку давление насыщения зависит от радиуса частицы, то существует при каждой температуре критический размер сферических ледяных частиц, при котором они начинают расти за счет перегонки водяного пара с капель воды. Приведем значения критического радиуса $r_{кр}$ сферических ледяных частиц при разных температурах:

T °С	-1	-5	-10	-15	-20	-30	-40
$r_{кр} \cdot 10^6$ см	3,90	1,55	0,84	0,59	0,46	0,34	0,28

Если радиус ледяной частицы $r > r_{кр}$, то частица будет расти, а переохлажденные капли — испаряться. Для расчета радиуса ледяной частицы можно воспользоваться формулой, которая следует из (5.10):

$$r = \sqrt{2De\tau}, \quad (8.1)$$

если начальный радиус мал ($r_0 \approx 0$).

Для ледяных частиц величина ϵ имеет, согласно приведенным данным, порядок 10^{-7} , в то время как для капель в облаке (со скоростью восходящего потока 10—100 см/с) ϵ имеет порядок $5 \cdot 10^{-10}$ — $5 \cdot 10^{-9}$. Так как радиус частицы растет пропорционально

$\sqrt{\epsilon}$, скорость роста мелких ледяных частиц в смешанном облаке может в 10—20 раз превышать скорость роста капель. Вследствие этого резко сокращается время роста облачных элементов в начальной стадии, когда основную роль играет конденсация и сублимация, а скорость коагуляционного роста капель мала.

В отличие от капель, для скорости диффузионного роста ледяных частиц в смешанном облаке скорость восходящего потока не

очень существенна: пересыщение ϵ практически не изменяется при увеличении ω от нуля до 300 см/с.

После того, как радиус ледяных частиц достиг 50—60 мкм, основную роль начинает играть процесс коагуляции (см. рис. 18.12).

Н. С. Шишкин и его сотрудники выполнили расчет роста ледяных частиц, предположив, что замерзание капель происходит в верхней части их траектории, а все капли меньшего размера остаются жидкими и продолжают подниматься вверх. Ледяная частица, форма которой предполагается сферической, при своем падении растет как за счет диффузионной перегонки водяного пара с капель, так и за счет коагуляции со всеми поднимающимися каплями. Коагуляция падающих ледяных частиц (между собой), равно как и капель, маловероятна ($\mathcal{E} = 0$). Для крупных ледяных частиц, значительно превышающих по размеру облачные капли, скорость роста под влиянием коагуляции рассчитывалась по приближенной формуле

$$\Delta R = - \frac{\mathcal{E} \delta^*}{4 \rho_l} \frac{v(R)}{v(R) - \omega} \Delta z, \quad (8.2)$$

которую легко получить из формулы (7.11), если предположить, что $R \gg r$ и $\mathcal{E}(R, r) = \text{const}$. Радиус ледяных частиц (градин) в начальный период их выпадения практически линейно растет с увеличением скорости восходящего движения и не зависит от температуры основания облака (при изменении ее от нуля до -12°C).

Время от момента образования облака до момента выпадения первых частиц осадков в случае появления твердой фазы составляет около 40 мин и мало зависит от ω (при изменении ω от 2 до 10 м/с). Размер частиц града при сохранении восходящих токов быстро увеличивается со временем после начала его выпадения. Радиус наиболее крупных частиц града примерно вдвое превышает радиус первых частиц ($R_{\text{макс}} = 4,2$ мм при $\omega = 2$ м/с и $R_{\text{макс}} = 6$ мм при $\omega = 3$ м/с).

9 Влияние других факторов на коагуляцию капель

Кроме рассмотренных в предыдущих параграфах основных механизмов — конденсации и гравитационной коагуляции — можно указать несколько других факторов, под влиянием которых происходит в атмосфере укрупнение твердых и жидких частиц. Дадим краткую характеристику этих дополнительных физических процессов, сопровождающихся коагуляцией частиц.

М. Смолуховский исследовал броуновскую и так называемую градиентную коагуляцию. Последняя возникает под влиянием гра-

диента скорости вертикального или горизонтального движения. Скорость, т. е. изменение числа капель за единицу времени, броуновской $(\frac{\partial n}{\partial t})_{бр}$ и градиентной $(\frac{\partial n}{\partial t})_{гр}$ коагуляции дается:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{бр} = -\frac{4}{3} \frac{kT}{\eta} n^2, \quad \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{гр} = -\frac{64}{3} \pi r^3 n^2 \frac{\partial \omega}{\partial z}, \quad (9.1)$$

где n — число капель радиусом r в 1 см³ монодисперсного облака, ω — вертикальная скорость, k — постоянная Больцмана, η — коэффициент молекулярной вязкости.

Оценка $\frac{\partial n}{\partial t}$ по последним соотношениям показывает, что роль броуновской и градиентной коагуляции ничтожно мала по сравнению с гравитационной.

На гидродинамическую коагуляцию, обусловленную взаимодействием полей скорости движущихся капель (одна капля, движущаяся вслед за другой, оказывается в гидродинамической тени «головной» капли), обратил внимание еще Рэлея (1896 г.). Две падающие в среде частицы испытывают, по Рэлею, силу притяжения F , которая в случае одинаковых радиусов r частиц равна

$$F = \frac{3\pi \rho r^6 v^2}{l_{1,2}^4}, \quad (9.2)$$

где v — скорость падения частиц, ρ — плотность среды (воздуха), $l_{1,2}$ — расстояние между центрами частиц.

С ростом r растет и F . Однако при заданной водности увеличение r сопровождается ростом $l_{1,2}$, уменьшающим F . Значительно сложнее решается вопрос о взаимодействии падающих капель разного радиуса. В случае падения капель по одной вертикали скорость сближения капель радиусом больше 15—20 мкм увеличивается на 5—50 % по сравнению со скоростью сближения, вытекающей из теории Стокса (см. п. 3). Показано также, что в звуковом поле гидродинамическая коагуляция играет более существенную роль, чем коагуляция, обусловленная разностью скоростей движения капель разного радиуса. Время, в течение которого происходит сближение двух капель радиусом $r = 3$ мкм с расстояния $l_{1,2} = 100r$ до соприкосновения, изменяется (при частоте звуковых колебаний 5000 Гц) от $1/18$ с при интенсивности звука $I = 0,3$ Вт/см² до $1/54$ с при $I = 1$ Вт/см².

Влияние турбулентных пульсаций скорости воздушного потока на коагуляцию капель явилось предметом исследований, выполненных В. И. Беляевым, П. Сафманом и И. Тернером, И. П. Мазиным, Ю. С. Седуновым, А. С. Степановым и др. Количество столкновений капель радиусом R с каплями радиусом r под влиянием увлечения их турбулентными пульсациями за единицу времени равно

$$N_1 = \pi (R + r)^2 (R^2 - r^2) \frac{\rho_k}{\rho} \left(\frac{\epsilon}{v^5}\right)^{1/4} n(r), \quad (9.3)$$

где $n(r)$ — число капель радиусом r в 1 см^3 , ε — скорость диссипации турбулентной энергии в тепло, $\nu = \eta/\rho$ — кинематический коэффициент молекулярной вязкости.

Выполнив интегрирование по всем r , получим выражение для числа столкновений N капли радиусом R со всеми другими каплями:

$$N = \alpha R^4 \frac{\rho_k}{\rho} \left(\frac{\varepsilon^3}{\nu^5} \right)^{1/4} n, \quad (9.4)$$

где α — коэффициент, зависящий от вида функции распределения капель по размерам, n — общее число капель в 1 см^3 .

По оценке Сафмана и Тернера, гравитационная коагуляция преобладает над турбулентной при $\varepsilon < 2100 \text{ см}^2/\text{с}^3$ (что обычно наблюдается в атмосфере). При водности $\delta^* = 1,5 \text{ г/м}^3$ масса капель увеличивается за счет турбулентной коагуляции на 50% через 11 ч при $\varepsilon = 5 \text{ см}^2/\text{с}^3$ и через 45 мин при $\varepsilon = 1000 \text{ см}^2/\text{с}^3$.

Для числа капель n_2 , объем которых по истечении времени t равен удвоенному объему капель монодисперсного облака, получено соотношение

$$\frac{n_2(t)}{n_1} = \sqrt{\frac{6}{5\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} \mathcal{E}_{1,1} \frac{\delta^*}{\rho_k} t, \quad (9.5)$$

где n_1 — число капель радиусом r_1 до столкновений, $\mathcal{E}_{1,1}$ — коэффициент соударения капель радиусом r_1 . Положив $\delta^* = 1 \text{ г/м}^3$, $r_1 = 5 \text{ мкм}$ (при этом $n_1 = 2000 \text{ см}^{-3}$) и $\mathcal{E}_{1,1} = 1$, найдем, что через 1 мин число капель n_2 составит 1200 в 1 л. Число утроенных капель через 1 мин при тех же условиях составит 25 в 1 л. Дальнейший рост удвоенных капель происходит в основном за счет гравитационной коагуляции.

В тех случаях, когда капли несут на себе электрические заряды, на скорость их сближения, а вместе с этим и на коагуляцию оказывают влияние: а) кулоновские силы взаимодействия, б) дипольные силы взаимодействия между поляризованными частицами, в) движение заряженных капель в электрическом поле облака. Наиболее полно коагуляцию заряженных капель исследовал Л. М. Левин. Формула для коэффициента захвата каплей радиусом R , несущей заряд e_1 , капель радиусом r с зарядом e_2 имеет вид

$$\mathcal{E} = 4\alpha/(1 - \beta), \quad (9.6)$$

где $\alpha = e_1 e_2 / 6\pi\eta r R^2 v_s$, $\beta = (r/R)^2$, $v_s = 2\rho_k g R^2 / 9\eta$ — стоксова скорость падения.

При $R < 10 \text{ мкм}$ и $e_2 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ Кл}$ коэффициент захвата заряженных капель больше единицы. При $R > 10 \text{ мкм}$ коэффициент захвата хотя и меньше единицы, но не настолько мал, чтобы с зарядом капель можно было не считаться. Роль электрического поля облака в коагуляции капель мала, если его напряженность

не превышает нескольких сотен вольт на сантиметр (В/см). Однако при напряженности поля, близкой к пробивному значению, происходит вытягивание крупных капель и их разбрызгивание.

Диффузионные и термофоретические силы также оказывают влияние на скорость движения и коагуляцию частиц радиусом до 10^{-4} — 10^{-5} см (ядер конденсации и мельчайших капель).

10 Наземная конденсация и осадки

Поток водяного пара, определенный формулами (5.1) или (5.3) главы 14, может быть как положительным (в тех случаях, когда доля водяного пара уменьшается вблизи земной поверхности с высотой: $s_2 < s_0$), так и отрицательным, т. е. направленным к земной поверхности. Такие условия создаются в тех случаях, когда s растет с высотой ($s_2 > s_0$) — наблюдается инверсионное распределение влажности по высоте. Пока температура воздуха в непосредственной близости к поверхности земли не достигла точки росы, водяной пар, поступающий (при $Q'_0 < 0$) из воздуха, проникает в почвенные поры и пополняет запас влаги в почве. Если температура воздуха, соприкасающегося с земной поверхностью (почвой, растениями, предметами), оказывается ниже точки росы, то может начаться процесс конденсации водяного пара непосредственно на земной поверхности, сопровождающийся формированием таких видов наземной конденсации, как 1) роса и иней, 2) твердый и жидкий налет, 3) изморозь.

Роса и иней. Основной причиной образования росы служит потеря тепла земной поверхностью под влиянием излучения в ночное время суток. При достижении температурой воздуха точки росы и последующем дополнительном охлаждении происходит конденсация водяного пара. В общем случае пар конденсируется как в воздухе (туман), так и на земной поверхности (роса). Однако в тех случаях, когда воздух достаточно чистый (мало ядер конденсации), или резко выражена инверсия температуры ($T_0 < T_2$), конденсация водяного пара происходит преимущественно на земной поверхности — выпадает роса. При этом сначала на поверхности (почве, растениях, предметах) образуются мелкие капли, которые сливаются затем в более крупные. Если температура земной поверхности ниже 0°C , то на острых выступах, неровностях, кристаллических частицах водяной пар может начать сублимироваться (переходить в твердое состояние — лед). Этот процесс сопровождается образованием твердой росы или инея.

Отметим, что условия выпадения инея более благоприятны, чем росы: достаточно достичь состояния насыщения по отношению ко льду, чтобы началась сублимация водяного пара (при этом относительная влажность воздуха вблизи земной поверхно-

сти, как показано в п. 5 главы 14, может быть существенно меньше 100 %).

Поскольку при выпадении росы водяной пар переносится из атмосферы к земной поверхности ($Q'_0 < 0$), то абсолютная влажность воздуха при этом уменьшается, что снижает вероятность образования тумана (во всяком случае, достаточно интенсивного). Наоборот, если образуется туман, то, как следует из результатов главы 16, температура земной поверхности повышается, что не способствует выпадению росы. Наблюдения подтверждают эти выводы: при обильной росе не наблюдается интенсивных туманов; при образовании интенсивного тумана не выпадает обильная роса.

Согласно наблюдениям, в умеренных широтах роса может дать слой осадков толщиной 0,05—0,15 мм за ночь и 10—50 мм за год. Наиболее обильная роса выпадает весной и осенью, поскольку летом температура воздуха не всегда опускается ниже точки росы. Простые оценки¹ и более строгая теория (основанная на решении уравнений переноса тепла и водяного пара) показывают, что роса формируется вследствие конденсации водяного пара, который поступает к земной поверхности из слоя воздуха толщиной в несколько сотен метров. При этом абсолютная влажность на каждом уровне понижается сравнительно мало (вблизи земной поверхности, согласно наблюдениям, до 2—3 г/м³), общая же масса сконденсированного из столба атмосферы водяного пара оказывается значительной.

Наиболее обильные росы выпадают при высокой абсолютной влажности воздуха, на сухих взрыхленных почвах (мала теплопроводность), в ясную (велико эффективное излучение) погоду при слабом ветре. Обильная роса и иней осаждаются также на предметах (досках, крышах и др.), обладающих низкой теплопроводностью.

Жидкий и твердый налет, в отличие от росы и инея,— явление, обусловленное сменой погоды: после продолжительных сильных морозов наступает резкое потепление. Теплый воздух, поступающий на сильно охлажденную поверхность, соприкасаясь с холодными предметами (наветренными стенами зданий, камнями, асфальтом дорог и др.), охлаждается, водяной пар достигает насыщения, а при дальнейшем охлаждении и конденсируется. Так, на холодных (достаточно массивных) предметах формируется пленка воды, которую и называют жидким налетом. Если периоду потепления предшествовали сильные морозы, то возникает твердый налет, подразделяемый на кристаллический, зернистый и ледяной. Усилению налета, кроме конденсации водяного пара, спо-

¹ Пусть абсолютная влажность в слое толщиной H уменьшилась на Δa . Тогда толщина слоя воды, образованного росой, $h = \Delta a H$. При $\Delta a =$

$= 1 \text{ г/м}^3$ и $h = 0,1 \text{ мм}$ толщина слоя, из которого поступил водяной пар, $H = 100 \text{ м}$

собствует осаждение на предметах капель тумана, который обычно образуется в теплом воздухе.

Изморозь представляет собой белый рыхлый, снеговидный осадок, образующийся на ветвях деревьев и кустарниках, на телеграфных столбах и проводах, на выступах и углах зданий. Образуется она или путем сублимации водяного пара (кристаллическая изморозь), или в результате замерзания капель переохлажденного тумана (зернистая изморозь). Оба процесса при температуре выше -30°C протекают, как правило, при тумане.

В отличие от инея, изморозь образуется в любую часть суток, чаще всего в морозную туманную погоду, когда в воздухе плавают ледяные кристаллы (алмазная пыль).

Гололед — это явление осаждения и последующего замерзания (при столкновении) переохлажденных капель мороси или дождя преимущественно на наветренной стороне различных предметов и на земной поверхности. Образуемый при этом слой плотного льда может достигать нескольких сантиметров. Гололед наблюдается обычно в начале и конце зимы при температуре воздуха от 0 до -7°C . Однако нередки такие зимы (особенно в приморских районах), когда гололед образуется в течение всей зимы.

Принципиальное отличие гололеда от твердого налета состоит в том, что при образовании твердого налета сублимация водяного пара осуществляется непосредственно на холодной земной поверхности, в то время как гололед формируется под влиянием замерзания капель осадков, образовавшихся в атмосфере и затем выпадающих на земную поверхность. Однако следует подчеркнуть, что в образовании всех других видов наземных осадков (и, в первую очередь, жидкого и твердого налета, изморози) осаждение на земную поверхность капель и кристаллов льда из атмосферы играет вполне заметную (хотя и не определяющую) роль. С другой стороны, в формировании гололеда, наряду с осаждением переохлажденных капель, вносят некоторый вклад конденсация и сублимация водяного пара на поверхности слоя льда.

Обледенение (родственное гололеду явление)— процесс осаждения и замерзания (при соударении) переохлажденных капель облаков, туманов и осадков на различных частях самолетов и других летательных аппаратов, а также наземных и водных видов транспорта (автомобили, суда, поезда и др.).

С гололедом связаны большие материальные потери. При гололеде на 1 м провода может оседать от 10 г до 1 кг льда. Под тяжестью осевшего льда обрываются провода, ломаются не только ветви, но и деревья. При гололеде резко увеличивается травматизм среди населения, а также сильно усложняется работа и повышается аварийность всех видов транспорта.

В теории гололедно-изморозевых явлений особый интерес представляет понятие коэффициента соударения, сведения о котором приведены в п. 4 данной главы.

11 Активные воздействия на облака и туманы

Сведения о текущем состоянии природной среды, прогнозы и предупреждения о неблагоприятных явлениях природы помогают предотвратить или снизить убытки, приносимые этими явлениями, а при правильном и заблаговременном использовании этой информации — добиться большого экономического эффекта. Однако нельзя ли предотвратить неблагоприятные для деятельности человека природные явления или изменить их развитие в нужном для человека направлении?

Несмотря на то, что вопрос этот поставлен давно, длительное время человек был бессилён перед стихийными явлениями природы. Все дело в том, что природные, в частности атмосферные, явления и процессы обладают огромной энергией. Так, энергия, которая связана с образованием мощного кучевого облака, вполне сравнима с энергией нескольких крупнейших гидроэлектростанций, вырабатываемой ими за время развития облака. Для изменения направления ветра в пределах одной лишь области потребовалось бы затратить энергию, которую вырабатывают все электростанции мира. Энергия, выделяемая при взрыве самого мощного термоядерного устройства, ничтожно мала по сравнению с энергией циклона.

Отсюда следует, что прямой (лобовой) путь воздействия на атмосферные явления и процессы не может привести к положительным результатам. Однако эти явления и процессы обладают одной интересной особенностью — возможны случаи их неустойчивого состояния, когда достаточно сравнительно небольшого (по энергии), толчка, чтобы направить развитие процесса по нужному для нас пути. Так, введение в переохлажденное облако некоторого (ничтожного по сравнению с массой воды в облаке) количества специальных веществ приводит к саморазвивающейся реакции, заканчивающейся выпадением осадков и рассеянием облака.

В последние десятилетия предложены способы воздействия на многие атмосферные явления и процессы. Тем не менее положительные результаты получены лишь в отношении управления развитием облаков и образованием осадков.

Проблема активного воздействия на облака и туманы представляет большой интерес с точки зрения обеспечения работы авиации, поскольку взлет, посадка и условия полетов в сильной степени зависят от тумана и облачности. Увеличение количества осадков искусственным путем в районах недостаточного увлажнения имеет большое значение для сельского хозяйства. Можно также указать и на такую сторону этого вопроса, как заблаговре-

менное воздействие на развивающееся мощное кучевое облако, которое может перерасти в кучево-дождевое, с целью предотвращения градобития.

Известно несколько методов активного воздействия на облака и туманы. Эти методы можно разделить на три группы, в основе которых лежит воздействие на неустойчивость фазового состояния воды, на коллоидную неустойчивость системы облачных капель и на термическую устойчивость атмосферы.

Вещества, применяемые для воздействия, в свою очередь можно разбить на несколько групп: кристаллизующие реагенты (AgI , PbI_2 , CO_2 , CuS , фтороглюцин, металдегид и др.), гигроскопические реагенты (NaCl , CaCl_2 и др.), поверхностно-активные вещества.

В качестве технических средств, с помощью которых реагенты вносятся в облака и туманы, используются: аэрозольные генераторы или распылители, устанавливаемые на борту самолета или на земной поверхности; пиропатроны, запускаемые с самолета; различные самолетные дозирующие установки; артиллерийские снаряды и ракеты; метеотроны.

Наибольшее количество опытов проведено с помощью самолетных и наземных генераторов. Однако в последние десятилетия стали широко применяться пиропатроны, артиллерийские снаряды и ракеты.

Наиболее полно как с теоретической, так и экспериментальной стороны исследованы способы воздействия на переохлажденные облака с помощью твердой углекислоты и иодистого серебра. Эти способы получили достаточно широкое распространение и испытаны к настоящему времени не только в лабораторных, но и в полевых (естественных) условиях. Полученные результаты испытаний позволяют считать, что эти способы могут быть эффективно использованы на практике. Остановимся кратко на физической стороне воздействия на облака и туманы различными способами, применяемыми в Советском Союзе и других странах.

Твердая углекислота (сухой лед) представляет собой кристаллическую массу матово-белого цвета с температурой кипения $-78,9^\circ\text{C}$ и плотностью $1,53 \text{ г/см}^3$.

Если в воздух вносится частица твердой углекислоты, то вблизи нее под влиянием испарения частицы воздух сильно охлаждается. Охлаждение служит основной причиной пересыщения водяного пара, которое при этом может быть настолько значительным, что превзойдет критическое значение, необходимое для образования капель и кристаллов льда непосредственно на комплексах молекул водяного пара.

Количество образующихся зародышевых кристаллов льда под влиянием охлаждения определяется тем объемом воздуха, в котором температура ниже некоторого значения, согласно лабораторным исследованиям, равного $-39 \dots -41^\circ\text{C}$. При температуре

ниже -40°C из комплексов молекул водяного пара образуются устойчивые ледяные зародыши.

Количество ледяных кристаллов N , образующихся в результате полного испарения 1 г твердой углекислоты, введенной в облако по методу сброса, следующее:

$T^{\circ}\text{C}$	-1	-5	-10	-15	-20
N	$5,5 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{11}$	$3,4 \cdot 10^{13}$	$9,0 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{14}$

Согласно этим данным, при испарении 1 г твердой углекислоты в зависимости от температуры окружающего воздуха образуется от $5 \cdot 10^{11}$ до $1,2 \cdot 10^{14}$ ледяных кристаллов. С понижением температуры N возрастает.

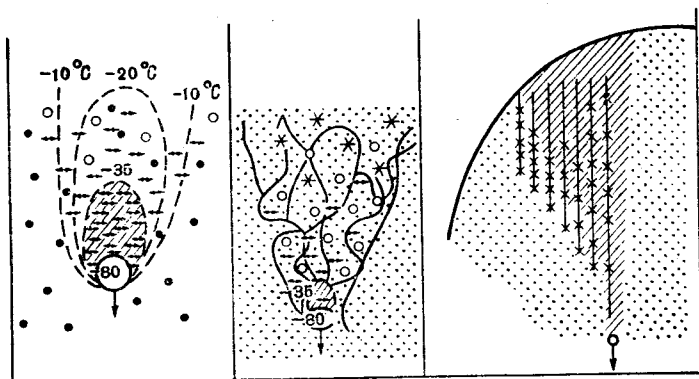


Рис. 18.14. Схема воздействия на переохлажденное облако с помощью твердой углекислоты и последующего роста ледяных кристаллов.

Зная время испарения t^* и скорость падения, можно оценить путь Δz , который проходит сферическая частица CO_2 диаметром d до полного испарения:

d см	1,0	0,4	0,2	0,1	0,04	0,02	0,01
t^* с	350	127	59	26	8	3	1
Δz м	4300	1130	330	82	10	1,6	0,3

Падающая частица CO_2 охлаждает воздух в объеме, который под влиянием молекулярной теплопроводности увеличивается со временем. Картина распространения охлаждения и ледяных зародышей в облаке имеет вид, изображенный на рис. 18.14.

Скорость образования ледяных ядер в охлажденном объеме увеличивается по мере приближения к поверхности CO_2 (т. е. при понижении температуры): она изменяется от $6,7 \cdot 10^7$ ядер в 1 см^3 при температуре -40°C до $1,5 \cdot 10^{17}$ ядер в 1 см^3 за 1 с при температуре -70°C . Образовавшиеся под влиянием охлаждения ледяные зародыши начинают расти за счет перегонки водяного пара с переохлажденных капель. Под влиянием этого процесса в тех случаях, когда происходит испарение всех капель, а кристаллы вырастают до таких размеров, что выпадают из облака, влажность в зоне определенной ширины полностью рассеивается. Размеры этой зоны определяются скоростью распространения кристаллов льда под влиянием турбулентного обмена.

Если засев облака производится с самолета путем испарения брика (брикета) CO_2 или по способу сбрасывания гранулированной твердой углекислоты, то в первом приближении объем воздуха, в котором в исходный момент сосредоточены кристаллы льда, представляет собой цилиндр, ось которого совпадает с направлением движения самолета. После того как частицы CO_2 , брошенные с самолета, полностью испарятся, ледяные кристаллы, образовавшиеся под влиянием охлаждения и вызванного им переноса водяного пара, переносятся в облаке, с одной стороны, воздушным потоком, а с другой — под влиянием турбулентного обмена.

Направим ось x вдоль оси цилиндра (пути движения самолета). Статистическая теория турбулентности для среднего расстояния $l/2$, на которое распространяются к моменту времени t кристаллы льда и рассеивается облачность, дает следующее выражение: $l/2 = \sqrt{2kt}$, где k — коэффициент турбулентности.

В. И. Беляев и др. для расчета скорости распространения фронта кристаллизации, который практически совпадает с границей зоны рассеяния облака, воспользовались той теоретической схемой, которая изложена в п. 4 главы 15. Температура облака принята равной -15°C , водность облака $0,15 \text{ г/м}^3$, число капель $n = 500 \text{ см}^{-3}$.

Результаты расчета ширины зоны кристаллизации l при разных значениях коэффициента турбулентности k и числа ядер кристаллизации N_2 в вертикальном столбе с основанием 1 см^2 в плоскости засева (рассмотрена плоская задача) приведены на рис. 18.15. На этом рисунке нанесены экспериментальные значения ширины зоны кристаллизации l по данным 30 опытов, проводившихся в облаках с водностью от $0,02$ до $0,4 \text{ г/м}^3$, температурой от $-5,5$ до $-17,8^{\circ}\text{C}$ и толщиной от 100 до 600 м . Расход (дозировка) CO_2 колебался в пределах 20 — 400 г на пути 1 км . Основная часть экспериментальных точек соответствует $k = 25 \text{ м}^2/\text{с}$. Продолжительность расширения зоны кристаллизации составляла 1 — 50 мин , после чего начинался процесс заполнения зоны облачными каплями. К моменту прекращения процесса кристаллизации

ширина зоны была равна 2—5 км. Средняя скорость расширения зоны кристаллизации равнялась 1—2 м/с. При этом установлена совершенно отчетливая прямая зависимость скорости расширения зоны от скорости ветра в облаке, а также от вертикального градиента температуры в облачном слое.

Наряду с твердой углекислотой для воздействия на облака применяются вещества (такие, как иодистое серебро AgI , иоди-

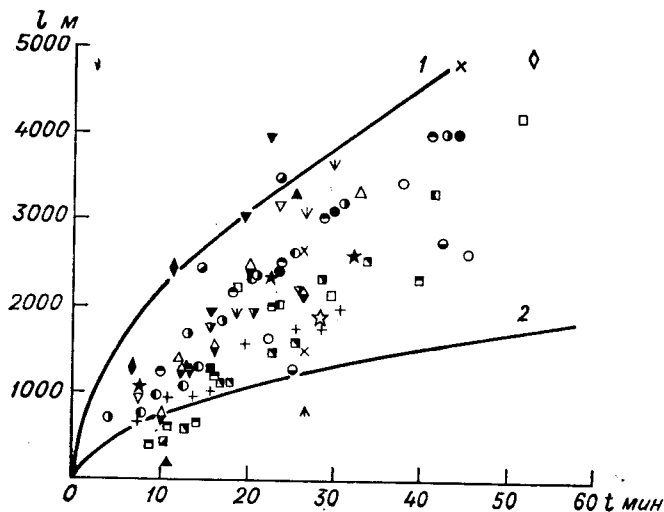


Рис. 18.15. Ширина зоны кристаллизации облака при воздействии на него твердой углекислотой (кривые 1 и 2 — расчетные).

стый свинец PbI_2 и др.), структура кристаллической решетки которых геометрически подобна структуре льда, а также некоторые гигроскопические вещества (NaCl , CaCl_2 и др.). Введенные в облако частицы таких веществ выполняют роль зародышей (ядер кристаллизации), на которых образуются мельчайшие кристаллы льда. Дальнейший рост их происходит под влиянием перегонки водяного пара с переохлажденных капель на кристаллы льда вследствие разности давлений насыщенного пара над водой и льдом. Засев облаков и туманов твердой углекислотой, иодистыми соединениями и другими реагентами обычно преследует следующие цели: а) рассеяние переохлажденных облаков и туманов (с тем, чтобы, например, раскрыть взлетно-посадочную полосу на аэродроме); б) ускорение выпадения осадков; в) предотвращение выпадения града.

Из результатов многочисленных опытов, проведенных на полигоне вблизи Днепропетровска (Украина), следует, что облака

St—Sc удается рассеять и вызвать осадки из них, если температура облачного слоя ниже -3°C , водность облака не менее $0,05 \text{ г/м}^3$, толщина его больше 250 м и скорость ветра не превышает 10—12 м/с.

Широкий размах в Советском Союзе и многих других странах получили работы по искусственному воздействию на конвективные облака с целью вызывания дополнительных осадков и предотвращения градобитий. Из анализа данных многочисленных опытов по воздействию на мощные кучевые облака (Cu cong.) следует, что при температуре воздуха (T_H) на уровне верхней границы (засев которой проводился твердой CO_2) выше -4°C осадки не наблюдались, при T_H от -4 до -12°C осадки выпадали в ряде случаев, а при T_H ниже -12°C — во всех случаях воздействия. Во всех случаях осадки выпадали из Cu cong. , толщина которых больше 3,6 км, а толщина переохлажденной части больше 2,2 км. Наоборот, во всех случаях осадки на выпадали из Cu cong. , толщина которых меньше 2,1 км, а толщина переохлажденной части меньше 0,6 км. Время образования осадков из подвергнутых воздействию Cu cong. при засеве их твердой CO_2 составляет 9—12 мин, продолжительность выпадения осадков чаще всего приходится на интервал 20—40 мин.

При воздействии на кучево-дождевые облака (прежде всего с целью охраны виноградников на Северном Кавказе, в Молдавии, Средней Азии, на Украине) с помощью радиолокационной техники с наибольшей заблаговременностью обнаруживается грозовой очаг. Для доставки в очаг реагентов используются зенитные орудия и специальные противораговые ракеты. При взрыве снаряда или головной части ракеты реагент распыляется. Образовавшиеся при этом мельчайшие частицы служат ядрами, на которых образуются кристаллы льда. Рост этих искусственно созданных кристаллов ограничивает укрупнение градин и тем самым или полностью предотвращает выпадение града или уменьшает его интенсивность.

Помимо перечисленных выше, можно назвать и ряд других способов воздействия на облака и туманы.

Заслуживают внимания так называемые метеотроны, применяемые для стимулирования конвективных процессов за счет создания перегрева воздуха у земной поверхности. Перегрев воздуха может быть достигнут не только благодаря сжиганию различных видов топлива, но и путем искусственного изменения поглощательных и отражательных свойств отдельных участков подстилающей поверхности. Как показали опыты, при благоприятных условиях в атмосфере метеотроны способствуют созданию мощных кучевых облаков.

Для стимулирования процесса облакообразования или, наоборот, для рассеяния облачности и туманов применяются динамические методы, основанные на создании восходящих или нисходящих

щих движений воздуха с помощью летательных аппаратов (направленные струи от двигателей самолетов, винтов вертолетов).

Можно назвать еще несколько методов воздействия на облака и туманы, которые в настоящее время по различным причинам еще не нашли достаточно широкого практического применения:

1) изменение поглощательных свойств туманов и облачности путем введения в них мелко диспергированных частиц примесей с большим коэффициентом поглощения; 2) акустические методы; 3) электрические методы; 4) лазерные методы. Не исключено, что эти методы в дальнейшем по мере развития технических возможностей найдут широкое практическое применение.

Главной задачей метеорологии является описание общей циркуляции атмосферы, ее изменений и порождаемых ею вторичных систем движения в соответствии с основными принципами гидродинамики и термодинамики.

... Измерения или надежные оценки теплообмена между нашей планетой и межпланетным пространством являются основной задачей метеорологов и океанографов, изучающих глобальные системы циркуляции в атмосфере и океане.

К. Г. Россби (1959 г.)

Среди новых разделов динамической метеорологии, возникших за прошедшие 50 лет, есть такие, в которых вклад советских ученых особенно значителен. К таким разделам относятся гидродинамическая теория долгосрочного прогноза погоды и теория климата.

Е. Н. Блинова (1967 г.)

Раздел V

Основы динамики атмосферы

Глава 19. Уравнения движения атмосферы.
Основные уравнения метеорологии

Силы, действующие в атмосфере.
Уравнения движения турбулентной атмосферы

Глава 20. Движение свободной атмосферы

Геострофический ветер. Изменение геострофического ветра с высотой. Градиентный ветер в циклонах и антициклонах. Уравнение переноса вихря скорости движения. Особенности глобального распределения скорости ветра в атмосфере. Струйные течения. Длинные волны. Тропические циклоны. О роли крупномасштабных вертикальных движений в воз-

никновении конвекции в атмосфере. Вертикальные скорости и притоки тепла в тропической зоне

Глава 21. Особенности движения воздуха в пограничном слое атмосферы

Ветер в пограничном слое атмосферы. Приземный слой. Логарифмический закон распределения скорости ветра с высотой. Суточный ход скорости ветра в пограничном слое атмосферы. Вертикальные токи в пограничном слое атмосферы. Местные ветры. Закономерности распределения метеорологических величин в приземном слое атмосферы на основе теории подобия и размерности. Смерчи и пыльные бури

Глава 19 Уравнения движения атмосферы. Основные уравнения метеорологии

Атмосфера находится в непрерывном движении. Движение воздуха относительно земной поверхности (ветер) порождается неравномерным распределением давления в горизонтальной плоскости. В установлении движения воздуха огромную роль играют отклоняющая сила вращения Земли и силы трения. В этом разделе обсуждаются основные закономерности движения атмосферы.

1 Силы, действующие в атмосфере

Силы давления. При наличии движения воздуха изобарические поверхности наклонены под некоторым углом α_p к горизонтальным поверхностям. Нетрудно видеть (рис. 19.1), что результирующая всех сил давления, действующих на объем $ABCD$, по абсолютной величине равна

$$p - (p + dp) = -dp,$$

а по направлению совпадает с положительным направлением нормали к изобарическим поверхностям. Так как объем $ABCD$, заключенный между изобарическими поверхностями p и $p + dp$, равен dN , то модуль результирующей сил давления, действующих на 1 м^3 воздуха равен

$$-dp/dN = G, \quad (1.1)$$

т. е., согласно п. 2 введения, представляет модуль градиента давления. Проекциями градиента давления G на оси (в метеорологии обычно правой системы) координат x , y и z служат t (по п. 2 введения)

$$-dp/\partial x, \quad -dp/\partial y, \quad -dp/\partial z. \quad (1.2)$$

Горизонтальная составляющая градиента давления G_2 (ее модуль $G_2 = -dp/\partial n$) служит единственной силой, под влиянием которой возникает горизонтальное движение воздуха (ветер). Составляющую G_2 часто называют *барическим градиентом*.

Отклоняющая сила вращения Земли (кориолисова сила). Так как атмосфера участвует в суточном вращении Земли с угловой

скоростью ω , то на каждую частицу воздуха, движущуюся со скоростью c по отношению к земной поверхности, действует кориолисова сила. В общем случае кориолисова сила, действующая на 1 м^3 воздуха (на массу ρ), равна

$$K = 2\rho(c \times \omega), \quad (1.3)$$

где $(c \times \omega)$ — векторное произведение векторов c и ω ¹.

Если раскрыть по известным из векторного анализа правилам последнее произведение, то получим следующие выражения для проекций кориолисовой силы на оси x , y и z :

$$\begin{aligned} K_x &= 2\rho(\omega_z v - \omega_y \omega), \\ K_y &= 2\rho(\omega_x \omega - \omega_z u), \\ K_z &= 2\rho(\omega_y u - \omega_x v), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где u , v , ω — проекции скорости ветра c ; ω_x , ω_y , ω_z — проекции вектора ω на оси x , y и z соответственно.

Наибольший интерес представляет горизонтальная составляющая кориолисовой силы K_s . В выражениях для проекций K_x и K_y составляющей K_s можно пренебречь слагаемыми, содержащими вертикальную скорость ω , так как она в атмосфере в десятки и сотни раз меньше u и v . Таким образом, можно записать

$$K_x = 2\omega_z \rho v, \quad K_y = -2\omega_z \rho u, \quad (1.5)$$

$$K_s = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 2\omega_z \rho c, \quad (1.6)$$

где $\omega_z = \omega \sin \varphi$ — вертикальная проекция угловой скорости вращения Земли, φ — широта, $c = \sqrt{u^2 + v^2}$.

При горизонтальном движении выражения для K_x и K_y будут точными. Исходя из соотношений (1.5) нетрудно показать, что горизонтальная составляющая K_s кориолисовой силы действует под прямым углом к направлению движения: вправо — в северном полушарии и влево — в южном (рис. 19.2). Чтобы убедиться в этом, достаточно горизонтальные оси координат выбрать так, чтобы ось x совпала с направлением скорости ветра. Тогда $u = c > 0$, $v = 0$ и, как следует из (1.5), $K_x = 0$, $K_y = -2\omega_z \rho c$. Так

¹ Вектор ω направлен вдоль оси вращения Земли (положительное направление — к Северному полюсу).

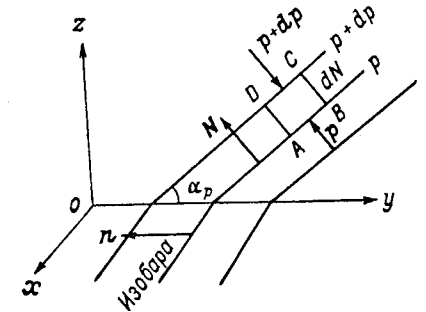


Рис. 19.1. К введению понятия результирующей силы давления.

как в северном полушарии кориолисов параметр $2\omega_z > 0$, а в южном $2\omega_z < 0$, то $K_y < 0$ в северном и $K_y > 0$ в южном полушарии, т. е. приходим к сформулированному выше утверждению.

Силы трения (молекулярного и турбулентного). Трение проявляется в жидкостях и газах в тех случаях, когда различные части их имеют разную скорость движения. В атмосфере наибольшее значение имеют силы трения, порождаемые изменением скорости ветра с высотой, так как вертикальный градиент скорости ветра в десятки и сотни тысяч раз больше горизонтального: $|\partial c/\partial z| \gg \gg |\partial c/\partial n|$.

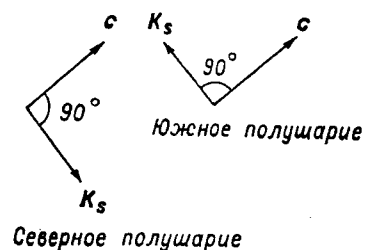


Рис. 19.2. Направление действия отклоняющей силы вращения Земли.

Пусть на уровнях z и $z+dz$ скорости ветра равны соответственно c и $c+dc$. Молекулы воздуха, помимо поступательного движения со скоростью $c+dc$ (на уровне $z+dz$), совершают хаотические тепловые движения. Приходя на уровень z , молекулы приносят количество движения, которым они обладали на других уровнях. Соударяясь с молекулами, расположенными на уровне z , они будут сообщать им (или отнимать у них) дополнительное количество движения.

Всякое же изменение количества движения по второму закону Ньютона можно рассматривать как результат действия некоторой силы. Эта сила, отнесенная к единице поверхности, называется *напряжением молекулярного трения*.

Обозначим через τ_m напряжение молекулярного трения, возникающее в результате воздействия вышележащих слоев на поверхность, расположенную на уровне z . Из качественных соображений очевидно, что напряжение трения должно быть пропорционально вертикальному градиенту скорости ветра:

$$\tau_m = \eta \frac{\partial c}{\partial z}, \quad (1.7)$$

где η — коэффициент пропорциональности, называемый *динамическим коэффициентом вязкости*. Отношение $\eta/\rho = \nu$ называют *кинематическим коэффициентом вязкости*. Единица η — кг/(с·м), ν — м²/с, так как единица τ_m — Н/м².

Если движение носит турбулентный характер, то обмен количеством движения происходит благодаря перемещению не только молекул, но и значительно больших по массе частиц воздуха. В случае турбулентного потока мгновенная скорость отдельных частиц сильно изменяется (по абсолютной величине и по направлению) как во времени, так и при переходе от одной частицы к другой. Поэтому вводится понятие средней скорости потока (средней по времени или по некоторому объему). Говоря в даль-

нейшем о распределении скорости ветра с высотой и об изменении ее во времени, всюду будем иметь в виду среднюю скорость ветра c . Из таких же качественных соображений, которые были приведены при получении формулы для напряжения τ_m , следует, что *напряжение турбулентного трения* может быть записано в виде

$$\tau_z = A \frac{\partial c}{\partial z} = \rho k \frac{\partial c}{\partial z}, \quad (1.8)$$

где A — коэффициент турбулентной вязкости (турбулентного обмена), k — коэффициент турбулентности.

Коэффициент турбулентной вязкости в десятки и сотни тысяч (иногда миллионы) раз больше коэффициента молекулярной вязкости ($A \gg \eta$). По этой причине роль молекулярного трения везде мала по сравнению с турбулентным (за исключением очень тонкого *вязкого подслоя*, прилегающего к земной поверхности).

Для того чтобы подсчитать результирующую силу трения, действующую на выделенный объем воздуха, необходимо учесть влияние трения на этот объем как со стороны вышележащих, так и нижележащих слоев атмосферы. Пусть для определенности выделенный объем воздуха имеет форму параллелепипеда с основанием 1 м^2 и высотой dz .

Обозначив через τ_{zx} проекцию напряжения трения τ_z на ось x на уровне нижнего основания и $\tau_{zx} + d\tau_{zx}$ — на уровне верхнего основания, найдем, что результирующая этих двух сил равна (напряжение трения на нижнем и верхнем основании направлено в противоположные стороны)

$$(\tau_{zx} + d\tau_{zx}) - \tau_{zx} = d\tau_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz.$$

В общем случае напряжение трения представляет собой сумму напряжений молекулярного и турбулентного трения:

$$\tau_{zx} = (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad d\tau_{zx} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z} dz.$$

Такова проекция силы трения, действующей на объем dz .

Проекция силы трения, действующей на единичный объем воздуха, равна

$$R_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.9)$$

Аналогичное выражение получаем для проекции силы трения на ось y :

$$R_{zy} = \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (1.10)$$

Количественные оценки показывают, что влияние шероховатости земной поверхности через молекулярный и турбулентный

обмен сказывается в атмосфере до высоты от нескольких сотен метров до 1—1,5 км (в зависимости от шероховатости земной поверхности, термической стратификации, скорости ветра). Как было указано, этот слой, в котором наряду с градиентом давления и кориолисовой силой существенную роль играют силы турбулентного трения, носит название *пограничного слоя атмосферы* (рис. 19.3).

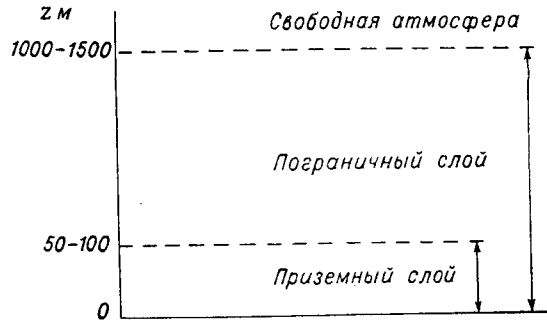


Рис. 19.3. Деление атмосферы на слои по особенностям атмосферных движений.

В свободной атмосфере турбулентный обмен (в смысле пульсаций скорости ветра) выражен ничуть не слабее, чем в пограничном слое. Однако роль трения в свободной атмосфере мала по сравнению с другими силами потому, что здесь малы вертикальные градиенты скорости ветра. В свободной атмосфере скорость ветра изменяется с высотой в основном под влиянием горизонтальной термической неоднородности (горизонтального градиента температуры). Велика роль сил трения в свободной атмосфере в области фронтальных зон, струйных течений и вообще в тех слоях, где градиент скорости ветра большой. В однородных воздушных массах в свободной атмосфере движение определяется в основном силами давления (барический градиент), кориолисовой силой и центробежной силой (при движении частиц по криволинейным траекториям).

2 Уравнения движения турбулентной атмосферы

Рассмотрим единичный объем воздуха, имеющий массу ρ . В общем случае на него действуют силы: а) результирующая всех сил давления — градиент давления \mathbf{G} ; б) отклоняющая сила вращения Земли \mathbf{K} ; в) результирующая всех напряжений трения (мо-

лекулярного и турбулентного) \mathbf{R} ; г) сила тяжести $\mathbf{P} = \rho\mathbf{g}$. Если эти силы не уравновешиваются, то выделенный объем воздуха придет в движение. По второму закону Ньютона произведение массы тела ρ на ускорение движения $d\mathbf{c}/dt$ равно сумме всех действующих на тело сил:

$$\rho \frac{d\mathbf{c}}{dt} = \mathbf{G} + \mathbf{K} + \mathbf{P} + \mathbf{R}. \quad (2.1)$$

Это уравнение носит название *уравнения движения атмосферы в векторной форме*.

В метеорологии уравнение движения записывают обычно в скалярной форме. Прямоугольная (правая) система координат выбирается так (см. рис. 19.1), чтобы плоскость *хоу* совпадала с горизонтальной плоскостью, а ось *оз* — с вертикалью (положительное направление — вверх). Начало координат обычно помещается на уровне моря.

Проектируя правую и левую части уравнения (2.1) последовательно на оси *x*, *y* и *z*, получаем с учетом результатов п. 1 систему уравнений движения атмосферы в координатной форме:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\rho(\omega_z v - \omega_y w) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A) \frac{du}{\partial z}, \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + 2\rho(\omega_x w - \omega_z u) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A) \frac{dv}{\partial z}, \\ \rho \frac{dw}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + 2\rho(\omega_y u - \omega_x v) - g\rho + \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A) \frac{dw}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

Систему уравнений (2.2) чаще всего записывают так, чтобы в левых частях стояли проекции ускорения. Для этого необходимо правую и левую части каждого уравнения последней системы разделить на плотность ρ . Третье уравнение движения, как показывает количественная оценка порядка величины различных членов, в большинстве случаев (но не во всех) сводится к основному уравнению статики.

В первых двух уравнениях системы (2.2) члены, содержащие вертикальную проекцию скорости, малы по сравнению с другими членами. Кроме того, часто пренебрегают изменением плотности с высотой. С учетом отмеченного запишем систему уравнений движения атмосферы окончательно в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v + \frac{\partial}{\partial z}(v + k) \frac{du}{\partial z}, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{\partial}{\partial z}(v + k) \frac{dv}{\partial z}, \\ -\frac{\partial p}{\partial z} &= g\rho. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Подчеркнем, что производные в левых частях систем (2.2) и (2.3) представляют собой проекции ускорения движущегося объема воздуха, т. е. являются *индивидуальными* производными от проекций скорости ветра по времени. Индивидуальные производные записываются в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

где du/dt и dv/dt — локальные (местные) производные от u и v по времени. Члены $u \frac{\partial u}{\partial x}$, $v \frac{\partial u}{\partial y}$, $u \frac{\partial v}{\partial x}$, $v \frac{\partial v}{\partial y}$ и представляют собой составляющие инерционной силы (в частном случае — центробежной силы). Подчеркнем, что u , v , w в (2.2), (2.3) и (2.4) представляют собой проекции средней скорости движения атмосферы (средней скорости ветра).

При изучении большинства явлений и процессов в метеорологии воздух рассматривается как идеальный газ, удовлетворяющий условию сплошности среды. Это значит, что всякий малый объем (элемент) воздуха считается все же настолько большим, что содержит очень много молекул. Именно в таком смысле следует понимать выражения «частица воздуха», «бесконечно малая частица», «элементарный объем» и др. Для таких сплошных сред справедливо *уравнение неразрывности*, именуемое также *уравнением сплошности, среды*. Физически оно выражает факт неуничтожаемости массы жидкости или газа (в нашем случае — воздуха).

С помощью простых рассуждений можно показать, что уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (2.5)$$

Полученные в этой главе уравнения движения атмосферы (2.3), уравнение неразрывности (2.5) вместе с выведенными в других главах уравнениями переноса тепла и влаги и уравнением состояния воздуха составляют *систему основных уравнений метеорологии*, или (по предложению И. А. Кибеля) *систему уравнений погоды*. Дополнительными уравнениями метеорологии служат уравнения переноса лучистой энергии, уравнение Клаузиуса—Клапейрона и некоторые другие уравнения, которые привлекаются при решении частных задач.

В общем случае система уравнений метеорологии исключительно сложна не только с точки зрения ее решения (эти трудности с помощью численных методов и вычислительной техники

в настоящее время постепенно преодолеваются), но и с точки зрения физического содержания (вида) отдельных членов этой системы.

При изучении конкретных атмосферных явлений и процессов система уравнений погоды всегда упрощается, в одних случаях — достаточно обоснованно, путем строгих оценок порядка величины отдельных членов уравнений, в других — менее обоснованно, на основе различных предположений.

Поскольку уравнения метеорологии являются дифференциальными уравнениями в частных производных, для построения конкретного их решения необходимо задать начальное и граничные условия. Вид последних зависит от физического содержания изучаемого явления или процесса.

Глава 20 Движение свободной атмосферы

В первом приближении при изучении движения атмосферы выше пограничного слоя можно не учитывать силы трения. Режим движения вне пограничного слоя тогда определяется градиентом давления, кориолисовой силой и инерционными силами. В этой главе вводятся и обсуждаются понятия геострофического ветра, вихря скорости и др., которые играют исключительно важную роль при разработке гидродинамических методов прогноза погоды.

1 Геострофический ветер

Выделим на каком-либо уровне в свободной атмосфере единичный объем воздуха. Если изобарические поверхности вблизи этого уровня наклонены к горизонту под некоторым углом α_p , не равным нулю, то на выделенный объем действует горизонтальная составляющая градиента давления G_2 . Под влиянием G_2 объем воздуха начнет ускоренно перемещаться перпендикулярно изобарам в сторону низкого давления. Но, как только возникнет скорость c_0 , сейчас же появится кориолисова сила K_s , направленная по нормали к c_0 вправо (в северном полушарии). Под влиянием K_s изменится направление движения — отклонится от c_0 вправо. Изменение направления движения будет продолжаться до тех пор, пока K_s не уравновесит G_2 . Это произойдет тогда, когда воздух начнет двигаться вдоль изобар. Такое установившееся горизонтальное движение воздуха в прямолинейных и равноотстоящих изобарах при отсутствии сил трения называют *геострофическим ветром*, а соответствующую скорость движения *скоростью геострофического ветра*.

Из предыдущих рассуждений очевидно, что *скорость геострофического ветра по направлению совпадает с изобарами*, при этом *низкое давление, если встать лицом по направлению ветра, остается слева в северном и справа в южном полушарии*. Это утверждение носит название *барического закона ветра*.

Выражения для проекций скорости геострофического ветра (u_g, v_g) легко получить, если обратиться к системе уравнений движения (2.2) главы 19. Полагая в ней $du/dt = dv/dt = 0$ (движение установившееся), $\omega = 0$ (движение горизонтальное),

а также приравнивая нулю инерционную силу и силу трения, находим:

$$u_g = -\frac{1}{2\omega_z \rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{2\omega_z \rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (1.1)$$

Если ось x направить вдоль изобары, то $\partial p/\partial x = 0$ и, следовательно, $v_g = 0$, т. е. геострофический ветер направлен вдоль изобары. Из выражения для u_g следует, что при $-\partial p/\partial y > 0$ (ось y направлена в сторону низкого давления) $u_g > 0$ в северном полушарии (где $2\omega_z > 0$) и $u_g < 0$ в южном (где $2\omega_z < 0$). Если обозначить расстояние между соседними изобарами (на синоптических картах их проводят через 5 гПа, т. е. $\Delta p = -5$ гПа) через Δn , то формулу для модуля скорости геострофического ветра можно записать в виде

$$c_g = a/\sin \varphi \Delta n. \quad (1.2)$$

Здесь $a = 3,42 \cdot 10^6/\rho$ в м²/с (если ρ — в кг/м³) — на данном уровне практически постоянная величина. Согласно (1.2), c_g растёт с уменьшением Δn и φ .

Введем в формулу (1.1) вместо давления абсолютную высоту изобарической поверхности Φ . Так как, согласно п. 6 главы 3, $d\Phi = (g/g_0)dz$, а по уравнению статики $g dz = -dp/\rho$, то соотношения (1.1) принимают вид:

$$u_g = -\frac{g_0}{2\omega_z} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad v_g = \frac{g_0}{2\omega_z} \frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (1.3)$$

Здесь Φ — в геопотенциальных метрах (гп. м). Если ось x направить по касательной к изогипсе, то $\partial \Phi/\partial x = 0$ и $v_g = 0$, т. е. *геострофический ветер направлен вдоль изогипс абсолютной топографии*. Обозначив через $\Delta n'$ расстояние между соседними изогипсами (они проводятся через 40 гп. м, т. е. $\Delta \Phi = -40$ гп. м), получим формулу для расчета c_g по данным, снимаемым с карт абсолютной топографии:

$$c_g = a' / (\sin \varphi \Delta n), \quad (1.4)$$

где $a' = g_0 \cdot 40/2\omega$ — постоянная величина в м²/с. Преимущество формулы (1.4) по сравнению с (1.2) состоит в том, что в ней a' — постоянная величина для *всех изобарических поверхностей*, в то время как в (1.2) параметр a изменяется (за счет ρ) при переходе с одного уровня на другой.

Расчет c_g на практике выполняется с помощью так называемых градиентных линеек, построенных В. А. Белинским, Х. П. Погосином и др. на основе соотношений (1.2) и (1.4).

В реальных условиях движение атмосферы, как правило, не установившееся и не строго горизонтальное, а изобары (изогипсы) не прямолинейные и не равноотстоящие. Поэтому ветер и в свободной атмосфере не является геострофическим, и, следовательно,

соотношения (1.1) и (1.3) дают лишь приближенные значения для проекций ветра вне пограничного слоя. Модель движения атмосферы, в которой проекции скорости ветра принимаются равными u_g и v_g , носит название *квазигеострофической модели* (говорят также *квазигеострофическое приближение*).

Впервые И. А. Кибель показал, что для крупномасштабных процессов атмосферы (их характерный размер составляет примерно 1000 км) ветер в свободной атмосфере близок к геострофическому: отклонения ветра от геострофического примерно на порядок меньше c_g . Более того, доказано, что квазигеострофичность (вместе с квазистатическим и квазиadiaбатическим условиями) позволяет исключить (отфильтровать) из системы уравнений метеорологии те решения (волны), которые не имеют погодообразующего значения. Их нередко называют *метеорологическими шумами*.

2 Изменение геострофического ветра с высотой

В пограничном слое ветер изменяется с высотой в основном под влиянием земной поверхности и турбулентного трения. В свободной атмосфере скорость ветра также изменяется с высотой по модулю и направлению, но основную роль в изменении скорости здесь играют уже не силы трения, а изменение градиента давления G_2 под влиянием горизонтального градиента температуры Γ .

Для выяснения физической стороны явления рассмотрим следующий простой случай. Пусть на некоторой высоте (например, $z_1 = 1$ км) градиент давления $G_2 = 0$ и, как следствие, $c_g = 0$, но температура столба воздуха над точкой A выше температуры столба над точкой B (рис. 20.1), т. е. выше уровня z_1 наблюдается градиент температуры Γ , направленный от A к B . Так как, согласно п. 2 главы 3, давление в холодной массе падает с вы-

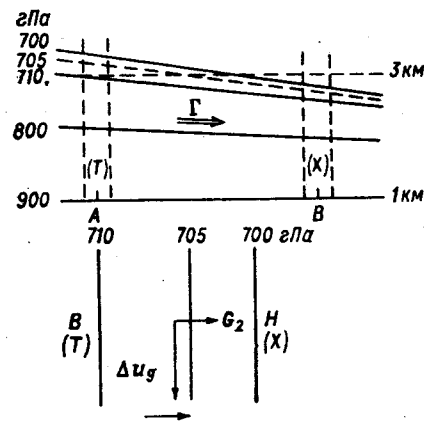


Рис. 20.1. Схема изменения геострофического ветра с высотой под влиянием горизонтального градиента температуры.

сотой быстрее, чем в теплой, то на всех уровнях выше z_1 (в том числе на $z_2 = 3$ км) будет наблюдаться градиент давления G_2 , направленный от A к B . Под влиянием G_2 возникает движение, которое в установившемся случае будет происходить вдоль изо-

бар. В нижней части рис. 20.1 приведено распределение давления в горизонтальной плоскости на уровне $z_2 = 3$ км. Из рис. 20.1 и приведенных рассуждений следует, что обусловленное Γ приращение геострофического ветра Δu_g направлено по перпендикуляру к Γ , причем так, что область холода в северном полушарии остается слева, а область тепла — справа от направления движения (в южном — наоборот).

Для установления количественных соотношений обратимся к выражениям (1.1). Если заменить в них ρ по уравнению состояния, то получим:

$$\frac{u_g}{T} = -\frac{R}{2\omega_z} \frac{\partial \ln p}{\partial y}, \quad \frac{v_g}{T} = \frac{R}{2\omega_z} \frac{\partial \ln p}{\partial x}. \quad (2.1)$$

Дифференцируя эти уравнения по z , меняя в правой части порядок дифференцирования и привлекая уравнение статики $-\frac{\partial \ln p}{\partial z} = \frac{g}{RT}$, придем к соотношениям:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_g}{T} \right) = \frac{1}{2\omega_z} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{g}{T} \right), \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_g}{T} \right) = -\frac{1}{2\omega_z} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{g}{T} \right). \quad (2.2)$$

Интегралы этих уравнений имеют вид:

$$u_g(z) = \frac{T}{T_1} u_g^{(1)} - \frac{gT}{2\omega_z} \int_{z_1}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz, \quad (2.3)$$

$$v_g(z) = \frac{T}{T_1} v_g^{(1)} + \frac{gT}{2\omega_z} \int_{z_1}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dz, \quad (2.4)$$

где $u_g^{(1)}$, $v_g^{(1)}$ — проекции скорости геострофического ветра на некотором исходном уровне z_1 . Формулы (2.3) и (2.4) показывают, что геострофический ветер на произвольной высоте z можно представить в виде векторной суммы, составленной из: а) геострофического ветра $c_g^{(1)}$ на исходном уровне (множитель T/T_1 практически равен единице); б) ветра, зависящего от горизонтального градиента температуры в слое от z_1 до z . Последний называют *термическим ветром* (Δc_τ), проекции скорости которого, согласно (2.3) и (2.4), равны:

$$\Delta u_\tau = -\frac{gT}{2\omega_z} \int_{z_1}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz, \quad \Delta v_\tau = \frac{gT}{2\omega_z} \int_{z_1}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dz. \quad (2.5)$$

Вводя вполне допустимые упрощения, эти соотношения можем переписать в виде:

$$\Delta u_T = - \frac{g}{2\omega_z T_m} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_m (z - z_1),$$

$$\Delta v_T = \frac{g}{2\omega_z T_m} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_m (z - z_1). \quad (2.6)$$

Здесь $-(\partial T/\partial x)_m$, $-(\partial T/\partial y)_m$ — проекции среднего (в слое от z_1 до z) горизонтального градиента температуры Γ_m . Если ось x направить по нормали к Γ_m , то из (2.6) получим:

$$\Delta u_T = \frac{g\Gamma_m}{2\omega_z T_m} (z - z_1), \quad \Delta v_T = 0, \quad (2.7)$$

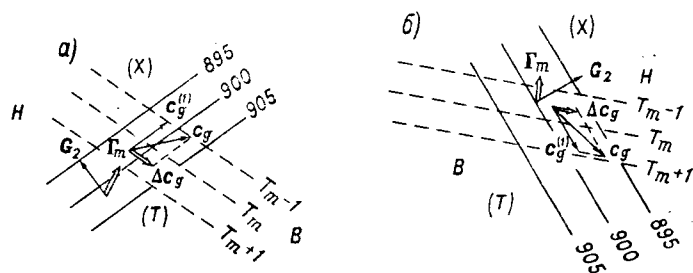


Рис. 20.2. Изменение геострофического ветра с высотой.
а — правый поворот при адвекции тепла, б — левый поворот при адвекции холода.

т. е. термический ветер направлен вдоль изотерм средней температуры слоя (при этом $\Delta u_T > 0$ в северном и $\Delta u_T < 0$ в южном полушарии). Модуль термического ветра пропорционален Γ_m и толщине слоя $z - z_1$. Поскольку, как было показано в п. 6 главы 3, средняя температура слоя пропорциональна относительному геопотенциалу, расчет термического ветра можно производить с помощью карт относительной топографии (термический ветер направлен вдоль изогипс последней).

В зависимости от абсолютной величины градиентов G_2 на уровне z_1 и Γ_m , а также от угла между ними наблюдается большое разнообразие вертикальных профилей геострофического ветра. Практический интерес представляют следующие принципиально различные случаи.

В первом случае (рис. 20.2 а) горизонтальный градиент температуры Γ_m отклонен вправо от градиента давления G_2 на исходном уровне, а перенос происходит из области тепла (Т) в область холода (Х). Это значит, что в каждую точку пространства приходят частицы с более высокой температурой — наблюдается

адвекция тепла. Вектор скорости ветра с увеличением высоты поворачивает вправо, приближаясь по направлению к изотермам (штриховые линии).

Во втором случае (рис. 20.2 б) изотермы отклонены влево от изобар и вектор скорости ветра с увеличением высоты поворачивает влево, также приближаясь по направлению к изотермам средней температуры слоя.¹ При этом общий перенос происходит из области холода в область тепла, т. е. имеет место адвекция холода.

Справедливо, таким образом, следующее правило: с правым поворотом ветра в свободной атмосфере связана адвекция тепла, с левым поворотом — адвекция холода.

При движении циклонов и антициклонов с запада на восток адвекция тепла и правый поворот ветра с высотой обычно наблюдаются в передней (восточной) части циклона и в тыловой (западной) части антициклона; адвекция холода и левый поворот ветра — в тыловой (западной) части циклона и в передней (восточной) части антициклона.

Часто в одних слоях атмосферы наблюдается левый поворот, а в других — правый. При этом возможны два существенно различных случая. В первом случае в нижнем слое (например, от 1 до 5 км) наблюдается правый поворот и адвекция тепла, а в вышележащем слое (например, от 5 до 9 км) — левый поворот и адвекция холода. Такое распределение адвекции по высоте приводит к изменению кривой стратификации во времени: под влиянием адвекции тепла в нижнем слое (от 1 до 5 км) происходит потепление, а в верхнем слое под влиянием адвекции холода — похолодание. В целом стратификация тропосферы становится со временем более неустойчивой (вертикальный градиент температуры увеличивается со временем). Во втором случае в нижнем слое наблюдается левый поворот ветра и адвекция холода, а в верхнем — правый поворот ветра и адвекция тепла. Кривая стратификации в этом случае разворачивается в сторону большей устойчивости (вертикальный градиент температуры уменьшается).

Кроме важных выводов о связи поворота ветра с характером адвекции и изменением кривой стратификации во времени, формулы (2.3) и (2.4), которые в векторной форме можно записать в виде

$$c_g = c_g^{(1)} + \Delta c_T, \quad (2.8)$$

позволяют объяснить рассматриваемые в п. 6 особенности среднего распределения ветра с высотой в различных слоях атмосферы. Так, в тропосфере горизонтальный градиент температуры в сред-

¹ За положительное направление всех изолиний (изобар, изотерм и др.) принимается такое направление,

при движении по которому низкие значения остаются слева, а высокие — справа.

нем направлен от низких широт к высоким. Благодаря этому в средней и верхней тропосфере в согласии с формулой (2.7) господствующим ветром является западный ветер, усиливающийся с высотой (особенно значительно в области струйных течений, для которых характерны большие значения Γ_m).

Выясним более детально, при каком состоянии атмосферы геострофический ветер изменяется с высотой. С этой целью возвратимся к уравнениям (2.1), которые после дифференцирования по z с учетом формул (1.1) и уравнения статики приводятся к виду:

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{R}{2\omega_z p} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{R}{2\omega_z p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (2.10)$$

Необходимым и достаточным условием для $c_g = \text{const}$ служат равенства:

$$\frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (2.11)$$

Найдем углы α_x и α_y , которые составляет какая-либо эквискалярная поверхность (например, $p = \text{const}$) с осями x и y . Для этого возьмем от $p = \text{const}$ дифференциал

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0.$$

В сечении плоскостью xoz (поскольку $dy = 0$)

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0,$$

откуда

$$\text{tg } \alpha_x = \frac{dz}{dx} = -\frac{\partial p/\partial x}{\partial p/\partial z}; \quad (2.12)$$

в плоскости yoz

$$-\frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0,$$

откуда

$$\text{tg } \alpha_y = \frac{dz}{dy} = -\frac{\partial p/\partial y}{\partial p/\partial z}. \quad (2.13)$$

Из равенств (2.11) следует, что углы, которые составляют поверхности $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$ с осями x и y в каждой точке атмосферы, одинаковы (ибо $\partial p/\partial x : \partial p/\partial z = \partial T/\partial x : \partial T/\partial z$ и $\partial p/\partial y : \partial p/\partial z = \partial T/\partial y : \partial T/\partial z$). А это в свою очередь означает,

что изобарические поверхности совпадают с изотермическими (а также с изопикническими).

Атмосфера, в которой эквискалярные поверхности $p = \text{const}$, $T = \text{const}$ и $\rho = \text{const}$ совпадают (или параллельны друг другу), называется *баротропной*. В баротропной атмосфере каждая метеорологическая величина является функцией лишь одного параметра состояния, например $\rho = \rho(p)$, $T = T(p)$ и т. д., поскольку только в этом случае поверхности $T = \text{const}$ одновременно являются и поверхностями $p = \text{const}$.

Атмосфера, в которой эквискалярные поверхности $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$ пересекаются друг с другом, образуя изобаро-изотермические трубки (соленоиды), называется *бароклинной*. В бароклинной атмосфере, какой является реальная атмосфера, плотность воздуха — функция не только давления, но и температуры. Согласно формулам (2.9) и (2.10), геострофический ветер постоянен с высотой в баротропной атмосфере и изменяется в бароклинной атмосфере.

Обратим внимание на то, что геострофическая адвекция температуры и плотности обращается в нуль только в том случае, когда атмосфера баротропная. В самом деле, из (2.11) следует

$$\frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{или} \quad -\left(u_g \frac{\partial T}{\partial x} + v_g \frac{\partial T}{\partial y}\right) = 0. \quad (2.14)$$

Введем еще в формулы (2.12) и (2.13) проекции геострофического ветра. С учетом (1.1) и уравнения статики они принимают вид:

$$\text{tg } \alpha_x = -\frac{2\omega_z}{g} v_g, \quad \text{tg } \alpha_y = \frac{2\omega_z}{g} u_g. \quad (2.15)$$

Если ось x направлена по изобаре, то $\alpha_x = 0$, а $\alpha_y = \alpha_p$; тогда

$$\text{tg } \alpha_p = \frac{2\omega_z}{g} c_g. \quad (2.16)$$

Эта формула используется для расчета наклона изобарических поверхностей (при $c_g = 10$ м/с $\text{tg } \alpha_p \approx 10^{-4}$).

3 Градиентный ветер в циклонах и антициклонах

Установившееся горизонтальное движение воздуха при отсутствии сил трения называется *градиентным ветром*. В п. 2 рассмотрен частный случай градиентного ветра — ветер при прямолинейных изобарах, или геострофический ветер.

Обратимся к случаю движения воздуха в циклоне с круговыми изобарами (рис. 20.3 а). В каждой точке циклона барический

градиент направлен по радиусу к центру. Его модуль $G_2 = -dp/dn = dp/dr$, поскольку для циклона $dn = -dr$ (положительное направление нормали к изобаре противоположно направлению радиуса).

Под влиянием барического градиента воздушная частица получает ускорение и приобретает скорость вдоль радиуса к центру. Но как только возникло движение, появляется отклоняющая сила вращения Земли, направленная под прямым углом вправо в северном полушарии (влево в южном полушарии). Нарастание и разворот скорости будут происходить до тех пор, пока отклоняющая

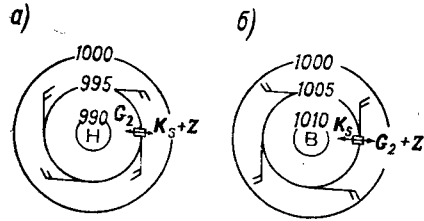


Рис. 20.3. Градиентный ветер в циклоне (а) и антициклоне (б). Северное полушарие.

сила не станет противоположна по направлению барическому градиенту. Это будет иметь место в том случае, когда скорость движения частицы направлена по касательной к изобаре. Предыдущие рассуждения справедливы для каждой точки циклона. Поэтому при установившемся движении в циклоне частицы воздуха перемещаются вдоль изобар против часовой стрелки в северном полушарии (по часовой стрелке в южном). Это установившееся

горизонтальное движение вдоль изобар и носит название *градиентного ветра*.

При градиентном ветре существует равновесие между тремя силами: барический градиент G_2 уравнивает кориолисову (K_s) и центробежную (Z) силы:

$$G_2 = K_s + Z \quad (3.1)$$

или

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega_z \rho c_{\text{ц}} + \rho \frac{c_{\text{ц}}^2}{r}, \quad (3.2)'$$

где r — расстояние от центра циклона; $c_{\text{ц}}$ — скорость градиентного ветра в циклоне.

Решение уравнения (3.2), удовлетворяющее условию $c_{\text{ц}} = 0$ при $dp/dr = 0$, имеет вид

$$c_{\text{ц}} = -\omega_z r + \sqrt{\omega_z^2 r^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (3.3)$$

Отметим, что в центре циклона ($r = 0$) градиентный ветер всегда обращается в нуль ($c_{\text{ц}} = 0$). С удалением от центра при

¹ Уравнение (3.2) можно получить из общих уравнений движения

(2.3) главы 19, если записать их в полярных координатах.

сохранении густоты изобар скорость градиентного ветра возрастает.

Сравним скорости $c_{\text{ц}}$ и c_g при одном и том же барическом градиенте. При геострофическом ветре

$$2\omega_z \rho c_g = G_2. \quad (3.4)$$

Из сравнения (3.2) и (3.4) следует, что скорость градиентного ветра в циклоне всегда меньше скорости геострофического ветра ($c_{\text{ц}} < c_g$).

Рассмотрим градиентный ветер в антициклоне с круговыми изобарами (рис. 20.3 б). В каждой точке этого антициклона барический градиент направлен вдоль радиуса от центра к периферии ($G_2 = -dp/dr$). Рассуждая так же, как и выше, приходим к заключению, что движение установится тогда, когда скорость ветра будет направлена в каждой точке антициклона по касательной к изобаре (по часовой стрелке в северном полушарии, против часовой стрелки в южном).

Как следует из рис. 20.3 б, отклоняющая сила K_s в антициклоне уравнивает барический градиент G_2 и центробежную силу Z : $K_s = G_2 + Z$. Так как $K_s = 2\omega_z \rho c_{\text{ац}}$, $Z = \rho c_{\text{ац}}^2 / r$ (r — расстояние от центра антициклона), то

$$2\omega_z \rho c_{\text{ац}} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \frac{c_{\text{ац}}^2}{r}. \quad (3.5)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее условию $c_{\text{ац}} = 0$ при $dp/dr = 0$, имеет вид

$$c_{\text{ац}} = \omega_z r - \sqrt{\omega_z^2 r^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (3.6)$$

В центре стационарного антициклона ($r = 0$) ветер обращается в нуль: $c_{\text{ац}} = 0$. С удалением от центра скорость градиентного ветра растет (если G_2 остается неизменным).

В отличие от циклона, где барический градиент, а вместе с ним и скорость градиентного ветра могут принимать любые, в том числе и очень большие значения, барический градиент и скорость градиентного ветра в антициклоне ограничены. В самом деле, в антициклоне производная $dp/dr < 0$ (давление убывает с удалением от центра). Поэтому подкоренное выражение в формуле (3.6) при очень больших значениях модуля dp/dr окажется отрицательным. В этом случае формула дает мнимое, не имеющее физического смысла значение $c_{\text{ац}}$.

Для того чтобы формула давала реальные значения $c_{\text{ац}}$, необходимо, чтобы dp/dr удовлетворяло неравенству

$$\omega_z^2 r^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \geq 0 \quad \text{или} \quad -\frac{\partial p}{\partial r} \leq \rho \omega_z^2 r. \quad (3.7)$$

В предельном случае, когда барический градиент достигает допустимого максимума

$$(-\partial p / \partial r)_{\text{макс}} = \rho \omega_z^2 r, \quad (3.8)$$

скорость градиентного ветра принимает также максимально возможное значение

$$(c_{\text{ац}})_{\text{макс}} = \omega_z r. \quad (3.9)$$

Из сравнения (3.4) и (3.5) следует, что при $G_2 = \text{const}$ $c_{\text{ац}} > c_g$, т. е. при одной и той же густоте изобар скорость градиентного ветра в антициклоне всегда больше скорости геострофического ветра. Таким образом, при одном и том же расстоянии между изобарами ($G_2 = \text{const}$) $c_{\text{ац}} > c_g > c_{\text{ц}}$. Однако в реальных условиях скорость ветра в циклонах, как правило, больше, чем в антициклонах. Это объясняется тем, что барические градиенты в циклонах, благодаря тому, что они не ограничены сверху, как правило, значительно больше, чем в антициклонах.

4 Уравнение переноса вихря скорости движения

Одним из уравнений, которое широко используется при разработке современных количественных методов прогноза погоды, служит *уравнение переноса вихря скорости движения*. Дадим вывод этого уравнения и кратко его проанализируем.

С этой целью обратимся к уравнениям движения атмосферы (2.3 главы 19, в которых левые части заменены по формулам (2.4) той же главы. Если первое из этих уравнений продифференцировать по y , второе — по x , а затем полученные уравнения вычесть одно из другого, то, пренебрегая силами трения, найдем

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega_z}{\partial t} + \left(u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} \right) + w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} + (\Omega_x + 2\omega_z) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ & + \beta v + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (4.1) \end{aligned}$$

Здесь $\Omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ — вертикальная проекция *вихря скорости относительно движения (вихря скорости ветра)*¹; $\beta = 2 \partial \omega_z / \partial y = 2 \omega \cos \varphi / R$ — параметр Россби (R — радиус Земли); оси x и y направлены по касательной к параллели (на восток) и меридиану (на север) соответственно (благодаря этому $\partial \omega_z / \partial x = 0$).

¹ Вихрь Ω — это вектор, проекция которого на оси координат рав-

ны: $\Omega_x = \partial w / \partial y - \partial v / \partial z$, $\Omega_y = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x$, $\Omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$.

Впервые уравнение для индивидуального изменения вихря скорости движения (вектора Ω) получено А. А. Фридманом. Плодотворное использование уравнения (4.1), которое называют *уравнением переноса вихря*, началось с работ К. Россби, Е. Н. Блиновой и А. М. Обухова.

Если воспользоваться уравнением состояния, согласно которому

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial s} = \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial s}$$

(здесь $s = x, y$), а также соотношениями (1.1), то правую часть уравнения (4.1) можно привести к виду

$$\frac{2\omega_z}{T} \left(u_g \frac{\partial T}{\partial x} + v_g \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (4.2)$$

Три первых слагаемых в левой части (4.1) представляют собой индивидуальную производную вихря ($d\Omega_z/dt$). Из уравнения (4.1) следует, что изменение вихря во времени в движущейся воздушной массе происходит под влиянием следующих факторов: а) геострофической адвекции тепла (бароклинности атмосферы) — правая часть (4.1); б) меридионального движения воздушной массы — слагаемое βv ; в) дивергенции скорости ветра — четвертое слагаемое в левой части (4.1); г) изменения вертикальной скорости по горизонтали — последнее слагаемое в левой части (4.1).

Если исследуется изменение вихря во времени в неподвижной точке пространства, то к указанным выше факторам добавляются: д) адвекция (горизонтальный перенос) вихря — второе слагаемое в левой части (4.1); е) конвекция (перенос по вертикали) вихря. Остановимся на двух частных видах уравнения (4.1), в связи с чем введем понятие квазисоленоидальности движения. Движение называется *соленоидальным* или *бездивергентным*, если дивергенция горизонтальной скорости обращается в нуль:

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0. \quad (4.3)$$

Это уравнение позволяет ввести функцию тока ψ , связанную с проекциями скорости соотношениями:

$$u = -\partial \psi / \partial y, \quad v = \partial \psi / \partial x. \quad (4.4)$$

Вертикальная проекция вихря скорости Ω_z , которую нередко называют просто вихрем скорости, выражается через ψ в виде

$$\Omega_z = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \Delta \psi, \quad (4.5)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ — символ плоского оператора Лапласа.

Если рассматривается движение над однородной поверхностью Земли, то последнее слагаемое в левой части (4.1) можно считать близким к нулю. (Заметим, что применительно к горам это слагаемое имеет существенное значение; оно позволяет объяснить некоторое заполнение циклонов при подходе их к вытянутым вдоль меридиана горам, например Уральским, и углубление после переваливания хребта.) Если отвлечься еще от учета адвекции тепла (бароклинного фактора) и влияния вертикальных движений ($\omega \approx 0$), то уравнение переноса вихря примет вид

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} + \beta v = 0 \quad (4.6)$$

или

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + (\psi, \Delta \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, \quad (4.7)$$

где $(\psi, \Delta \psi) = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial (\Delta \psi)}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial (\Delta \psi)}{\partial x}$ — якобиан.

Первое из этих уравнений можно переписать с учетом того, что

$$\frac{d(2\omega_z)}{dt} = \frac{\partial(2\omega_z)}{\partial t} + u \frac{\partial(2\omega_z)}{\partial x} + v \frac{\partial(2\omega_z)}{\partial y} = \beta v$$

в виде

$$\frac{d}{dt} (\Omega_z + 2\omega_z) = 0 \quad \text{или} \quad \Omega_z + 2\omega_z = \text{const.} \quad (4.8)$$

Сумма $\Omega_z + 2\omega_z$ носит название *абсолютного вихря*. Она представляет собой удвоенную мгновенную скорость абсолютного вращения воздушной массы вокруг вертикали (вихрь скорости равен, как известно, удвоенной скорости вращения частицы).

Таким образом, в баротропной бездивергентной атмосфере *абсолютный вихрь скорости при движении индивидуальной воздушной массы сохраняет во времени постоянное значение, т. е. является инвариантом.*

5 Особенности глобального распределения скорости ветра в атмосфере

Остановимся на объяснении закономерностей атмосферных движений, горизонтальная протяженность (масштаб) которых сравнима с размерами материков и океанов. Систему таких движений глобального масштаба принято называть *общей циркуляцией атмосферы*.

Под влиянием разности температур между низкими и высокими широтами возникает барический градиент, направленный

вдоль меридиана от экватора к полюсам. Если бы Земля не вращалась, то возникло бы движение воздуха вдоль барического градиента. Однако кориолисова сила изменяет направление движения вправо в северном полушарии и влево в южном. Равновесие между барическим градиентом и кориолисовой силой наступит тогда, когда движение воздуха будет происходить вдоль кругов широты с запада на восток в том и другом полушарии, т. е. будет наблюдаться *западный ветер*. Атмосфера, таким образом, не только полностью и на всех высотах участвует во вращательном суточном движении Земли с запада на восток с угловой скоростью $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, но и перемещается с запада же на восток по отношению к земной поверхности. Следовательно, атмосфера не только не отстает от твердого тела Земли, но и *опережает* его.

Западный перенос воздушных масс — наиболее характерная и важная черта общей циркуляции в свободной атмосфере. Из приведенных рассуждений следует, что западный перенос в атмосфере возникает вследствие разности температур между низкими (экваториальными) и высокими (полярными) широтами и поддерживается ею. Эта разность температур в свою очередь порождена различием в притоке солнечной радиации в указанные области земного шара.

В тропосфере, где в среднем горизонтальный градиент температуры направлен от низких широт к высоким, скорость западного ветра, согласно выводам п. 2, с высотой увеличивается. Она достигает максимума вблизи тропопаузы. В стратосфере горизонтальный градиент температуры, как было выяснено в главе 12, в теплую половину года направлен от высоких широт к низким. Вследствие этого термическая составляющая скорости ветра направлена с востока на запад и с высотой растет. Под влиянием этой составляющей скорость западного ветра в стратосфере с высотой уменьшается и на некоторой высоте (15—27 км) достигает минимума. Выше этого уровня, называемого *велопаузой* или *ветропаузой*, в теплую половину года преобладает над всем полушарием *восточный ветер*, скорость которого увеличивается с высотой в верхней стратосфере и мезосфере. Выше велопаузы в теплую половину года формируется обширный антициклон с центром над полярной областью; ниже этого уровня преобладает над полушарием циклоническая циркуляция.

Зимой горизонтальный градиент температуры направлен к полюсу не только в тропосфере, но и в стратосфере умеренных и высоких широт. Вследствие этого западный ветер сохраняется и продолжает усиливаться с высотой в пределах всех трех слоев — тропосферы, стратосферы и мезосферы. На рис. 20.4 приведены меридиональные вертикальные разрезы атмосферы — осредненные по времени (примерно за 10 лет) и долготе западные и восточные составляющие скорости ветра. Осредненные по долготе и, таким образом, зависящие только от широты и высоты метео-

рологические величины называются *зональными*. Согласно рис. 20.4 а, в январе над большей частью полушария преобладает западный перенос. Только в тропической зоне¹ наблюдаются во-

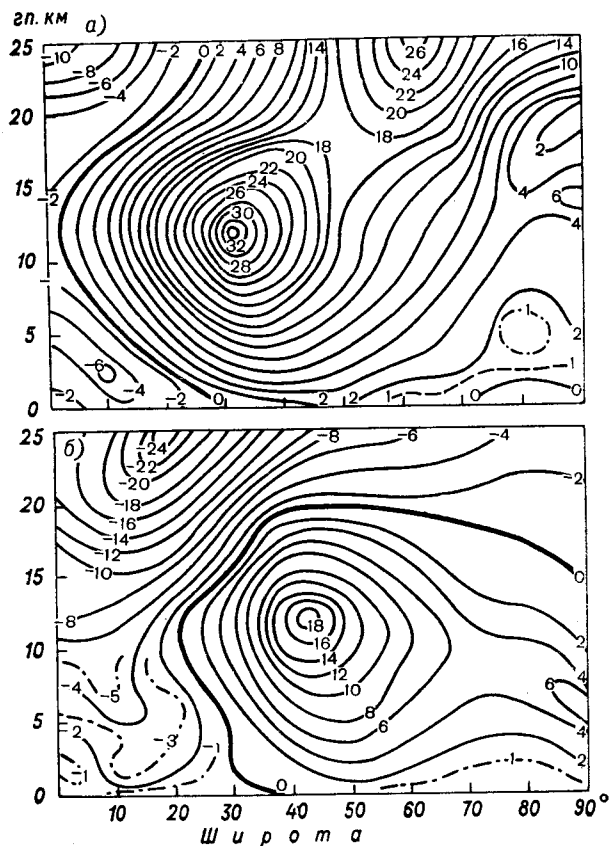


Рис. 20.4. Вертикальный разрез поля зонального ветра за январь (а) и июль (б). Северное полушарие.

Цифры у линий — скорость ветра в м/с; со знаком «минус» дана скорость восточного ветра.

сточные ветры. В нижней тропосфере это *пассатный* северо-восточный ветер, формирующийся на южной периферии субтропических антициклонов; в стратосфере восточный ветер возникает под влиянием горизонтального градиента температуры, направленного

¹ Тропической зоной принято называть область, заключенную между 25° с. ш. и 25° ю. ш. На эту зону приходится около 42% поверхности

Земли. Океаны в тропической зоне занимают 75% всей ее поверхности, что составляет около 44% площади Мирового океана.

от умеренных широт к экватору. Уже по средним данным отчетливо прослеживается максимум скорости ветра на высоте около 12 км и широте 30—35°. Зональная скорость ветра (рис. 20.5) на широте 30° в тропосфере возрастает, а в стратосфере убывает; на широте 50° скорость ветра растет с высотой в тропосфере и стратосфере (следствие распределения температуры по горизонтали).

Летом, согласно рис. 20.4 б, скорость ветра почти в 2 раза меньше, чем зимой (максимальные скорости 18 и 32 м/с). Это яв-

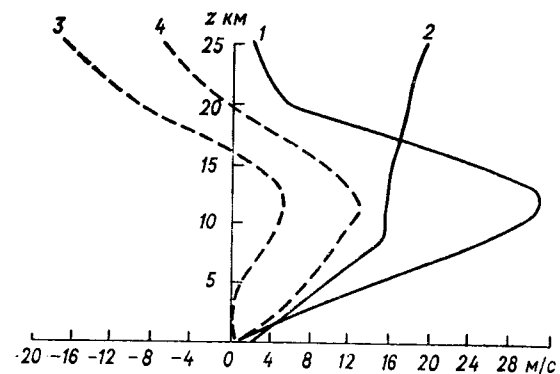


Рис. 20.5. Распределение с высотой зональной скорости ветра на широте 30° (1 и 3) и 50° (2 и 4) в январе (1 и 2) и в июле (3 и 4).

ляется следствием уменьшения разности температур в тропосфере между экватором и полюсом.

Область западных ветров летом значительно меньше, чем зимой. Она сдвинута в более высокие широты (максимум скорости ветра наблюдается на широте 40—45°). Кроме того, с высоты около 20 км над всем полушарием господствует восточный ветер, т. е. наблюдается обращение ветра с западного на восточный (велопауза по этим средним данным находится по высоте около 15 км на широте 30° и около 20 км на широте 50°).

Пассатные потоки северного полушария встречаются с пассатными (юго-восточными) потоками южного полушария в переходной зоне, которая носит название *внутритропической зоны конвергенции* (ВЗК) или *экваториальной зоны сходимости*. Иногда эта зона настолько обостряется, что представляет собой *тропический фронт*. Под влиянием сходимости в экваториальной зоне возникают сильные восходящие движения и образуется мощная кучево-дождевая облачность. В экваториальной зоне сходимости преобладают слабые, изменчивые по направлению ветры или штиль. На океанах положение зоны сходимости более устойчивое,

чем на материках. В Атлантическом океане в среднем она располагается на $0-3^{\circ}$ с. ш. в марте и на $3-11^{\circ}$ с. ш. в сентябре. Летом северного полушария зона сходимости на материках смещается до 22° с. ш. над Африкой и до 35° с. ш. над Восточной Азией. Пассатные потоки обоих полушарий над океанами — это устойчивые по направлению ветры умеренной скорости (вблизи поверхности океана $5-8$ м/с). Сведения о распространении границ пассатов над Атлантическим и Тихим океанами приведены в табл. 20.1.

Таблица 20.1. Границы распространения пассатов

Океан	Полушарие	Март	Сентябрь
Атлантический	Северное	$26-3^{\circ}$ с. ш.	$35-11^{\circ}$ с. ш.
	Южное	$0-25^{\circ}$ ю. ш.	3° с. ш.— 25° ю. ш.
Тихий	Северное	$25-5^{\circ}$ с. ш.	$30-10^{\circ}$ с. ш.
	Южное	3° с. ш.— 28° ю. ш.	7° с. ш.— 20° ю. ш.

Над материками пассаты неустойчивы и слабо выражены.

Средняя высота распространения пассата (меридиональная составляющая скорости ветра направлена к экватору) составляет около 5 км (с довольно значительными отклонениями в ту и другую сторону). Выше этого уровня преобладает движение воздуха с составляющей, направленной в сторону полюсов. Это так называемый *антипассат*, приобретающий под влиянием кориолисовой силы на широте $25-30^{\circ}$ западное направление.

На эту планетарную картину распределения воздушных течений накладываются движения, порождаемые разностями температур между материками и океанами, между различными воздушными массами, а также между неоднородностями земной поверхности более мелкого масштаба.

Под влиянием разности температур между материками и океанами возникает и развивается *муссонная циркуляция* — явление, по условиям возникновения близкое к бризовой циркуляции, но осложненное влиянием кориолисовой силы и общим (западным) переносом.

6 Струйные течения

При достаточно больших горизонтальных контрастах температур между воздушными массами, т. е. в случае хорошо выраженных в пределах всей тропосферы фронтальных зон, образуются

так называемые струйные течения — уникальное атмосферное явление, открытое военными летчиками в конце второй мировой войны.

Струйные течения (струи) — это сравнительно узкий (в поперечном направлении) воздушный поток с почти горизонтальной осью в верхней тропосфере или стратосфере, для которого характерны большие вертикальные и горизонтальные градиенты скорости ветра.

Длина (горизонтальная протяженность) струйного течения составляет тысячи километров, ширина — сотни километров, а толщина — несколько километров. Воздушный поток принято называть струйным течением, если скорость ветра на оси струи не менее 30 м/с. Чем больше разность температур между воздушными массами, тем больше термическая составляющая скорости геострофического ветра и тем больше скорость ветра в центральной части струи. Эту закономерность иллюстрируют следующие данные о повторяемости скоростей ветра на оси струи при разных значениях разности температур ΔT между теплой и холодной воздушными массами (по Х. П. Погосяну):

$\Delta T^{\circ}\text{C}$	20—35	10—20	7—12
u м/с	55	40—55	25—40
N	13	46	8

Согласно приведенным данным, наиболее часто на оси струи встречаются скорости ветра 40—55 м/с. Максимальные зарегистрированные скорости ветра приближаются к 200 м/с.

Основное струйное течение наблюдается в субтропических широтах — на северной (в северном полушарии) периферии субтропических (высоких и теплых) антициклонов. Ось *субтропических* струйных течений располагается на широте $25-45^{\circ}$ (зимой в широтной зоне $25-35^{\circ}$, летом — $35-45^{\circ}$). Отмечаются также *внетропические* струйные течения, образующиеся между высокими антициклонами и циклонами в умеренных широтах; *экваториальные*, образующиеся на южной (в северном полушарии) периферии субтропических антициклонов; стратосферные, возникающие на высотах $25-35$ км между 50 и 70° с. ш.

На рис 20.6 и 20.7 приведены вертикальные разрезы атмосферы в меридиональной плоскости. Из этих рисунков следует, что средние скорости ветра на оси субтропической струи превышают 50 м/с зимой и 40 м/с летом. На оси струйного течения умеренных широт скорость ветра составляет около 25 м/с зимой и около 20 м/с летом. Летом оси струй располагаются на $10-5^{\circ}$ севернее, чем зимой.

Приведем сведения о повторяемости (число случаев) скоростей ветра u на оси струйных течений:

u м/с	25—40	40—55	55—70	70—85	>85	Всего
Число струйных течений	41	78	36	13	3	171

Из них:

субтропических	8	37	23	12	1	81
внетропических	33	41	13	1	2	90

Из этих данных следует, что в субтропических струйных течениях большие скорости ветра встречаются более часто, чем во внетропических.

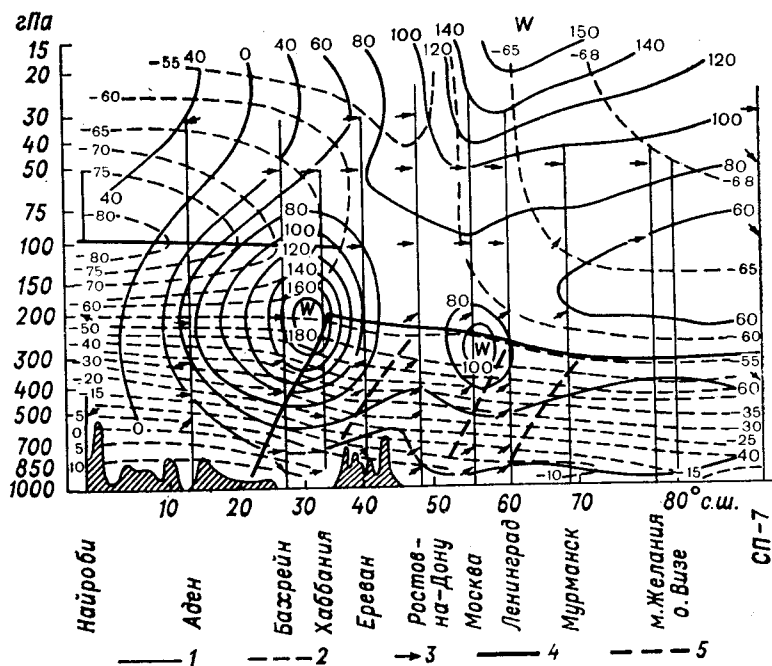


Рис. 20.6. Вертикально-меридиональный разрез атмосферы между экватором и Северным полюсом. Январь.

1 — изобаты (км/ч), 2 — изотермы (°С), 3 — преобладающее направление ветра, 4 — тропопауза, 5 — фронтальные зоны.

Если подниматься вверх через струйное течение, то скорость ветра сначала растет, а затем убывает. На рис. 20.8 приведено распределение скорости ветра с высотой на различных по горизонтали расстояниях от оси струйного течения. Чем дальше от оси, тем меньше максимальная скорость ветра. В области струй-

ных течений наблюдаются большие вертикальные (от 1 до 4 м/с на 100 м высоты) и горизонтальные (чаще всего 10—15 м/с на 100 км) градиенты скорости ветра. Однако следует обратить внимание на то, что никаких разрывов скорости ветра и ее вертикального градиента в струйных течениях, как показывает рис. 20.8, не наблюдается. Объясняется это тем, что основной причиной об-

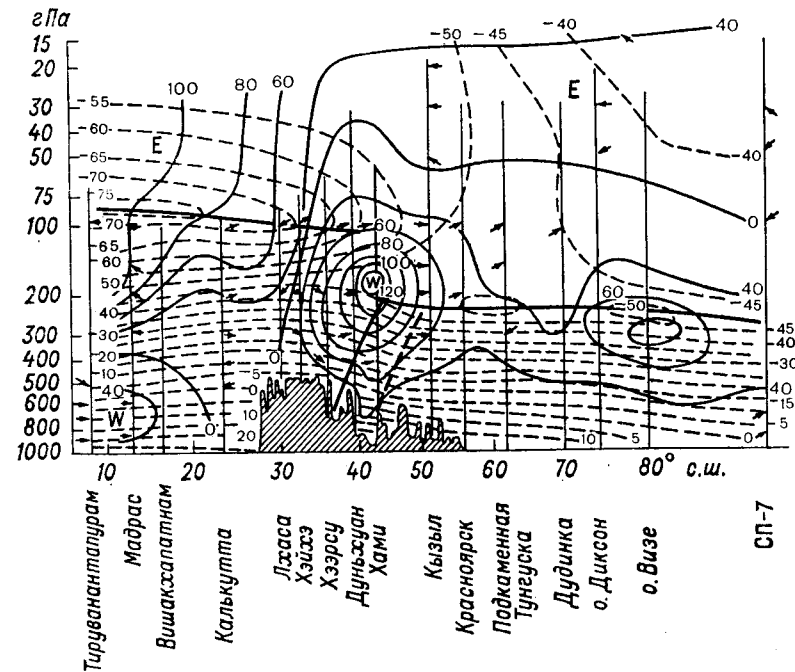


Рис. 20.7. Вертикально-меридиональный разрез атмосферы между Индией и Северным полюсом. Июль.

Усл. обозначения см. рис. 20.6.

разования струйных течений является горизонтальная неоднородность поля температуры, под влиянием которой скорость ветра непрерывно (начиная от земной поверхности) увеличивается с высотой, достигая максимума на оси струйного течения. Толщина (по вертикали) и ширина (по горизонтали) струйных течений изменяются, как следует из табл. 20.2, в широких пределах, однако наиболее часто первая заключена в интервале 8—12 км, а вторая — 1000—2000 км. Ось субтропических струй обычно находится на высоте 12—14 км. Оси струйных течений в умеренных широтах наиболее часто располагаются на высоте 7—10 км зимой и 8—11 км летом.

Таблица 20.2. Число струйных течений (в пределах изотакси 28 м/с) с различной толщиной и шириной

	Толщина, км					Ширина, км				
	< 2	3-7	8-12	13-16	> 17	< 300	300-1000	1000-2000	2000-3000	> 3000
Число струйных течений	1	32	61	50	22	1	40	86	38	6
Из них:										
субтропических	—	7	31	31	12	—	5	46	26	4
внетропических	1	25	30	19	10	1	35	40	12	2

Большие значения скорости ветра могут наблюдаться не только в верхней тропосфере, но и в стратосфере. Так, 24 января 1963 г. над Симферополем была отмечена скорость 140 м/с на высоте 26,2 км, 29 февраля 1964 г. над Москвой — 126 м/с на высоте 28,6 км; в тот же день над Новосибирском на высоте 24,6 км была зарегистрирована скорость 197 м/с.

В табл. 20.3 приведены сведения о повторяемости максимальных скоростей ветра в струйных течениях в разных слоях тропосферы и стратосферы.

Ось струи наиболее часто располагается в верхней тропосфере (в слое 500—200 гПа). Однако число случаев, когда она находится в стратосфере, тоже достаточно велико. Так, над Москвой ось струи находилась выше уровня 200 гПа (около 12 км) в 190 случаях из 821, над Новосибирском — в 159 случаях из 910, над Хабаровском — в 508 случаях из 1386.

Вблизи оси струи (как выше, так и ниже нее) наблюдаются большие вертикальные градиенты скорости ветра, увеличивающиеся от 3 до 25 м/с на 1 км высоты при возрастании скорости ветра на оси от 20 до 100 м/с. В слое 850—300 гПа скорость ветра

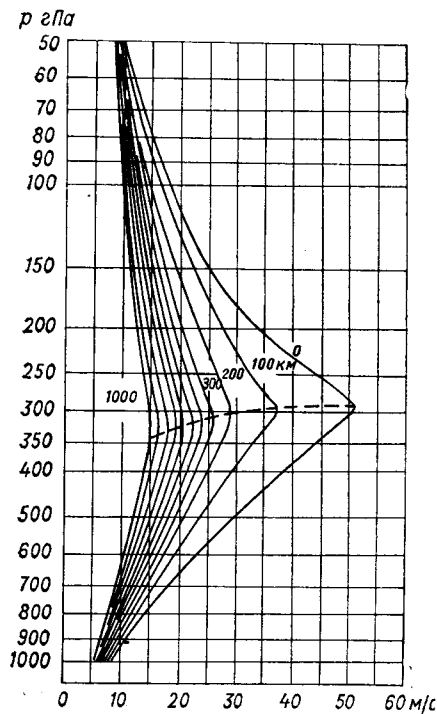


Рис. 20.8. Вертикальные профили скорости ветра в области струйного течения на различных горизонтальных расстояниях от оси струйного течения.

Таблица 20.3. Повторяемость (число случаев) максимальных скоростей ветра

Пункт	Слой, гПа					
	500-200	200-100	100-50	50-30	30-10	10-4
Москва	631	54	22	33	69	12
Новосибирск	751	84	26	19	30	—
Хабаровск	878	333	77	31	56	11

в струйном течении увеличивается в 2—4 раза в 71 % случаев и более чем в 4 раза в 29 % случаев. Горизонтальный градиент скорости ветра в струе наиболее часто составляет 6—8 м/с на 100 км при колебаниях от 2 до 16 м/с на 100 км.

В области субтропического струйного течения, как показывают рис. 20.6 и 20.7, тропопауза, как правило, терпит разрыв: к югу от течения располагается высокая (16—17 км) и холодная (от —70 до —80 °С) тропическая тропопауза, к северу — низкая (9—10 км) и относительно теплая (от —50 до —60 °С) полярная тропопауза.

7 Длинные волны

Другим важнейшим атмосферным объектом, изучению которого уделяется особенно большое внимание в последние 30—40 лет, являются так называемые *длинные*, или *гироскопические*, волны.

В п. 4 доказано, что в случае горизонтального движения в баротропной атмосфере и при отсутствии сил трения абсолютный вихрь в перемещающейся воздушной массе сохраняет постоянное значение (см. формулу (4.8)). Нетрудно показать, что вихрь скорости относительного движения, т. е. скорости ветра, положителен в циклонах и ложбинах и отрицателен в антициклонах и гребнях. В самом деле, если ось x направлена по касательной к параллели на восток, а ось y — по касательной к меридиану на север, то в циклоне $dv/dx > 0$ и $du/dy < 0$, т. е. $\Omega_z > 0$; в антициклоне $dv/dx < 0$ и $du/dy > 0$, т. е. $\Omega_z < 0$.

Пусть под влиянием каких-либо воздействий термического (бароклинного) или механического происхождения траектория воздушной массы, которая первоначально перемещалась вдоль круга широты с запада на восток, отклонилась к северу и приобрела циклоническую кривизну (рис. 20.9 а). Но как только масса начнет перемещаться к полюсу, вихрь Ω_z , согласно формуле (4.8), должен начать уменьшаться, ибо с увеличением широты растет $2\omega_z = 2\omega \sin \varphi$. На некоторой широте Ω_z уменьшится до нуля (траектория пройдет через точку перегиба), а затем воздушная

масса будет двигаться по траектории, имеющей антициклоническую кривизну. После смещения на север, при котором направление движения будет все более приближаться к западному, воздушная масса начнет движение к югу, приближаясь к исходной широте, где она получила циклоническую завихренность. Но при движении к югу антициклонический вихрь начнет ослабевать (Ω_z растет, поскольку уменьшается $2\omega_z$), на некоторой широте обратится в нуль, а затем движение вновь будет циклоническим и т. д.

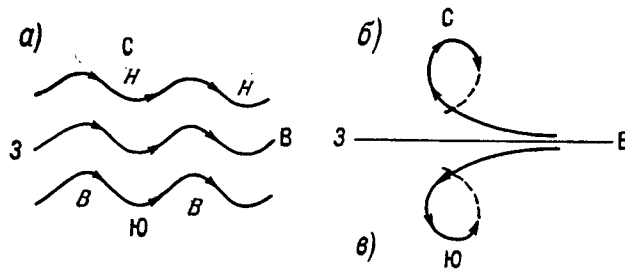


Рис. 20.9. Схема, поясняющая образование длинных волн (а), циклонов (в) и антициклонов (б) в зональном потоке.

Эти рассуждения приводят к заключению, что под влиянием возмущений и вращения Земли в западном потоке обязательно возникают волновые движения.

Рассмотрим еще случай движения воздушной массы с востока на запад (рис. 20.9 б). Если масса отклоняется к северу (поток приобретает антициклоническую кривизну), то по мере движения отрицательный вихрь скорости будет усиливаться (кривизна траектории будет увеличиваться), пока масса не начнет перемещаться к югу. Приобретя при движении к северу большой по модулю отрицательный вихрь, масса возвратится на исходную широту, имея антициклонически искривленную траекторию. Образуется, таким образом, замкнутый вихрь (антициклон). Подобные движения играют важную роль в расчленении субтропического пояса высокого давления на отдельные антициклоны (азорский над Атлантическим океаном, тихоокеанский и др.).

Если воздушная масса перемещается с востока и отклоняется к югу (рис. 20.9 в), то образуется положительный замкнутый вихрь (циклон). Такие циклоны образуются при северо-восточных вторжениях арктического воздуха в умеренные широты.

Теория, развитая Россби (в основе ее лежит уравнение (4.6)), дает для скорости движения волны c следующую формулу:

$$c = U - \frac{\beta \lambda^2}{4\pi^2}, \quad (7.1)$$

где U — зональная скорость западного переноса, λ — длина волны, $\beta = \partial(2\omega_z)/\partial y = 2\omega \cos \varphi/R$ — параметр Россби, R — радиус Земли.

Из формулы (7.1) следует, что при заданной U скорость движения волны с запада на восток тем меньше, чем больше длина волны λ . Волны с длиной λ_s , удовлетворяющей соотношению

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{U/\beta}, \quad (7.2)$$

неподвижны ($c = 0$). Волны, длина которых $\lambda > \lambda_s$, движутся с востока на запад ($c < 0$).

Длина неподвижных волн (λ_s), как следует из табл. 20.4, рассчитанной по формуле (7.2), составляет несколько тысяч километров. Такие стационарные волны, охватывающие огромные территории, оказывают большое влияние на условия погоды в течение длительных промежутков времени (недель и месяцев). Так, если летом над Европейской частью СССР расположена ложбина стационарной волны, то наблюдается прохладная дождливая погода, обусловленная выносами холодного воздуха с северо-запада в западной части этой ложбины. Одновременно над Западной Сибирью располагается гребень стационарной волны, в котором летом наблюдается теплая сухая погода. Если же над Европейской частью СССР располагается гребень волны, то под влиянием выноса воздушных масс с юго-запада устанавливается теплая сухая погода, нередко сопровождающаяся засухами. Отметим, что волны наиболее часто возникают в средней и верхней тропосфере; вблизи же уровня моря они нередко имеют вид циклонов и антициклонов.

Таблица 20.4. Длина (км) неподвижных (стационарных) волн

φ ° с. ш.	U м/с				
	5	10	15	20	25
30	3150	4460	5640	6310	7050
45	3490	4940	6050	6980	7790
60	4140	5850	7180	8300	9260

Теория длинных волн получила глубокое развитие в трудах Е. Н. Блиновой. Она учла сферичность Земли, притоки тепла от материков и океанов, турбулентный перенос тепла и влаги по горизонтали и вертикали, радиационные притоки тепла. В работах Блиновой развита теория общей циркуляции атмосферы, климата и долгосрочных прогнозов погоды гидродинамическими методами. В основе ее лежит уравнение переноса вихря, записанное в сферических координатах. К нему присоединяются уравнения притока тепла и влаги, переноса радиации, уравнение теплопроводности почвы (на суше) и воды (на море).

В нашу задачу не входит подробное рассмотрение этой, в целом достаточно сложной теории. Остановимся лишь на некоторых основных моментах.

Движение атмосферы, равно как поля температуры и давления, представляется в виде суммы основного зонального потока и отклонений (возмущений) от него. Анализ фактических данных показал, что над большей частью полушария (исключение составляет лишь экваториальная область) зональную скорость на уровне 700—500 гПа можно представить в виде следующей функции широты φ :

$$U(\varphi) = ar \cos \varphi, \quad (7.3)$$

где r — расстояние до центра Земли.

Параметр α в формуле (7.3) представляет собой отношение линейной скорости движения атмосферы вдоль круга широты к расстоянию $r \cos \varphi$ до оси вращения Земли, т. е. α — угловая скорость вращения атмосферы по отношению к поверхности Земли. Этот параметр называют *индексом циркуляции*. Он принимает наибольшие значения зимой, наименьшие — летом. Индекс циркуляции α изменяется также при смене форм циркуляции, среди которых наиболее четко различаются зональная (с высоким значением α) и меридиональная (с низким значением α).

Поскольку зональное движение геострофическое, то

$$U(\varphi) = - \frac{1}{2\omega \sin \varphi r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \varphi}, \quad (7.4)$$

где \bar{P} — зональное давление.

Интегрируя формулу (7.4), с учетом (7.3) получаем

$$\bar{P}(\varphi) = \bar{P}_0 + apr^2 \omega \cos^2 \varphi. \quad (7.5)$$

Распределение зональной температуры \bar{T} описывается формулой такого же вида:

$$\bar{T}(\varphi) = T_0 + M \cos^2 \varphi, \quad (7.6)$$

где T_0 и M — постоянные.

Отклонения величин от зональных значений представляются в виде разложений по сферическим и тригонометрическим функциям. В простейшем случае (индекс циркуляции — постоянная величина, не зависящая от высоты и широты; притоки тепла отсутствуют; отклонения малы по сравнению с зональными значениями) для угловой скорости движения волны получена формула

$$\sigma = am - \frac{2(\alpha + \omega)m}{n(n+1)}, \quad (7.7)$$

где m — число волн, укладываемых вдоль круга широты (длина волны λ и m связаны соотношением $m\lambda = 2\pi r \cos \varphi$);

$n - m$ — число точек на меридиане (от полюса до полюса), в которых амплитуда отклонений давления от зонального обращается в нуль. При больших n угловая скорость волны положительна — волна движется с запада на восток ($\sigma > 0$), при малых n волна движется на запад ($\sigma < 0$). Волны стационарны ($\sigma = 0$), если выполняется равенство

$$2 \left(1 + \frac{\omega}{\alpha} \right) - n^*(n^* + 1) = 0, \quad (7.8)$$

где n^* — значение n , соответствующее стационарному состоянию.

По соотношению (7.8) рассчитаны значения α/ω , а также значения зональной скорости на широте 45° :

n^*	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$10^3 \frac{\alpha}{\omega}$	500	200	111	71	50	37	29	23	18	15	13
U м/с	164	65	36	23	16	12	9	7	6	5	4

Согласно приведенным данным, при обычно наблюдающихся значениях α ($10^3 \frac{\alpha}{\omega} = 25 \div 50$) и зональной скорости ветра (10—20 м/с) значения n^* должны лежать в довольно узких пределах (6—8).

Теория, развитая Е. Н. Блиновой, вполне удовлетворительно объясняет основные черты общей циркуляции атмосферы.

8 Тропические циклоны

Тропические циклоны (называемые на восточном побережье Азии и островах Тихого океана тайфунами, а в Северной Америке и островах Атлантики ураганами) принадлежат к числу наиболее мощных, обладающих огромной разрушительной силой и энергией, явлений природы. Согласно оценкам, выполненным специалистами, энергии, высвобождающейся за 10 дней существования тропического циклона средней интенсивности, достаточно для удовлетворения энергетических потребностей такой страны, как США в течение 600 лет. Циклон за сутки выделяет энергию примерно $5 \cdot 10^{19}$ Дж — это эквивалентно энергии 500 тыс. атомных бомб, сброшенных в конце второй мировой войны (август 1945 г.) американцами на японские города Хиросиму и Нагасаки. Во время урагана, прошедшего в сентябре 1932 г. через Пуэрто-Рико, выпало (обрушилось) $2,5 \cdot 10^9$ т осадков — это в 250 раз больше той массы воды, которая была поднята в воздух при атомном взрыве в Бикини.

Обладая столь внушительной энергией, тропические циклоны, проходя над морями, островами и прибрежными районами, вызы-

вают огромные разрушения и даже гибель людей (материальный ущерб исчисляется сотнями миллионов и даже миллиардами долларов). Разрушения и гибель людей вызывают ураганные ветры (скорость которых 20—50 м/с — обычное явление, но нередко она достигает 90—100 м/с; при этом не следует забывать, что ветровой напор пропорционален квадрату скорости); штормовые волны и нагоны воды (достигающие в узких заливах, бухтах и устьях рек 8—10 м); катастрофические наводнения (обусловленные сильными ливнями).

Не останавливаясь на описании многочисленных случаев тяжелых последствий, связанных с тропическими циклонами, укажем здесь лишь некоторые примеры, относящиеся к последним десятилетиям.

В сентябре 1959 г. тайфун полностью разрушил японский город Нагою с двухмиллионным населением. В ноябре 1970 г. циклон, получивший название Сверхтайфуна, нанес колоссальные разрушения на Филиппинах. В этом же году (13 ноября 1970 г.) обрушившийся с юга на дельту Ганга тропический циклон затопил дельту и побережье и послужил причиной гибели 200 тыс. человек (смытых в океан приливной волной высотой свыше 10 м).

В сентябре 1943 г. тайфун проник в Японское море, вызвав разрушения сначала в Японии, а затем — на побережье советского Приморья. За три дня непрерывного ливня только во Владивостоке выпало 395 мм осадков — более половины годовой нормы. Аналогичная картина, когда улицы Владивостока напоминали стремительные реки, повторилась через три года: 24 августа 1946 г. за 15 ч непрерывного дождя выпало 218 мм осадков. Ливень сопровождался ураганным ветром, разрушившим непрочные постройки и повалившим линии электропередачи и связи.

Не выдерживали натиска тропических циклонов не только парусные корабли былых времен (многочисленные случаи гибели отдельных судов, начиная с каравелл времен Х. Колумба; известно несколько случаев гибели целых эскадр парусных кораблей), но и военные корабли нашего времени. Осенью 1944 г. военная эскадра США, попав в Тихом океане в тайфун, потеряла три эскадренных миноносца вместе с экипажами (погибло 800 человек), 28 другим боевым кораблям был нанесен значительный урон.

В июле 1945 г. встреча с тайфуном (между Филиппинами и островом Окинава) Третьего флота США закончилась тем, что под ударами гигантских волн была отсечена носовая часть одного крейсера, а два других крейсера потеряли боеспособность.

Хотя в последние годы, в связи с организацией более ранних достоверных предупреждений о приближении тропических циклонов (большую помощь в этом оказывают наблюдения с ИСЗ и с помощью радиолокационной техники), количество жертв уменьшилось, однако материальный ущерб от ураганов, например, в США не только не убывает, но и возрастает. В 27 случаях

тропических циклонов, наблюдавшихся с 1974 по 1977 г., только в 5 случаях не сообщено о гибели людей (в каждом из 6 случаев число погибших превысило 100 человек, в том числе в ноябре 1977 г. в Индии — свыше 10 000 чел.). Наконец, последний пример: в урагане, вышедшем на Южный Техас (США) во второй декаде августа 1983 г., погибло 16 чел., материальный ущерб достиг 1,5 млрд. долларов.

Районы зарождения, скорость движения и строение ураганов. Наиболее часто (в 65 % случаев) тропические циклоны зарождаются в широтных зонах от 10 до 20° того и другого полушария и только над океанами. На зоны 3—10° в обоих полушариях приходится 22 % возникновения циклонов.

Наибольшее число (в среднем 32 циклона в год) тропических циклонов возникает в северной части тропической зоны Тихого океана. В северной части тропической зоны Атлантики и юго-западной части тропической зоны Тихого океана в среднем зарождается по 10 циклонов в год. Никогда не отмечались тропические циклоны в южной части Атлантики и юго-восточной части Тихого океана (здесь под влиянием холодных течений преобладают низкие температуры водной поверхности). В Индийском океане тропические циклоны возникают преимущественно в Бенгальском заливе и Аравийском море (по 2—3 циклона в год), а также восточнее Мадагаскара и у Маскаренских островов.

Тропические циклоны могут образоваться практически в любой месяц года (в северном полушарии исключение составляет, пожалуй, только февраль), однако отмечается хорошо выраженный максимум повторяемости их, приходящийся на август—сентябрь в северных частях Тихого океана и Атлантики, на май и ноябрь в Бенгальском заливе и Аравийском море и на январь в юго-западной части Тихого океана.

Направление и скорость перемещения тропических циклонов подчиняются тем же закономерностям, которые свойственны циклонам умеренных широт: они смещаются с воздушными потоками (называемыми ведущими), которые формируются барическими системами более крупного масштаба. Поскольку тропические циклоны зарождаются на южной (в северном полушарии) стороне азорского (в Атлантическом океане) и северотихоокеанского (гонолульского) антициклонов, то в соответствии с характером движения воздуха в таких системах ураганы и тайфуны движутся на океане сначала к западу, а затем, по мере приближения к восточным берегам и островам Северной Америки и Азии, они начинают смещаться к северо-западу, северу и даже к северо-востоку (уже как обычные циклоны умеренных широт). В тех случаях, когда тропический циклон выходит на материк, он уже в 100—200 км от берега существенно ослабевает. Хотя сравнительно редко, однако, как уже отмечено выше, тайфуны проникают в Японское море и на советское Приморье.

Скорость движения тропических циклонов в среднем составляет примерно 20 км/ч, время существования от 2 до 18 суток. Траектория тайфунов и ураганов в первом приближении представляет собой кривую, имеющую некоторое сходство с гигантской параболой, в вершине которой (чаще всего на широте около 20°) циклон достигает стадии зрелости: давление в центре достигает (во времени) наименьшего значения (наиболее часто 950—960 гПа, в редких случаях — до 890 гПа, рекордно низкое — около 875 гПа), скорость ветра и интенсивность осадков — максимального. До стадии зрелости тропический циклон углубляется, а после нее начинает заполняться и более быстро (30—40 км/ч) перемещаться. Следует подчеркнуть, что траектория каждого конкретного тропического циклона в общем случае — довольно сложная кривая (со значительными отклонениями от параболообразной кривой, вплоть до появления «петель»). Это обстоятельство сильно затрудняет предсказание ураганов и тайфунов.

Размеры тропических циклонов внушительны по вертикали (до 8—15 км) и сравнительно невелики по горизонтали — несколько сотен километров (чаще всего — от 80 до 600 км).

В согласии с тем, что в тропических циклонах велик перепад давлений воздуха между периферией и центром (барические градиенты, как правило, 14—17 гПа/100 км, рекордные значения — до 60 гПа/100 км), скорость ветра в них может достигать огромных значений: максимальное из измеренных значений составляет 90 м/с (при больших скоростях даже специально сконструированные анемометры, равно как и другие приборы, выходили из строя); по косвенным оценкам скорость ветра может достигать 110 м/с.

Однако скорость ветра в тропическом циклоне по горизонтали распределена неравномерно. В центральной части диаметром 20—50 км (так называемый глаз бури) скорость ветра невелика и неустойчива по направлению. Здесь же отмечается незначительная облачность, а в отдельных точках — даже полное прояснение (отсюда и название — глаз бури). Отметим, что, хотя глаз бури — явление феноменальное (и пока плохо объясненное), занимает он всего около 1 % площади урагана.

По направлению от глаза бури к периферии скорость ветра сначала растет, на расстоянии от 20 до 50 км (а в экстремальных случаях от 10 до 150 км) достигает максимума и затем сравнительно медленно убывает. С увеличением высоты скорость ветра в поясе больших значений (ширина этого пояса составляет сотни километров) убывает — сравнительно медленно до уровня около 6 км и значительно быстрее выше этого уровня.

Движение воздуха в тропических циклонах происходит (также как и в циклонах умеренных широт) против часовой стрелки в северном полушарии и по часовой — в южном. В условиях больших скоростей ветра и термической неустойчивости (плюс эф-

фект низких широт), порождающих интенсивную турбулентность, пограничный слой, в котором наблюдается сходимость воздушных течений к центру, в тропических циклонах охватывает практически всю тропосферу. Возникающие под влиянием сходимости (конвергенции) потоков упорядоченные восходящие вертикальные движения и обусловленное ими и высокой температурой водной поверхности неустойчивое состояние по вертикали (в большей части — влажно-неустойчивое) способствуют формированию в тропических циклонах кучево-дождевых и других форм облаков, которые как стена опоясывают глаз бури. Ширина этой стены облаков составляет несколько сотен километров (совпадает с поясом больших скоростей ветра), а по высоте она простирается от нескольких сотен метров (при наблюдаемой высокой относительной и абсолютной влажности уровень конденсации располагается на небольшой высоте) до 12—15 км (практически — до тропопаузы). Снимки со спутников показывают, что с внешней стороны к стене (кольцу) облаков примыкает несколько (вплоть до 7) спиралеобразных полос облаков длиной 300—400 км (в отдельных случаях до 900 км). Этот факт свидетельствует о том, что в вихревое движение тропического циклона вовлечена значительно большая масса атмосферы, чем это следует из размеров облачного кольца при наблюдении снизу.

Совершенно естественно, что из столь мощной по вертикали кучево-дождевой облачности выпадают ливневые осадки исключительно большой интенсивности (дождь льет, как из опрокинутого над головой ведра; никакой, даже самый сильный душ, не может сравниться с ливнем в урагане). Измерение количества осадков в тропических циклонах как на суше, так и на судах встречает немало трудностей; поэтому полученные путем измерений данные не лишены существенных погрешностей. Тем не менее можно считать установленным, что за время прохождения тропического циклона через станцию выпадает в среднем около 500, а в экстремальных случаях — до 2500 мм осадков (для большинства районов Земли первая цифра близка, а вторая в несколько раз превосходит годовую норму осадков).

Зарождение тропических циклонов. Выказано немало гипотез об условиях возникновения и построено большое число моделей строения тропических циклонов. Однако удовлетворительно разрешенной эту проблему нельзя считать и на сегодня. Наибольшим признанием пользуется представление о зарождении тропических циклонов во внутритропической зоне конвергенции (ВЗК), в которой встречаются северо-восточный пассат северного полушария и юго-восточный пассат южного полушария. Во всех случаях дивергенция скорости ветра ($div = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy}$) в ВЗК меньше нуля. Это означает (см. уравнение (4.1)), что под влиянием дивергенции (четвертое слагаемое в левой части (4.1)) на некотором расстоянии от экватора (где уже ощутимо отличен от нуля кориолисов

параметр $2\omega_z$) локальная производная

$$\left(\frac{\partial \Omega_z}{\partial t}\right)_{\text{div}} = -(\Omega_z + 2\omega_z) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) \quad (8.1)$$

больше нуля в северном полушарии и меньше нуля — в южном (при условии, что в начальный момент вихрь $\Omega_z = 0$). Таким образом, в обоих полушариях при отсутствии вихревого движения в начальный момент под влиянием дивергенции ветра в ВЗК через некоторое время возникает циклонический вихрь (с вращением против часовой стрелки в северном полушарии и по часовой — в южном).

Однако влиянием одного дивергентного фактора объяснить зарождение тропического циклона нельзя (поскольку ВЗК и этот фактор существуют постоянно, а тропические циклоны образуются, к счастью, все же сравнительно редко). Вторым важным фактором возникновения тропических циклонов служит бароклинный член — правая часть уравнения (4.1), приведенная к виду (4.2). Изменение вихря во времени под влиянием бароклинного фактора, согласно (4.1) и (4.2), имеет вид

$$\left(\frac{\partial \Omega_z}{\partial t}\right)_{\text{бар}} = \frac{2\omega_z}{T_v} \left(u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g \frac{\partial T_v}{\partial y}\right), \quad (8.2)$$

где внесено одно уточнение: вместо температуры T введена виртуальная температура T_v (это так и должно быть, поскольку при получении выражения (4.2) используется уравнение состояния воздуха). В областях адвекции холода, когда выражение в скобках больше нуля, под влиянием бароклинного фактора (опять же на некотором удалении от экватора) возникает в обоих полушариях циклонический вихрь: локальная производная от вихря по времени (а следовательно, и сам вихрь через некоторое время) больше нуля в северном полушарии и меньше нуля в южном.

В пользу этого заключения говорит впервые подмеченный акад. В. В. Шулейкиным факт, что тропические циклоны возникают только там, где температуры воды на поверхности океана и воздуха вблизи нее не ниже $26-27^\circ\text{C}$, а относительная и абсолютная влажность достаточно высоки. Совершенно очевидно, что при затоке воздуха как с юга (пассатного потока из южного полушария), так и с севера на такую теплую подстилающую поверхность будет наблюдаться адвекция холода (в общем случае — адвекция более низких значений виртуальной температуры; при больших значениях массовой доли водяного пара, наблюдаемых в ВЗК, учет виртуальной добавки существен).

На основании исследований с привлечением синоптических материалов показано, что зарождаются тропические циклоны только в тех случаях, когда наблюдается проникновение (втор-

жение) холодного воздуха в средней и верхней тропосфере с севера в низкие широты Индийского океана. Это вторжение не обязательно охватывает обширную область, оно может быть достаточно узким (типа языка холода) — в этом случае особенно велики контрасты температур (а вместе с этим и адвекция T_v) между проникающим далеко на юг холодным воздухом и теплым влажным воздухом, располагающимся над поверхностью океана с высокой температурой. Отметим, что понижение температуры (под влиянием адвекции холода) наверху способствует увеличению термической неустойчивости и возникновению конвективных движений.

В процессе движения происходит также заток холодного воздуха в область циклона преимущественно в средней и верхней тропосфере в виде струй, о чем свидетельствуют наблюдаемые со спутников спиралеобразные (сходящиеся к центру циклона) полосы облаков и разности температур воздуха в центральной части циклона и на его периферии, которые сравнительно невелики вблизи поверхности океана и достигают $5-15^\circ\text{C}$ на уровнях от 3 до 13 км. Под влиянием затора холода тропический циклон углубляется (регенерирует), а также может приобретать составляющую скорости движения, которая, накладываясь на скорость ведущего потока (средняя скорость ветра между уровнем моря и уровнем 300 гПа в районе циклона), приводит к очень сложному виду траектории движения циклона (вихрь не только смещается по ведущему потоку, но и относительно его под влиянием новообразования).

Тайфуны, выходящие на Японское море и советское Приморье (равно как в Южно-Китайское море и на юго-восток Китая), нередко регенерируют (усиливаются) под влиянием притока холода в тыловую часть его из более северных районов. Вследствие этого тайфуны сохраняют свою мощь в течение длительного времени и в Приморье, в частности, проникают далеко на север (вплоть до Охотского моря и Камчатки).

Модели строения тропических циклонов. В последние десятилетия создано (прежде всего, американскими и японскими учеными) несколько моделей строения тропических циклонов на различных стадиях их развития, в том числе ряд численных гидродинамических моделей, реализуемых на современных ЭВМ. Не останавливаясь на их описании и анализе полученных результатов, укажем, что оценку наиболее важных характеристик циклона (максимальной скорости ветра c_m , распределения ее по горизонтали и высоте, перепада давления воздуха между центром и периферией и др.) можно получить с помощью простейшей модели градиентного ветра (см. п. 3), дополненной учетом сил поверхностного и турбулентного трения.

Сначала рассмотрим случай градиентного движения в циклоне с круговыми изобарами, когда в каждой точке барический гради-

ент уравновешен кориолисовой и центробежной силами:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega_z \rho_0 c + \rho_0 \frac{c^2}{r}, \quad (8.3)$$

где, как и в п. 3, c — скорость градиентного ветра (здесь мы опускаем индекс «ц»), r — расстояние точки от центра циклона, ρ_0 — плотность воздуха вблизи уровня моря.

Однако, в отличие от п. 3, барический градиент $\partial p/\partial r$, в согласии с данными наблюдений, будем считать в тропическом циклоне переменной величиной, зависящей от r . Поскольку получено больше данных наблюдений и, следовательно, лучше известны закономерности изменения скорости ветра, чем атмосферного давления, то целесообразно задать (считать известной) зависимость c , а не $\partial p/\partial r$ от расстояния r .

Скорость ветра в основной части урагана (его ядре — от центра до расстояния r_m , где она достигает максимального значения c_m) растет при увеличении r ; в первом приближении этот рост можно считать линейным

$$c(r) = \alpha r, \quad (8.4)$$

где α — постоянная, имеющая смысл угловой скорости вращения воздуха в ядре урагана.

Вводя выражение (8.4) в уравнение (8.3) и интегрируя полученное уравнение от $r=0$ до произвольного r и соответственно от p_0 до p , получаем

$$p(r) = p_0 + \alpha \rho_0 (2\omega_z + \alpha) r^2/2, \quad (8.5)$$

где p_0 — давление воздуха в центре циклона (при $r=0$). В частности, на внешней границе (r_m) ядра давление воздуха $p_m = p(r_m)$:

$$p_m = p_0 + \alpha \rho_0 (2\omega_z + \alpha) r_m^2/2. \quad (8.6)$$

Во внешней части циклона (вне ядра) скорость ветра убывает при увеличении r . Будем считать, что зависимость скорости ветра от r вне ядра описывается степенной функцией:

$$c(r) = \beta r^{-n}, \quad (8.7)$$

где β и n — постоянные (для данного циклона).

Поскольку, при $r=r_m$ скорости, определяемые соотношениями (8.4) и (8.7), должны совпадать, то $\alpha r_m = \beta r_m^{-n}$ или

$$\beta = \alpha r_m^{n+1}. \quad (8.8)$$

Интегрируя уравнение (8.3) от r_m до произвольного r и соответственно от p_m до p при $c(r)$, определенном выражением (8.7), получаем

$$p(r) = p_m + \frac{2\omega_z \rho_0 \alpha r_m^2}{n-1} \left[1 - \left(\frac{r_m}{r} \right)^{n-1} \right] + \frac{\rho_0 \alpha^2 r_m^2}{2n} \left[1 - \left(\frac{r_m}{r} \right)^{2n} \right], \quad (8.9)$$

при этом использовано соотношение (8.8). На внешней границе циклона (обозначим радиус ее через r_∞) давление воздуха известно и равно p_∞ . Согласно (8.9)

$$p_\infty = p_m + \frac{2\omega_z \rho_0 \alpha r_m^2}{n-1} \left[1 - \left(\frac{r_m}{r_\infty} \right)^{n-1} \right] + \frac{\rho_0 \alpha^2 r_m^2}{2n} \left[1 - \left(\frac{r_m}{r_\infty} \right)^{2n} \right]. \quad (8.10)$$

Формулы (8.5) и (8.9) определяют распределение давления в циклоне вдоль радиуса. Взяв производную по r , найдем зависимость барического градиента от r . Если в формуле (8.10) заменить p_m по соотношению (8.6), то получим следующее выражение для очень важной величины — давления в центре циклона:

$$p_0 = p_\infty - \frac{\alpha \rho_0 r_m^2}{2} \left\{ (2\omega_z + \alpha) + \frac{4\omega_z}{n-1} \left[1 - \left(\frac{r_m}{r_\infty} \right)^{n-1} \right] + \frac{\alpha}{n} \left[1 - \left(\frac{r_m}{r_\infty} \right)^{2n} \right] \right\}. \quad (8.11)$$

При заданном n и известных (из наблюдений) радиусах ядра (r_m) и тропического циклона в целом (r_∞), а также разности (перепада) давлений $\Delta p = p_\infty - p_0$, соотношение (8.11) позволяет определить неизвестную угловую скорость вращения (α) ядра, а вместе с этим и максимальное значение (c_m) скорости ветра в циклоне: $c_m = \alpha r_m$. Согласно имеющимся данным, показатель степени n в выражении (8.7) изменяется в сравнительно узких пределах — от 0,5 до 1.

Не выписывая несколько громоздкого решения квадратного (относительно α) уравнения (8.11) в общем случае, приведем вытекающее из него выражение для c_m в предположении, что можно пренебречь отношением $(r_m/r_\infty)^{2n}$ по сравнению с единицей (согласно оценкам, это отношение, как правило, меньше 0,20—0,25), а также членами, содержащими кориолисов параметр ($2\omega_z$).

В этом случае связь между c_m и Δp , как это непосредственно следует из (8.11), приобретает особенно простой вид:

$$\frac{n+1}{2n} \rho_0 \alpha^2 r_m^2 = p_\infty - p_0 \text{ или } c_m = \sqrt{\frac{2n(p_\infty - p_0)}{\rho_0(n+1)}}. \quad (8.12)$$

Сравнение значений c_m с определенными по этой и более общей (без пренебрежения указанными выше членами) формуле показывает, что формула (8.12) завышает c_m не более чем на 15 м/с. А в целом оцененная по (8.12) и, тем более, с помощью решения уравнения (8.11) максимальная скорость в циклоне удовлетворительно согласуется с данными наблюдений (не следует забывать о трудностях и погрешностях измерений c_m).

После того как определена градиентная скорость в циклоне, распределение скорости ветра по высоте можно определить с помощью одной из простейших моделей погранслоя (например, Экмана или Тейлора), учитывающей также изменение барического поля под влиянием горизонтальной неоднородности поля температуры. Вертикальная скорость находится (при известной зависимости скорости ветра от высоты) путем интегрирования уравнения неразрывности.

Глаз бури. Самое феноменальное и загадочное явление в тропическом циклоне — его центральная часть (глаз бури), в которой облачность крайне незначительна (особенно по сравнению с окружающей глаз стеной облаков).

Традиционно принято считать (без убедительных доводов физического содержания, основываясь исключительно на факте незначительной облачности), что для глаза бури характерны нисходящие движения воздуха. Однако такое заключение не соответствует тому, что в циклоне воздушные потоки сходятся к центральной части и не могут не вызвать восходящего движения воздуха, скорость которого максимальна как раз в центральной части циклона.

Основной причиной резкого уменьшения облачности в центральной части циклона служит повышение температуры воздуха, обусловленное переносом тепла от поверхности океана к атмосфере восходящим потоком. Перенос тепла в урагане возрастает в результате сильного волнения водной поверхности, вследствие чего значительно увеличивается (до 8 раз) площадь соприкосновения воздуха с водой. Не следует забывать, что охлаждение слоя океана толщиной 50 м (а в условиях сильного волнения толщина перемешанного слоя еще больше) только на $0,2^\circ\text{C}$ приводит к нагреванию столба тропосферы под влиянием тепла, поступившего из океана, на $4\text{--}5^\circ\text{C}$. Перенос тепла от океана максимален в центральной части циклона, там, где достигают наибольших значений вертикальные скорости. Конвективный приток тепла

к единичной массе воздуха $c_p \Delta T_w = -c_p \omega (\gamma'_a - \gamma)$ положителен в тех слоях, где стратификация влажнонеустойчивая ($\gamma > \gamma'_a$).

В большей части тропического циклона это условие выполняется. Поскольку, однако, вертикальная скорость ω изменяется в тропическом циклоне с высотой так же, как и в циклонах умеренных широт (см. п. 9), т. е. достигает максимума в средней тропосфере, то и конвективный приток ($c_p \Delta T_w$) тепла здесь наибольший.

В приводном слое, где ω и $c_p \Delta T_w$ малы, но велик вертикальный градиент температуры γ , основную роль в передаче тепла от океана к атмосфере играет турбулентный обмен. Поток тепла $Q_z = -c_p \rho k (\gamma_a - \gamma)$, сформировавшийся в приводном слое, переносится вверх вертикальными токами ω и посредством турбулентного обмена.

Повышение температуры ($\Delta T = T_0 - T_\infty$) в центральной части циклона на несколько градусов (по данным наблюдений на $5\text{--}15^\circ\text{C}$ в слое от 3 до 13 км) приводит к испарению капель и уменьшению влажности облака (табл. 20.5).

Таблица 20.5. Уменьшение абсолютной влажности облака ($\text{г}/\text{м}^3$) при повышении температуры на ΔT

ΔT °C	T °C						
	-40	-20	0	10	20	30	40
1	0,017	0,096	0,363	0,648	1,099	1,78	2,77
2	0,040	0,20	0,749	1,33	1,52	3,65	5,67
4	0,088	0,430	1,594	2,82	4,75	—	—
6	0,144	0,696	2,545	4,47	—	—	—
8	0,212	1,001	3,612	—	—	—	—
10	0,291	1,352	4,809	—	—	—	—
12	0,385	1,753	—	—	—	—	—
14	0,495	2,212	—	—	—	—	—

Согласно табл. 20.5, повышение температуры на $6\text{--}10^\circ\text{C}$ сопровождается столь значительным уменьшением влажности (до $3\text{--}5 \text{ г}/\text{м}^3$), что кучево-дождевая облачность в центральной части урагана должна или полностью рассеяться или трансформироваться в менее водные (не дающие осадков) облака. Такова основная (по нашему мнению) причина образования глаза бури в тропическом циклоне.

В основной части циклона (где формируется стена облаков) приток тепла от океана к атмосфере также играет некоторую роль. Поскольку, однако, здесь и температура поверхности океана ниже, чем в центре, и меньше скорость восходящего движения

(она убывает от центра к периферии), то приток тепла не настолько значителен, чтобы существенно изменить водность кучево-дождевого облака, формирующегося в восходящем потоке.

9 О роли крупномасштабных вертикальных движений в возникновении конвекции в атмосфере

Крупномасштабные вертикальные движения (горизонтальный масштаб — порядка сотен и тысяч километров), формирующиеся прежде всего под влиянием сил поверхностного и турбулентного трения, служат причиной еще одного важного эффекта.

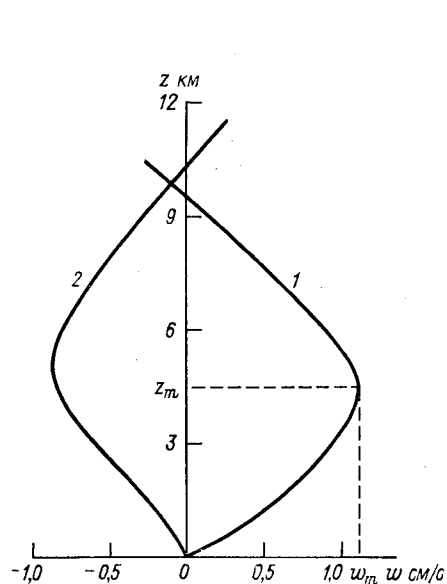


Рис. 20.10. Схема изменения вертикальной скорости с высотой в циклоне (1) и антициклоне (2).

Анализ формулы (4.1) гл. 21, непосредственно получаемой из уравнения неразрывности, показывает, что над однородной (не горной) земной поверхностью распределение w по высоте имеет вид, изображенный на рис. 20.10.

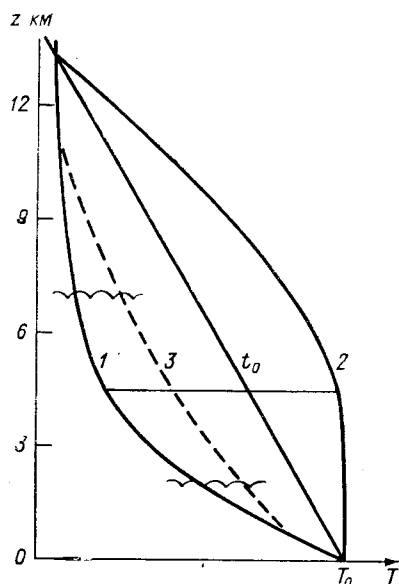


Рис. 20.11. Схема распределения температуры воздуха по высоте в начальный момент (t_0) и через некоторое время Δt .

1 — в циклоне (при $w > 0$), 2 — в антициклоне (при $w < 0$), 3 — в циклоне после образования облака (волнистые линии — границы облака).

Вертикальная скорость, равная нулю на земной поверхности, с увеличением высоты растет (по модулю), достигает максимума в средней тропосфере (3—5 км)¹, а затем убывает и обращается второй раз в нуль вблизи тропопаузы (такая зависимость w от z установлена Г. И. Марчуком и Н. И. Булеевым также путем анализа общего решения системы уравнений динамики атмосферы).

Нетрудно видеть, что при таком изменении w с высотой температура воздуха на всех уровнях тропосферы понижается со временем в циклонах и ложбинах (где, как правило, $w > 0$) и растет во времени в антициклонах и гребнях (где $w < 0$). В самом деле, согласно уравнению (4.14) гл. 9 локальное приращение (ΔT_w) температуры под влиянием вертикальных движений за время Δt записывается в виде

$$\Delta T_w = w(\gamma - \gamma_a) \Delta t. \quad (9.1)$$

Поскольку практически во всей тропосфере (исключение составляет лишь тонкий приземный слой) вертикальный градиент температуры γ меньше γ_a и, следовательно, $\gamma - \gamma_a < 0$, то при $w > 0$ приращение $\Delta T_w < 0$ и при $w < 0$ значение $\Delta T_w > 0$. Однако значения ΔT_w существенно различны в разных слоях тропосферы. Вблизи земли, где w близко к нулю, ΔT_w мало (на самой поверхности $\Delta T_w = 0$). В средней тропосфере, где w (по модулю) достигает максимума, наблюдается максимальное понижение (при $w > 0$) или повышение (при $w < 0$) температуры во времени (рис. 20.11).

Отметим, что множитель $(\gamma - \gamma_a)$ в соотношении (9.1) изменяется с высотой значительно меньше, чем w , и поэтому не может изменить указанного заключения (под влиянием $\gamma - \gamma_a$ может лишь несколько сместиться вверх или вниз уровень, где $|\Delta T_w|$ достигает максимума).

Таким образом, в нижней и средней тропосфере под влиянием крупномасштабных вертикальных движений термическая стратификация со временем становится более неустойчивой в циклонах и ложбинах (в общем случае — при $w > 0$) и более устойчивой в антициклонах и гребнях (в общем случае — при $w < 0$). Совершенно очевидно, что рост неустойчивости (увеличение γ) под влиянием $w > 0$ в нижней и средней тропосфере способствует возникновению мезомасштабных (конвективных) вертикальных движений, скорость которых достигает 10^1 — 10^2 см/с. Эти скорости служат причиной формирования конвективных облаков и гроз.

Приток солнечной радиации к земной поверхности и ее эффективное излучение, изменяя температуру T_0 воздуха вблизи земной поверхности, могут как усиливать, так и ослаблять эффект w в изменении термической стратификации нижней и средней тро-

¹ В некоторых случаях этот уровень может сместиться в верхнюю

тропосферу и даже в нижнюю стратосферу (см. п. 10).

посферы: при положительном радиационном балансе ($R > 0$) земной поверхности, когда T_0 со временем увеличивается, эффекты w и R действуют в одну сторону (увеличения неустойчивости); при $R < 0$, когда T_0 уменьшается, эффекты w и R действуют в противоположные стороны (рост неустойчивости под влиянием w и усиление устойчивости под влиянием R).

Вертикальная скорость w изменяет во времени не только температуру воздуха и ее профиль, но также влажность воздуха и ее распределение по высоте. Локальное изменение массовой доли водяного пара s под влиянием w имеет вид:

$$\partial s / \partial t = -w \partial s / \partial z. \quad (9.2)$$

В областях с восходящими движениями ($w > 0$) массовая доля пара на всех уровнях тропосферы, как правило, увеличивается во времени ($\partial s / \partial t > 0$), поскольку вне приземного слоя s убывает с высотой ($\partial s / \partial z < 0$). Однако скорость увеличения s во времени под влиянием w существенно различна в разных слоях: она минимальна вблизи земной поверхности и достигает максимума на некотором уровне, как правило, расположенном ниже уровня z_m , где наблюдается максимум w (объясняется это тем, что модуль $\partial s / \partial z$ с увеличением высоты уменьшается).

Рост s во времени в сочетании с понижением температуры приближает воздух к состоянию насыщения и затем к образованию слоистообразной облачности. Появление последней сопровождается еще одним эффектом, оказывающим влияние на термическую устойчивость атмосферы. В облаке под влиянием w и тепла конденсации приращение температуры за время Δt описывается выражением

$$\Delta T'_w = w (\gamma - \gamma'_a) \Delta t. \quad (9.3)$$

где γ'_a — влажноадиабатический градиент.

Поскольку модуль разности $(\gamma - \gamma'_a)$ всегда меньше разности $(\gamma_a - \gamma)$, а вертикальная скорость в облаке практически не отличается от w до образования облака (на одном и том же уровне), то из сопоставления формул (9.1) и (9.3) следует, что при $w > 0$ значение $\Delta T'_{w'}$ всегда меньше ΔT_w . Кривая распределения температуры по высоте в момент времени Δt с учетом влияния w и тепла конденсации представлена на рис. 20.11 кривой 3, при этом принято во внимание турбулентное перемешивание (которое сглаживает профиль температуры). Хотя вблизи нижней границы облака формируется слой с устойчивой стратификацией, ниже этого слоя стратификация (по сравнению с исходной) более неустойчивая (способствующая развитию конвекции). В верхней

тропосфере (в слое между верхней границей облака и тропопаузой) с образованием облака стратификация становится в момент времени Δt менее устойчивой по сравнению с тем, что наблюдалось бы в этом слое в случае отсутствия облака (кривая 1 на рис. 20.11).

С другой стороны, в антициклонах и гребнях (вследствие увеличения термической устойчивости в нижней тропосфере) условия для развития конвекции неблагоприятны — кучевообразные облака, как правило, не образуются. Более того, в областях с нисходящими вертикальными движениями создаются благоприятные условия для формирования в нижней и средней тропосфере инверсии температуры. Под влиянием крупномасштабных w , как следует из рис. 20.11, образуются инверсии, начинающиеся от земной поверхности (т. е. приземные инверсии). Верхняя граница их совпадает с уровнем z_m , где w (по модулю) достигает максимума. Значение z_m в общем случае колеблется в широких пределах — от сотен метров до 4—5 км. Этот фактор (w) плюс понижение температуры T_0 земной поверхности под влиянием излучения служат основной причиной образования высоких инверсий температуры в антициклонах умеренных и высоких широт в зимнюю половину года. Особенно высокие (в среднем до 3—4 км) инверсии температуры наблюдаются зимой в знаменитом сибирском, в полярных (в Арктике и Антарктике), а также канадском антициклонах.

В субтропических антициклонах (азорском над Атлантическим океаном, гонолульском над Тихим океаном, антициклонах Южного полушария), а в летнюю половину года также в антициклонах умеренных широт инверсия температуры, формирующая под влиянием нисходящих w , обычно вблизи земной поверхности разрушается под влиянием притока солнечной радиации: температура T_0 при этом повышается (соответствующая точка на рис. 20.11 смещается вправо). Турбулентный обмен, передавая тепло от земной поверхности атмосфере, разрушает инверсию динамического происхождения до такой высоты, до которой способны распространяться турбулентные моли под влиянием силы плавучести (энергии неустойчивости). Так образуются приподнятые инверсии температуры в субтропических антициклонах, в частности, в зоне пассатов — северных, северо-восточных ветров на восточной и юго-восточных и южных — на западной перифериях антициклонов северного полушария; юго-восточных и южных ветров на западной и северо-западных и северных — на восточной перифериях антициклонов южного полушария.

Массовая доля пара, согласно уравнению (9.2), при $w < 0$ на всех уровнях тропосферы уменьшается со временем ($\partial s / \partial t < 0$), что также не только не способствует образованию, но приводит к размыванию облачности, если она, сформировавшись в области с восходящим движением, затем оказывается в области, где $w < 0$.

Анализ материалов зондирования атмосферы и повседневные наблюдения подтверждают сформулированные выше закономерности. Отметим некоторые результаты анализа опытных данных. Так, в согласии с теоретическими предпосылками, не только слоистообразная облачность (N_s — A_s — C_s), но и конвективные (особенно, мощные кучевые и кучево-дождевые, в том числе, грозовые) облака образуются преимущественно в областях пониженного давления с восходящими вертикальными движениями. Лишь плоские и, отчасти, средние кучевые облака (C_u *hup.* и C_u *med.*) образуются в антициклонах в тех случаях, когда под влиянием притока солнечной радиации к земной поверхности разрушается динамическая инверсия в нижней части; если при этом уровень конденсации располагается ниже основания сохраняющейся приподнятой инверсии, то между этими уровнями и развиваются кучевые облака.

Далее, опыт полетов и радиолокационные наблюдения показывают, что система облаков N_s — A_s даже на теплых (не говоря уже о холодных) фронтах, как правило, не представляет собой однородного образования: внутри ее наблюдаются конвективные потоки, нередко проявляющие себя в виде вершин конвективных облаков, выступающих над верхней границей основного массива фронтальных облаков. Повышенная (по сравнению с безоблачной атмосферой) турбулентность в облаках (обуславливающая болтанку самолетов)—также следствие эффекта увеличения неустойчивости под влиянием восходящих движений в циклонах и ложбинах.

Определяющую роль обсуждаемый эффект играет в формировании облачности во внутритропической (экваториальной) зоне конвергенции, изучению строения которой было уделено много внимания при проведении Тропических экспериментов 1972 и 1974 гг. ВЗК представляет собой зону пониженного давления, в которой встречаются (конвергируют) пассатные потоки северного и южного полушарий.

В этой зоне, наряду с резким изменением направления ветра (от северо-восточного на северной стороне до юго-восточного на южной), значительны также горизонтальные градиенты температуры и массовой доли водяного пара (более четко выраженные на поверхности 850 гПа, чем на уровне моря).

Конвергенция ветров в ВЗК порождает крупномасштабные восходящие вертикальные движения (порядка 10^{-1} — 10^0 см/с), которые в свою очередь увеличивают термическую неустойчивость в нижней тропосфере и вызывают мезомасштабные (конвективные) вертикальные движения (порядка 10^1 — 10^3 см/с). Под влиянием первых из этих вертикальных движений в ВЗК формируется слоистообразная, а под влиянием вторых—конвективная (чаще кучево-дождевая) облачность.

10 Вертикальные скорости и притоки тепла в тропической зоне

Данные радиозондирования атмосферы и наземных наблюдений в период проведения Тропического эксперимента (июль—август 1972 г.) использованы для определения вертикальной скорости ω и различных видов притока тепла в тропической зоне (центр мезометеорологического полигона со стороной 2 — $2,5^\circ$ располагался в точке с координатами $7^\circ 30'$ с. ш. и $20^\circ 50'$ з. д.; центр синоптического полигона со стороной 4 — 5° — в точке с координатами $7^\circ 30'$ с. ш. и $21^\circ 50'$ з. д.).

Все профили скорости ω , определенной с помощью уравнения неразрывности по измеренной в пределах тропосферы скорости ветра в вершинах и центре полигона, объединены в пять типов: I—во всей тропосфере $\omega > 0$ (движение воздуха восходящее); II—во всей тропосфере $\omega < 0$ (движение воздуха нисходящее); III— $\omega > 0$ в нижней и $\omega < 0$ в верхней части тропосферы; IV— $\omega < 0$ в нижней и $\omega > 0$ в верхней части тропосферы; V—вертикальная скорость ω несколько раз меняет знак в пределах тропосферы.

Поскольку полигоны большую часть периода наблюдений находились в ВЗК, где вблизи уровня моря и в нижней тропосфере наблюдается сходимость (конвергенция) скорости ветра, то наиболее часто (в 84 % на мезополигоне и в 66 % на синоптическом полигоне) отмечались I и III типы (табл. 20.6).

Таблица 20.6. Средние значения ω (см/с) для различных типов распределения ее по высоте по данным синоптического полигона

Тип ω	p гПа						
	1015 (земля)	850	700	500	300	200	100
I	0,0	0,5	0,8	1,2	2,1	2,5	2,4
II	0,0	-0,2	-1,0	-2,5	-4,3	-5,1	-7,0
III	0,0	0,7	0,9	0,8	-0,1	-1,9	-4,1
IV	0,0	-0,3	-0,9	0,1	1,0	1,8	2,3
V	0,0	0,7	0,0	-0,9	-1,0	-0,3	2,2

Горизонтальный масштаб области (размер полигона), к которой относятся эти вертикальные скорости, составляет около 500 км. Значения ω , определенные по данным мезометеорологического полигона (со стороной около 250 км), в согласии с результатами п. 4 главы 21, примерно в 2—2,5 раза (по модулю) больше приведенных значений.

Измерения скорости ветра, температуры и влажности воздуха, количества осадков, а также радиационных потоков на уровне моря использованы для определения различных видов притока тепла.

Результаты расчета адвективного (ϵ_a), конвективного (ϵ_w), лучистого (за счет поглощения коротковолновой радиации $\epsilon_{л.к}$ и собственного излучения атмосферы ($\epsilon_{л.д}$), конденсационного (ϵ_k) и турбулентного (ϵ_t) притоков тепла к слоям атмосферы, заключенным между уровнями 1015 и 850 гПа (пограничный слой), и между 1015 и 100 гПа (вся тропосфера) для I и II типов распределения ω приведены в табл. 20.7. При расчете конвективного притока использованы приведенные выше вертикальные скорости.

Таблица 20.7. Различные виды притока тепла (кВт/м²) по данным синоптического полигона

Тип ω	Слой, гПа	Приток						Баланс
		ϵ_a	ϵ_w	$\epsilon_{л.к}$	$\epsilon_{л.д}$	ϵ_k	ϵ_t	
I ($\omega > 0$)	1015—850	1,69	-1,42		-0,01			4,31
	850—300	3,15	-1,38		-0,08			
	1015—100	5,17	-1,29	0,05	-0,12	0,49	0,01	
II ($\omega < 0$)	1015—850	-0,67	0,64		-0,01		0,01	-7,67
	850—300	-8,82	5,63		-0,08			
	1015—100	-12,12	4,51	0,05	-0,12		0,01	

Главный вывод, который следует из данных табл. 20.7, сводится к тому, что определяющую роль в изменении термического режима атмосферы в тропической области (и, в частности, в ВЗК) играют адвективный и конвективный притоки тепла.

В согласии с физическими представлениями, при I типе распределения ω (характерном для ВЗК), когда во всей тропосфере наблюдается сходимость горизонтального потока (дивергенция скорости ветра меньше нуля, поскольку $\omega > 0$), адвективный приток тепла всюду положителен и значительно больше всех других видов. Второе место (по значению) занимает конвективный приток тепла (обусловленный вертикальным переносом воздуха), который при восходящем движении отрицателен (поскольку он пропорционален $-\omega(\gamma_a - \gamma)$ и $\gamma < \gamma_a$).

Конденсационный приток тепла (ϵ_k) определен для всего столба по количеству осадков, измеренных на уровне моря. На долю этого притока приходится около 11 % суммарного притока (баланса), в то время как доля суммы $\epsilon_a + \epsilon_w$ составляет (для всего столба) почти 90 %. Роль турбулентного (определенного по данным градиентных измерений в приводном слое) и радиационного притоков тепла по этим данным очень мала (около 1,5 %).

При II типе распределения ω , когда наблюдается расходимость горизонтального потока (дивергенция скорости ветра больше нуля, поскольку $\omega < 0$) адвективный приток отрицателен ($\epsilon_a < 0$), а конвективный — положителен ($\epsilon_w > 0$). На долю суммы $\epsilon_a + \epsilon_w$ при II типе (характерном для областей повышенного давления, малооблачной погоды и отсутствия осадков) приходится около 99 % суммарного притока тепла (ко всему столбу).

Составляющие баланса тепла водной поверхности в период проведения ТРОПЭКС-72 оказались в среднем равными: а) по наблюдениям на мезометеорологическом полигоне (17—25 июля 1972 г.) радиационный баланс 0,12 кВт/м², турбулентные потоки явного тепла 0,01 кВт/м², скрытого 0,12 кВт/м²; б) по наблюдениям на синоптическом полигоне (6—21 августа 1972 г.) эти составляющие соответственно равны 0,28, 0,01 и 0,16 кВт/м².

Глава 21 Особенности движения воздуха в пограничном слое атмосферы

1 Ветер в пограничном слое атмосферы

Вблизи земной поверхности ветер сильно ослабевает под влиянием сил трения и так называемого *прилипания*, т. е. обращения скорости ветра в нуль на земной поверхности и в тонком слое толщиной z_0 , который называется *слоем шероховатости*. Скорость ветра на шероховатой поверхности (а все реальные поверхности шероховатые) обращается в нуль по чисто механической причине: молекулы воздуха (равно как и любого другого газа или жидкости) соударяются с неровностями поверхности и, естественно, теряют скорость поступательного движения. Совершая хаотические (тепловые) движения, эти молекулы сталкиваются с другими молекулами, уменьшая скорость их поступательного движения, и т. д. Возникает сила молекулярного трения. Под влиянием этой силы скорость ветра обращается в нуль в слое толщиной в несколько миллиметров, который, как указывалось выше, называется *вязким подслоем*. Однако при столкновении с неровностями теряют скорость не только молекулы, но и воздушные частицы — *турбулентные моли*. Их хаотическое перемещение по вертикали приводит к потере скорости поступательного движения в слое шероховатости. Толщина его, характеризуемая *параметром шероховатости* z_0 , изменяется от сотых долей сантиметра (0,03 см для пустыни, 0,05—0,1 см для снега) до нескольких сантиметров (0,2—9,0 см для травы, 5 см для пшеничного поля, 6,5 см для свекольной плантации) и даже до нескольких метров (для леса, города). Внутри слоя шероховатости движение воздуха турбулентное, при этом скорости отдельных участвующих в нем частиц могут быть значительными. Но поскольку они направлены в разные стороны (в городе, например, на каждой улице свое направление ветра), то при осреднении получаем для скорости поступательного (среднего) движения значение, равное нулю.

В пограничном слое направление скорости ветра *отклонено от изобар в сторону низкого давления*. Для доказательства этого положения рассмотрим объем воздуха вблизи земной поверхности

(рис. 21.1). На него, кроме барического градиента и отклоняющей силы, действуют силы трения со стороны выше- и нижележащих слоев воздуха.

Результирующая сила трения R вблизи земной поверхности имеет направление, почти противоположное направлению ветра.

Барический градиент G_2 от скорости ветра не зависит и направлен по нормали к изобарам. Отклоняющая сила K_s всегда направлена под прямым углом к скорости ветра. При установившемся движении (скорость ветра не изменяется во времени) между силами G_2 , K_s и R должно существовать равновесие, т. е. векторная сумма сил K_s и R должна быть равна по модулю G_2 и противоположно ему направлена. Как показывает рис. 21.1, такое равновесие может быть достигнуто только в том случае, когда скорость ветра s_0 отклонена от изобары (т. е. градиентного ветра) в сторону низкого давления. Угол между изобарой и скоростью ветра называется *углом отклонения*. Он зависит от результирующей силы трения: чем больше R , тем больше угол отклонения. По этой причине угол отклонения над сушей больше, чем над морем: над сушей в среднем 30—40°, над морем 20—30°.

С увеличением высоты результирующая сила трения ослабевает. Благодаря этому скорость ветра с высотой возрастает по модулю и под влиянием отклоняющей силы поворачивает вправо, приближаясь к градиентному ветру. Точный расчет показывает, что вблизи земной поверхности (до высоты 50—100 м) быстро возрастает модуль скорости ветра (примерно как логарифм высоты) и сравнительно мало изменяется угол отклонения (на 2—5°). На более высоких уровнях модуль скорости ветра изменяется медленнее, а угол отклонения — быстрее. Если скорость ветра на разных высотах спроектировать на одну и ту же плоскость, то получим картину, изображенную на рис. 21.1: на каждом более высоком уровне скорость ветра больше по модулю и ближе к градиентному ветру по направлению. Это значит, что в пограничном слое наблюдается *правый поворот и возрастание модуля скорости ветра с увеличением высоты* (северное полушарие).

Вблизи земной поверхности (например, на уровне флюгера) ветер направлен так, что *если встать лицом по направлению ветра, то низкое давление (Н) остается слева и несколько впереди, а высокое давление (В) — справа и несколько позади*. Это правило позволяет по наблюдениям за ветром составить представление о распределении давления в горизонтальной плоскости при отсутствии карт погоды.

С количественной стороны вопрос о вертикальном распределении скорости ветра в пограничном слое впервые рассматривался применительно к океану Экманом (1905 г.), применительно к атмосфере — Окербломом (1909 г.). Они построили решение уравнений установившегося, однородного по горизонтали движения атмосферы при наиболее простом предположении о характере тур-

булентного перемешивания — коэффициент турбулентности не зависит от высоты ($k = \text{const}$). Зависимость скорости ветра от высоты описывается в этом случае кривой, называемой спиралью Экмана.

Анализ решения Экмана—Окерблома показал, что угол отклонения ветра от изобары вблизи земли (при $z \rightarrow 0$) при всех условиях равен 45° . Это наиболее существенный недостаток модели Экмана—Окерблома. Не согласуется с наблюдениями и другая особенность, предсказываемая этой теорией, — слишком медленное возрастание модуля скорости ветра в нижнем слое (толщиной 100—200 м).

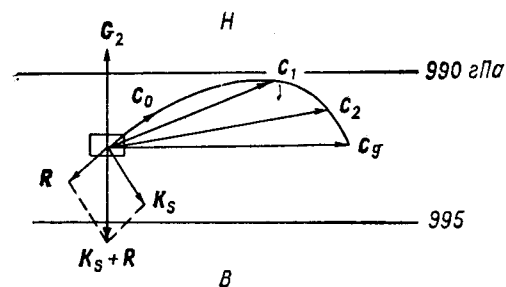


Рис. 21.1. Распределение скорости и направления ветра с высотой в пограничном слое атмосферы (северное полушарие).

Следующий крупный шаг вперед в изучении строения пограничных слоев атмосферы и океана был сделан Россби и Монтгомери в 1932—1935 гг. Они впервые привлекли для этой цели представления теории подобия, а внутри пограничного слоя выделили приземный слой (толщиной 50—100 м). В приземном слое коэффициент турбулентности — всегда растущая функция высоты. В верхней части пограничного слоя, которую нередко называют *экмановской*, Россби и Монтгомери построили решение уравнений движения при двух зависимостях k от z : 1) $k = \text{const}$; 2) k — убывающая по квадратическому закону функция высоты.

За прошедшие после этой работы годы выполнено немало исследований, в которых рассматривался вопрос о распределении скорости ветра с высотой в пограничном слое. Наиболее значительные результаты получены в последние десятилетия на основе приложения теории подобия и размерности к пограничному слою, позволившей построить некоторую замкнутую систему уравнений, из которой определяется как скорость ветра, так и характеристики турбулентности.

2 Приземный слой. Логарифмический закон распределения скорости ветра с высотой

Оценка порядка величины различных членов в уравнениях движения (если их предварительно проинтегрировать по высоте, как это было сделано в главе 9 в отношении уравнения притока

тепла) показывает, что в приземном слое они существенно упрощаются и с достаточной точностью (примерно 10 %) могут быть записаны в виде:

$$k\rho \frac{dc}{dz} = \tau_0, \quad u/v = \text{tg } \alpha = \text{const}, \quad (2.1)$$

где $c = \sqrt{u^2 + v^2}$ — модуль скорости ветра, τ_0 — напряжение поверхностного трения, α — угол отклонения ветра от изобары; u и v — проекции скорости ветра на оси x и y (при этом ось x направлена по касательной к изобаре, ось y — по нормали к ней в сторону низкого давления).

Уравнения (2.1) показывают, что напряжение турбулентного трения и угол отклонения ветра в приземном слое постоянны с высотой. Согласно оценкам, уравнения (2.1) справедливы до высоты 50—100 м. Толщина приземного слоя как раз и находится из условия, что отброшенные члены составляют примерно 10 % от τ_0 .

Известный немецкий ученый Прандтль в 1932 г. ввел понятие *пути смещения* l , который называют также *масштабом турбулентности*.

Сравнительно простые рассуждения, основанные на представлениях теории размерности, показывают, что l и коэффициент турбулентности k связаны между собой соотношением

$$k = l^2 dc/dz, \quad (2.2)$$

с учетом которого первое из уравнений системы (2.1) принимает вид

$$l dc/dz = u_*. \quad (2.3)$$

Здесь введена новая величина $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$, которую называют *скоростью трения* или *динамической скоростью*.

При стратификации приземного слоя, близкой к безразличной ($\gamma \approx \gamma_a$, $Ri = 0$), путь смещения зависит только от высоты. Поскольку l имеет размерность длины, на основе представлений теории подобия можно записать формулу Прандтля

$$l = \kappa(z + z_0) \quad (2.4)$$

где z — высота над земной поверхностью; z_0 — величина, характеризующая значение l на земной поверхности (при $z = 0$) и называемая параметром шероховатости; $\kappa = 0,38$ — постоянная Кармана.

Интегрируя уравнение (2.3) в пределах от $z = 0$, где скорость ветра под влиянием прилипания обращается в нуль ($c = 0$), до произвольной высоты z , где скорость ветра $c(z)$, получаем *лога-*

рифмический закон распределения скорости ветра в приземном слое:

$$c(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z+z_0}{z_0}. \quad (2.5)$$

Пусть на некоторой высоте z_3 измерена скорость ветра c_3 . Тогда

$$c_3 = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z+z_0}{z_0}. \quad (2.6)$$

Эту формулу можно использовать для расчета u_* . Исключая из (2.5) и (2.6) скорость трения, получаем

$$c(z) = c_3 \frac{\ln \frac{z+z_0}{z_0}}{\ln \frac{z_3+z_0}{z_0}}. \quad (2.7)$$

Если теперь найти отсюда производную dc/dz и подставить ее в соотношение (2.2), то с учетом формулы (2.4) получим

$$k(z) = \kappa^2 \frac{c_3}{\ln \frac{z_3+z_0}{z_0}} (z+z_0). \quad (2.8)$$

В главе 9 зависимость k от z была представлена в виде

$$k = k_0 + az. \quad (2.9)$$

Из сравнения двух последних формул следует:

$$a = \kappa^2 \frac{c_3}{\ln \frac{z_3+z_0}{z_0}}, \quad k_0 = az_0. \quad (2.10)$$

Эти соотношения без доказательства были использованы в главе 9.

Можно, таким образом, утверждать, что предположение о линейной зависимости l от z ведет к линейной же зависимости k от z .

Анализ многочисленных материалов градиентных измерений, выполненных в различных географических районах земного шара, показал, что логарифмическая формула (2.5) хорошо согласуется с опытными данными, если термическая стратификация приземного слоя не очень сильно отличается от безразличной (т. е. γ по порядку величины совпадает с γ_a).

На рис. 21.2 приведено распределение скорости ветра с высотой по данным градиентных измерений в полупустыне. При по-

строении этого графика приняты так называемые полулогарифмические оси координат: по одной из осей откладывается логарифм высоты ($\lg z$), а по другой — измеренная на разных высотах скорость ветра c в линейной шкале. Рисунок 21.2 показывает, что в 8 ч, когда стратификация близка к безразличной, профиль ско-

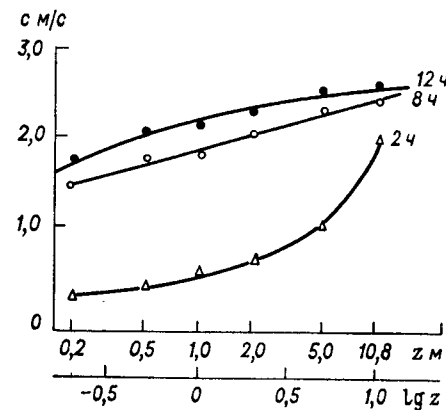


Рис. 21.2. Распределение скорости ветра с высотой при безразличной (8 ч), неустойчивой (12 ч) и устойчивой (2 ч) стратификации приземного слоя атмосферы. Арьсь (Казахская ССР).

рости ветра логарифмический: все опытные точки в согласии с формулой (2.5) располагаются вблизи прямой. В то же время при сильно неустойчивой (12 ч) и особенно при устойчивой (2 ч) стратификации профиль ветра в осях координат ($\lg z$, c) имеет хорошо выраженную кривизну: одного знака при неустойчивой стратификации и другого — при устойчивой (инверсионной). По сравнению со случаем, когда $c \sim \lg z$, скорость ветра растет с высотой медленнее при $\gamma > \gamma_a$ (число $Ri < 0$) и быстрее при $\gamma < \gamma_a$ ($Ri > 0$).

3 Суточный ход скорости ветра в пограничном слое атмосферы

Основной причиной хорошо выраженного в пограничном слое суточного хода скорости ветра является изменяющаяся в течение суток интенсивность турбулентного обмена. В отличие от температуры воздуха, суточные колебания которой обусловлены в первую очередь колебаниями температуры земной поверхности, на суточном ходе скорости ветра этот фактор не сказывается — скорость ветра при $z=0$ вследствие прилипания в течение суток постоянна (равна нулю).

Однако под влиянием турбулентного обмена происходит перераспределение количества движения между различными слоями и, как следствие, наблюдается суточный ход скорости ветра.

Днем с увеличением термической неустойчивости усиливается вертикальный турбулентный обмен (рис. 21.3) и взаимодействие нижних и верхних слоев атмосферы: в нижние слои увеличи-

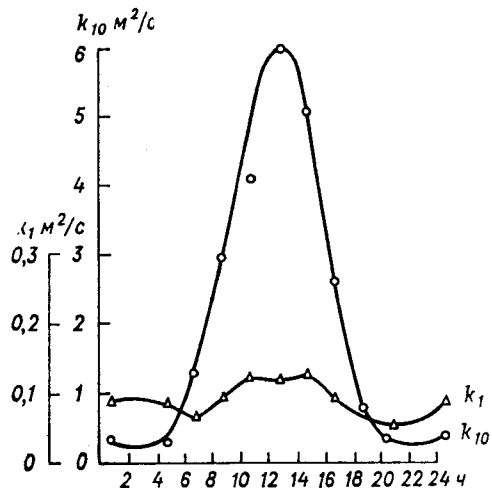


Рис. 21.3. Суточный ход коэффициентов турбулентности k_1 и k_{10} на высотах 1 и 10 м (суточный ход осреднен по десяти сериям круглосуточных градиентных наблюдений. Пахта-Арал (Узбекская ССР).

вается приток более быстро движущихся (по горизонтали) частиц с верхних уровней, в верхние — приток частиц, имеющих меньшую скорость горизонтального движения, с нижних уровней. По этой

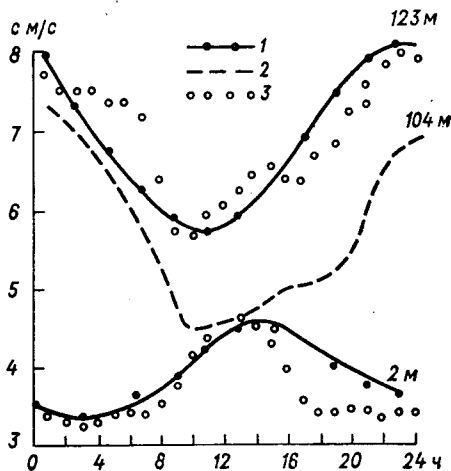


Рис. 21.4. Суточный ход скорости ветра.

1 — теоретические расчеты, 2 — наблюдения в Горьком, 3 — наблюдения в Потсдаме.

причине скорость ветра (по модулю) днем в нижнем слое (от земной поверхности до уровня z^*) возрастает, а в верхнем слое (выше z^*) убывает по сравнению со скоростью ветра ночью. Ам-

плитуда суточного хода скорости ветра в умеренных широтах составляет 1—3 м/с. Наиболее отчетливо суточный ход скорости ветра выражен при установившейся малооблачной погоде. Угол отклонения в нижнем слое меньше днем, чем ночью, в верхнем — наоборот.

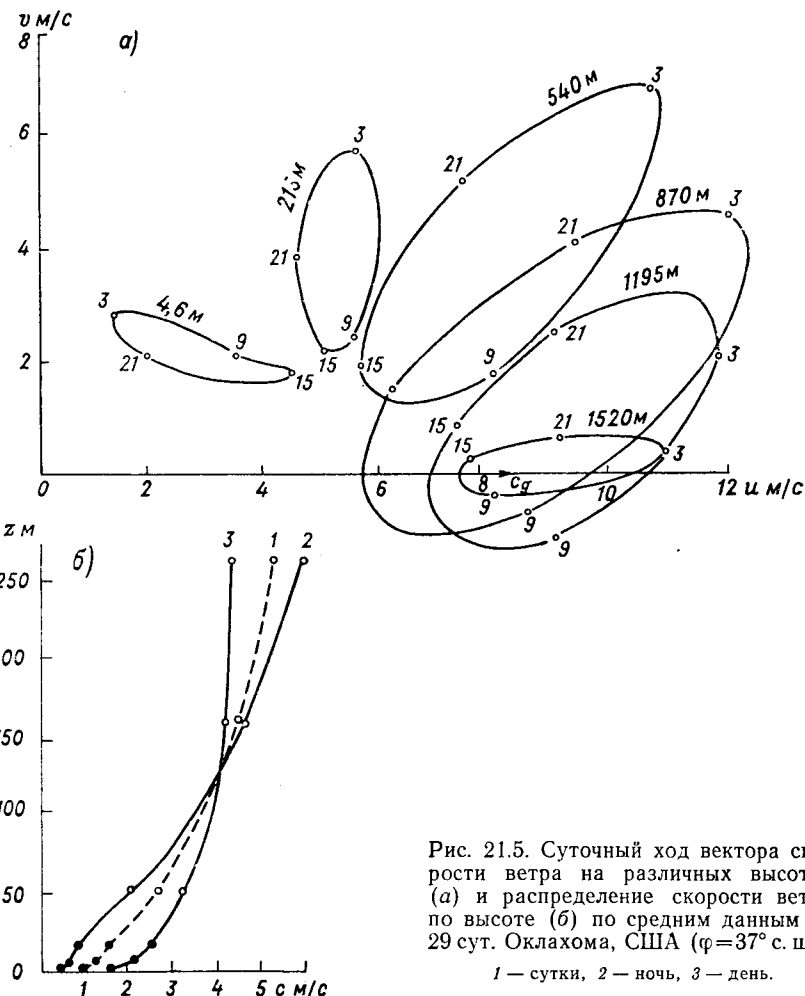


Рис. 21.5. Суточный ход вектора скорости ветра на различных высотах (а) и распределение скорости ветра по высоте (б) по средним данным за 29 сут. Оклахома, США ($\varphi=37^\circ$ с. ш.).

1 — сутки, 2 — ночь, 3 — день.

Уровень z^* , называемый высотой обращения суточного хода скорости ветра, зависит в основном от среднего суточного значения коэффициента турбулентности \bar{k} : при больших \bar{k} (летом) высота обращения составляет сотни метров (200—250 м), при малых — десятки. Суточный ход скорости ветра на различных высотах приведен на рис. 21.4 и 21.5. Сплошные кривые на первом из

этих рисунков рассчитаны автором на основе теории, в которой учтена зависимость коэффициента турбулентности от времени и высоты. На рис. 21.5 *a* представлены годографы скорости ветра на различных высотах (указаны у кривых), т. е. кривые, которые описывает конец вектора скорости ветра в течение суток (наблюдения проводились 4 раза в сутки — в 3, 9, 15 и 21 ч местного времени). Видно, что внизу (4,6 м) угол отклонения в 3 ч (ночь) значительно больше, чем в 15 ч (день), вверху (540 м) угол отклонения меньше утром (9 ч), чем вечером (21 ч). Однако на всех высотах вектор скорости ветра вращается по часовой стрелке.

Над морями и крупными озерами максимум скорости ветра в нижнем слое (от нуля до z^*) наблюдается, по-видимому, ночью, а минимум — днем. Так, на одном из небольших островов (площадью около 800 м²) в Ладожском озере на высоте 3 м в июле и августе максимум скорости (6,5 м/с) отмечается около 6 ч, минимум (5,0 м/с) — около 16 ч. Объясняется это тем, что именно ночью над морями вертикальные градиенты температуры, а вместе с ними и k наибольшие.

Обратим внимание на то, что толщина нижнего слоя (с максимумом скорости ветра днем) значительно меньше толщины верхнего слоя (с максимумом ночью), хотя из соображений сохранения кинетической энергии толщина этих слоев должна быть на первый взгляд примерно одинакова. В действительности же большую роль играют затраты кинетической энергии на преодоление поверхностного напряжения трения τ_0 и диссипация энергии в тепло. Поскольку днем под влиянием усиливающегося турбулентного обмена эти величины возрастают, кинетическая энергия в слое, охваченном суточным ходом, днем меньше, чем ночью. Это обстоятельство является основной причиной дневного минимума скорости ветра в верхнем слое. В нижнем слое убыль кинетической энергии в тепло с избытком компенсируется увеличивающимся потоком энергии из верхнего слоя, вследствие чего скорость ветра днем не только не убывает, но и возрастает.

4 Вертикальные токи в пограничном слое атмосферы

Проблема вертикальных движений воздуха является одной из важнейших в метеорологии. Под влиянием их происходит изменение во времени и пространстве полей многих метеорологических величин (температуры, давления, влажности и др.). Но особенно велика роль вертикальных движений в формировании и эволюции облаков и осадков, оказывающих в свою очередь большое влияние на тепловой режим атмосферы и земной поверхности. Проблема вертикальных движений представляет и чисто практический интерес, поскольку они непосредственно влияют на перенос атмо-

сферных примесей, а также на режим полета летательных аппаратов.

Прежде всего отметим, что в термин «вертикальные токи», или «вертикальные скорости», нередко вкладывается различное содержание. Объясняется это тем, что в атмосфере наблюдаются вертикальные скорости самых различных значений и масштабов. Под масштабом имеют в виду размеры тех областей (объемов воздуха), в пределах которых вертикальная скорость сохраняет определенный знак (положительный или отрицательный).

Размер (масштаб) объемов воздуха с одним знаком вертикальной скорости может принимать самые различные значения. Однако при изучении каждого конкретного явления можно указать такой размер (называемый *характерным*), который определяет собой наиболее существенные черты рассматриваемого явления.

Анализ уравнения неразрывности показывает, что, чем больше горизонтальные размеры области (характерный размер явления по горизонтالي), в пределах которой вертикальная скорость сохраняет определенный знак, тем меньше абсолютная величина *самой скорости*.

В зависимости от характерных горизонтальных размеров явлений все вертикальные движения, наблюдаемые в атмосфере, условно можно разделить на три основных класса.

Класс I — неупорядоченные (пульсационные) вертикальные движения. Характерные горизонтальные размеры объемов воздуха (струй) в этом случае изменяются от нескольких сантиметров до десятков и сотен метров. Характерная вертикальная скорость таких струй составляет, как правило, несколько м/с (внутри мощных кучевых и кучево-дождевых облаков — до нескольких десятков м/с). Влияние этих вертикальных скоростей на перенос и распределение различных физических свойств (тепло- и влаго- содержания, количества движения, атмосферных примесей и др.) обычно описывается с помощью аппарата полуэмпирической теории турбулентности (путем введения коэффициентов турбулентности — множителей пропорциональности в формулах для потоков $Q = \overline{\rho w' s'} = -k\rho \frac{\partial s}{\partial z}$).

Самые значительные по модулю и меняющие знак на сравнительно небольших расстояниях неупорядоченные вертикальные скорости оказывают наиболее существенное влияние на полет самолетов и других летательных аппаратов. Возникающие под влиянием пульсационных вертикальных скоростей перегрузки самолетов нередко достигают больших значений.

Класс II — мезомасштабные вертикальные движения. Горизонтальные размеры объемов воздуха, охваченные вертикальными движениями одного знака, колеблются от нескольких километров до нескольких десятков километров (как правило, не более 20—

30 км). Характерные значения вертикальной скорости изменяются от нескольких см/с до десятков см/с. К этому классу относятся движения, возникающие под влиянием неоднородностей подстилающей поверхности,— бризовая, горно-долинная циркуляция и др.

Вертикальные токи, под влиянием которых образуются и развиваются кучевые и кучево-дождевые облака, также относятся к этому классу, если под ними понимать вертикальные токи, осредненные по всему горизонтальному сечению облака. Наряду с ними внутри облака наблюдаются пульсационные вертикальные токи, накладывающиеся на конвективные. При пересечении облака по горизонтали пульсационная скорость несколько раз изменяет знак.

Класс III — макромасштабные вертикальные движения. Такие движения одного знака охватывают области, горизонтальные размеры которых составляют сотни и тысячи километров (соизмеримы с барическими образованиями — циклонами и антициклонами). Модуль упорядоченных вертикальных токов колеблется от долей см/с до нескольких см/с (как правило, не более 1—2 см/с). Под влиянием движений класса III образуются, в частности, системы слоистообразных облаков. При этом внутри облаков наблюдаются вертикальные движения классов I и II.

Вертикальные скорости движения классов II и III входят в уравнения движения и уравнения переноса различных физических свойств непосредственно (члены вида $w ds/dz$).

В пограничном слое, как было показано в п. 1, скорость ветра по направлению всегда отклонена от изобары в сторону низкого давления. Это значит, что вблизи земной поверхности и во всем пограничном слое в циклоне ветер отклонен от изобар по направлению к центру, а в антициклоне — от центра. Схемы воздушных течений в циклоне и антициклоне представлены на рис. 21.6 и 21.7. В пограничном слое траектории воздушных частиц в циклоне представляют собой сходящиеся к центру спиралеобразные кривые, а в антициклоне — расходящиеся от центра.

Сходимость воздушных течений и приток массы воздуха к центральной части циклона в горизонтальной плоскости приводят к возникновению восходящих вертикальных движений. Над антициклоном под влиянием расходимости воздушных течений и оттока массы по горизонтали возникают нисходящие вертикальные токи. Восходящее движение приводит к охлаждению воздуха и образованию облачности, а нисходящее движение — к размыванию ее.

Повседневный опыт убеждает нас в том, что в целом в области циклона преобладает облачная погода, а в антициклоне, особенно летом, — безоблачная. (Зимой и в антициклонах нередко наблюдаются слоистые и слоисто-кучевые облака, но они образуются под влиянием турбулентного обмена.) Под влиянием трения во-

сходящие движения возникают также в области ложбин, а нисходящие — в области гребней.

Основным методом расчета упорядоченных вертикальных токов служит метод, в основе которого лежит уравнение неразрывности. Другие методы, базирующиеся, например, на уравнении притока тепла (так называемые адиабатические), широкого распространения не получили.

Если уравнение неразрывности проинтегрировать в пределах от земной поверхности ($z=0$), где $w=0$ (это условие нару-

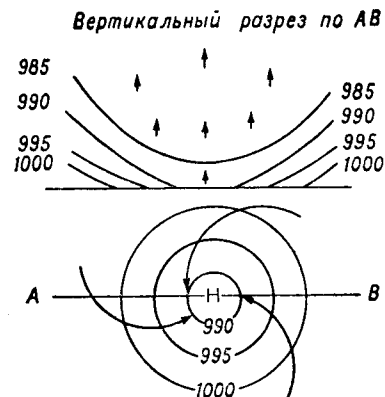


Рис. 21.6. Схема воздушных течений в циклоне.



Рис. 21.7. Схема воздушных течений в антициклоне.

шается в горной местности), до произвольной высоты z , то получим

$$\rho w = - \int_0^z \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} \right) dz - \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial t} dz. \quad (4.1)$$

Вошедшие сюда проекции скорости движения следует взять из уравнений движения. Анализ получаемой при этом формулы для w (которую мы не выписываем) показывает, что упорядоченные вертикальные токи в атмосфере возникают под влиянием нескольких факторов: а) сил трения, б) нестационарности, в) инерционности движения. В пограничном слое атмосферы преобладающую роль играют силы трения.

Формула для вертикальных токов, обусловленных силами трения, имеет вид

$$w = \frac{1}{2\omega_2 \rho} (\text{rot}_z \tau_0 - \text{rot}_z \tau). \quad (4.2)$$

Здесь $\tau = \rho k \partial c / \partial z$ — напряжение турбулентного трения на высоте z (вектор); τ_0 — напряжение поверхностного трения (при

$z = 0$); $\text{rot}_z \tau$ — символ вертикальной проекции вихря ($\text{rot}_z \tau = \partial \tau_y / \partial x - \partial \tau_x / \partial y$, где $\tau_x = \rho k \partial u / \partial z$, $\tau_y = \rho k \partial v / \partial z$).

На верхней границе H пограничного слоя τ обращается в нуль. Формула (4.2) для этого уровня принимает вид

$$\omega_H = \frac{1}{2\omega_z \rho} \left(\frac{\partial \tau_{0y}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{0x}}{\partial y} \right). \quad (4.3)$$

В том случае, когда распределение скорости ветра описывается по модели Экмана—Окерблома ($k = \text{const}$), формула (4.3) приобретает вид формулы А. Ф. Дюбюка

$$\omega_H = D \left(\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_0}{\partial y^2} \right) = D \Delta p_0, \quad (4.4)$$

где $D = ka(2\omega_z)^2 \rho$, $a = \sqrt{\omega_z / k}$, Δp_0 — лапласиан давления на уровне моря.

5 Местные ветры

Местные ветры относятся к атмосферным явлениям, горизонтальная протяженность (масштаб) которых изменяется от нескольких сотен метров до десятков и первых сотен километров. Такие явления и процессы, наблюдаемые в атмосфере, называются *мезометеорологическими*. Возникают местные ветры под влиянием воздействия неоднородностей земной поверхности на воздушный поток более крупного масштаба.

Существуют два вида воздействий земной поверхности на атмосферу — термическое и механическое. Различие в теплофизических, радиационных и других свойствах соседних частей земной поверхности ведет к возникновению горизонтальной разности температур, которая в свою очередь порождает барический градиент, являющийся непосредственной причиной возникновения ветра. К таким ветрам относятся бризы, горнодолинные (склоновые) и ледниковые ветры. Эти ветры выражены тем отчетливее, чем меньше скорость воздушного потока более крупного масштаба.

Под влиянием механических воздействий со стороны местных препятствий (гор, возвышенностей, лесов, строений) воздушный поток также испытывает возмущения: на наветренной стороне он совершает восходящие, на подветренной — нисходящие движения; в долинах, горных ущельях скорость потока увеличивается и т. п.

Местные ветры выражены тем отчетливее, чем больше скорость набегающего на препятствие воздушного потока. Эти ветры носят название фёна, боры, стокового ветра и ветра горных проходов. Наибольших значений скорость ветра достигает в тех частях препятствий, где воздух совершает нисходящее движение.

Местные ветры термического происхождения обладают хорошо выраженной периодичностью: в течение суток изменяется не только скорость ветра, но и направление.

Закономерности суточного хода и распределения с высотой метеорологических величин над неоднородной земной поверхностью существенно отличаются от рассмотренных в предыдущих параграфах закономерностей изменения этих величин над однородной поверхностью.

Рассмотрим краткий механизм возникновения наиболее широко распространенных местных движений воздуха.

В утренние часы, после восхода Солнца, суша и воздух над ней нагреваются значительно быстрее, чем море. Так как в более теплом воздухе давление падает с высотой медленнее, чем в холодном, изобарические поверхности приобретают наклон в сторону моря (рис. 21.8), тем более значительный, чем выше расположена изобарическая поверхность. Под влиянием барического градиента G_2 на высотах начинается отток воздуха с суши на море (стрелка 1), а над сушей возникает восходящее движение (стрелка 2).

Вследствие увеличения массы воздуха над морем давление здесь на нижних уровнях повысится, а изобарические поверхности приобретут наклон в сторону суши. Под влиянием барического градиента в нижнем слое возникает движение воздуха с моря на сушу (стрелка 3) — ветер, который носит название *дневного бриза*. Таким образом, когда установится замкнутая циркуляция, называемая *бризовой*, изобарические поверхности будут располагаться так, как показано на рис. 21.8: одна из поверхностей (p^*) горизонтальна, а выше нее поверхности наклонены в сторону моря, ниже — в сторону суши.

В слое от земной поверхности до высоты в среднем около 200 м (на которой располагается изобарическая поверхность p^*) ветер направлен с моря на сушу (дневной, или морской, бриз), в слое от 200 м до 1—1,5 км — с суши на море (антибриз). В глубь суши и моря бризовая циркуляция распространяется в зависимости от разности температур между сушей и водоемом на 10—20 км (иногда до 100 км). Скорость ветра при морском бризе в среднем составляет 3—5 м/с.

Ночью вследствие сильного выхолаживания суши возникает циркуляция, противоположная по направлению дневной: в нижнем слое ветер направлен с суши на море (ночной бриз), в верхнем —

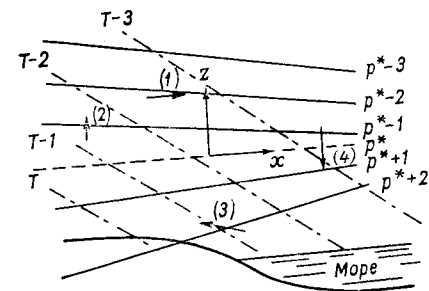


Рис. 21.8. Схема, поясняющая возникновение и развитие бризовой циркуляции.

с моря на сушу. В тропических широтах бризовая циркуляция наблюдается круглый год, в умеренных и высоких широтах — только летом.

Горно-долинным (склоновым) ветром называется ветер, возникающий под влиянием горизонтальной разности температур между склоном горы и атмосферным воздухом на той же высоте над долиной. Днем склоны гор, обращенные в сторону Солнца, имеют более высокую температуру, чем воздух на той же высоте над

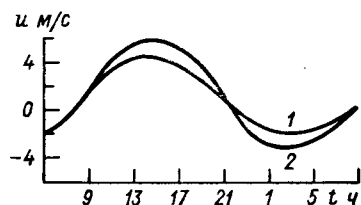


Рис. 21.9. Суточные колебания составляющей скорости ветра, параллельной оси Ахангоранской долины.

1 — Ахангоран, 2 — Турке.

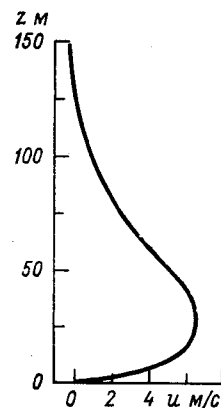


Рис. 21.10. Вертикальный профиль составляющей скорости ветра, перпендикулярной оси долины, в момент максимального развития дневной циркуляции в Ахангоранской долине.

долиной, т. е. наблюдается горизонтальный градиент температуры, направленный от склона горы в сторону долины. Под влиянием этого градиента возникает замкнутое движение (циркуляция) воздуха: в нижнем слое ветер направлен из долины вдоль склона горы, в верхнем — от склона горы в сторону долины. Ночью склоны горы охлаждаются быстрее, чем воздух на той же высоте. Следствием этого процесса является движение воздуха, которое по направлению противоположно дневному.

На рис. 21.9 приведены результаты наблюдений за скоростью ветра вблизи земной поверхности в двух пунктах, расположенных в Ахангоранской долине Тяньшанского горного массива (один из них — Ахангоран — расположен в центре долины, а второй — Турке — в ее верхней части). Видно, что составляющая скорости

ветра вдоль оси долины меняет в течение суток знак: она положительна (направлена вдоль долины в сторону гор) днем и отрицательна (направлена от гор в нижнюю часть долины) ночью.

На рис. 21.10 изображен вертикальный профиль составляющей скорости ветра, перпендикулярной оси долины, в момент максимального развития горно-долинной циркуляции, осредненной за 5 суток наблюдений в Ахангоране. Согласно этому рисунку, скорость ветра направлена из долины к склону горы до высоты около 125 м. Выше этого уровня днем воздух движется в обратном направлении: от склона горы к оси долины.

Обратим внимание на то, что, поскольку долины, как правило, не горизонтальны, а имеют уклон в ту или другую сторону, то, наряду с составляющей скорости ветра, перпендикулярной оси долины, возникает движение воздуха вдоль оси долины: в сторону подъема долины днем и в обратном направлении ночью.

В том случае, когда склоны горы покрыты ледником, горизонтальный градиент температуры днем и ночью направлен от долины в сторону ледника. Поэтому *ледниковый ветер* в нижнем слое всегда направлен от ледника к долине, в верхнем — от долины к леднику, при этом над ледником наблюдается нисходящее, а над долиной — восходящее движение воздуха. Скорость ветра увеличивается ночью и уменьшается днем (под влиянием термических факторов).

Более строгое объяснение возникновения местных ветров можно получить на основе уравнения вихря скорости. Чтобы получить последнее, нужно воспользоваться уравнениями движения. Запишем их в таком виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g. \quad (5.1)$$

При этом предполагаем, что все другие члены малы по сравнению с выписанными. Ось x направлена по нормали к береговой черте в сторону моря, ось z — по вертикали вверх (см. рис. 21.8). Если первое из уравнений (5.1) проинтегрировать по z , второе — по x , а затем вычесть, то получим

$$\frac{\partial \Omega_y}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial z} \right), \quad (5.2)$$

где

$$\Omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (5.3)$$

Эта величина представляет собой проекцию на ось y (перпендикулярную плоскости рис. 21.8) вихря скорости движения Ω . Если еще воспользоваться уравнением состояния воздуха, со-

гласно которому $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial s} = \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial s}$ (s равно x или z), то уравнение (5.2) приведем к виду

$$\frac{\partial \Omega_y}{\partial t} = -\frac{1}{\rho T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (5.4)$$

Оценка порядка величины показывает, что основную роль в правой части (5.4) играет второе слагаемое, содержащее производную $\partial T/\partial x$. Поскольку воздух над сушей теплее, чем над морем, то, согласно рис. 21.8 (на котором наряду с изобарами изображены также изотермы), $\partial T/\partial x < 0$. Поскольку всегда $\partial p/\partial z < 0$, то на основе уравнения (5.4) получаем

$$\partial \Omega_y / \partial t > 0. \quad (5.5)$$

Если в начальный момент движение отсутствовало (а наши расхождения относятся именно к этому моменту), то неравенство (5.5) означает, что в последующие моменты времени $\Omega_y > 0$.

Нетрудно видеть, что правая часть (5.3) положительна тогда, и только тогда, когда движение (циркуляция) воздуха происходит так, как показано на рис. 21.8. В самом деле, в этом случае $\partial u/\partial z > 0$ (в верхней части $u > 0$, в нижней $u < 0$) и $\partial \omega/\partial x < 0$ (над морем $\omega < 0$, над сушей $\omega > 0$), а $\Omega_y > 0$.

Ночью изотермические поверхности приобретают наклон в сторону суши, вследствие чего $\partial T/\partial x > 0$ (над морем теплее, чем над сушей). В этом случае, как показывает уравнение (5.4), $\partial \Omega_y / \partial t < 0$.

Так с помощью уравнения вихря скорости объясняется возникновение местных циркуляций термического происхождения.

На развитие местных ветров большое влияние оказывают силы трения и инерционные силы. Поэтому строгую теорию местных ветров можно построить путем решения системы уравнений, в которых сохранены эти силы.

Из местных ветров механического происхождения кратко остановимся лишь на фёне и боре.

Пусть воздушный поток встречает на своем пути некоторый горный хребет. При вынужденном подъеме по наветренному склону хребта воздух будет охлаждаться сначала сухоадиабатически, а затем (выше уровня конденсации) псевдоадиабатически. Из образовавшегося на наветренном склоне облака должен выпасть дождь с тем, чтобы понизилось влагосодержание воздуха. Последующее опускание воздуха по подветренному склону будет происходить сухоадиабатически, если вся капельная вода выпала на наветренном склоне. В результате к основанию подветренного склона хребта воздух придет более теплым и сухим, чем пришел к основанию наветренного склона. Этот теплый и сухой воздух на

подветренном склоне хребта и называют фёном или фёновым ветром.

Так, если на некотором уровне $p = 970$ гПа, $T = 25^\circ\text{C}$ и $f = 60\%$ ($s = 12\%$), то после подъема и опускания температура воздуха повысится до $34,6^\circ\text{C}$, а относительная влажность упадет до 20% (при условии, что при подъеме за счет выпадения осадков массовая доля водяного пара уменьшилась до 7%).

Следует подчеркнуть, что для возникновения фёнового ветра необходимо не только наличие горы, но и вполне определенное распределение атмосферного давления в горизонтальной плоскости, а именно: оно должно быть высоким по одну сторону хребта и низким — по другую. Так, когда южнее Альп располагается антициклон, а севернее — циклон, то на южных склонах гор наблюдаются осадки, а на северных дует сильный и сухой фён с юга. При повышенном давлении к северу от Альп и пониженном к югу от них на северных склонах выпадают сильные осадки, а на южной стороне Альп наблюдается безоблачная погода при северном, сухом и горячем ветре. Иногда фёном называют движение, возникающее под влиянием общего опускания воздуха в антициклоне, в этом случае фён наблюдается на обеих сторонах горного хребта (можно только отметить, что в этом случае высокие температуры и низкая относительная влажность наблюдались бы и при отсутствии гор).

Следует иметь в виду, что подъем воздуха по склону горы сопровождается уменьшением кинетической энергии, которая переходит в потенциальную. Вследствие этого скорость движения воздуха по мере подъема по склону замедляется и на некотором уровне обращается в нуль, в результате чего происходит накопление воздуха и растет давление на наветренном склоне хребта. Поэтому нередко, помимо переваливания воздушного потока через горы, часть его начинает стекать обратно по горному склону навстречу общему направлению переноса воздушной массы. При этом воздух также нагревается и иссушается, а скорость ветра может достигать больших значений (таково происхождение известного своей сухостью и порывистостью сильного юго-восточного ветра в районе Алма-Аты).

Продолжительность фёна колеблется от нескольких часов до нескольких суток; периоды усиления ветра сменяются периодами ослабления; наибольших значений скорость ветра достигает в долинах, по которым на подветренной стороне хребта поток стекает в виде струй.

Характерная особенность фёна — образование плотных облаков, которые наблюдаются на наветренной стороне хребта и нависают в виде шапки (стены) на подветренной стороне, где их нижняя граница и вертикальная поверхность резко очерчены. Иногда фёновые облака имеют вид вала (воротника), висящего над горным хребтом. Отметим, что фёновое облако только внешне

кажется неподвижно висящим над горным хребтом. В действительности, происходит непрерывное обновление этого облака: воздушным потоком капли выносятся на подветренную сторону и, опустившись ниже уровня конденсации, испаряются; на наветренной же стороне и над хребтом образуются все новые и новые капли.

Под влиянием осадков на наветренной и отчасти на подветренной стороне хребта, высоких температур и сухости воздуха при фёне наблюдается стремительное таяние и испарение снежного покрова, сопровождающиеся наводнениями, обвалами и селевыми потоками в горах. Фёновые явления широко распространены на всех материках планеты.

В усилении ветров механического происхождения большую роль играет сила тяжести. Это относится к боре — штормовому холодному ветру, дующему вдоль склона горы или возвышенности в сторону моря (например, в районе Новороссийска). Бора формируется преимущественно зимой, когда над холодным материком устанавливается антициклон, а над теплым водоемом — область низкого давления (на Черном море — это чаще всего глубокий циклон, пришедший со Средиземного моря). Воздушный поток, переваливший через невысокий хребет, будет усиливаться при опускании вдоль поверхности склона, если стратификация атмосферы над морем неустойчивая (такие условия как раз и наблюдаются зимой): в этом случае кинетическая энергия возрастает за счет энергии неустойчивости.

Скорость ветра при боре достигает 30—40 м/с, порывы ее могут быть вдвое и даже втрое сильнее.

За последние 50 лет в Новороссийске отмечено 636 случаев боры, при этом в среднем ежегодно хотя бы один шторм носил катастрофический характер. Особо жесткой бывает фронтальная бора, связанная с прохождением холодного фронта. Согласно одной из морских лоций Черного моря, «...осенью и зимой северо-восточные ветры часто превращаются в ураганы... Вихри рвут воду и гонят ее брызгами, так что все пространство Цемесской бухты покрыто туманом. В Новороссийске в это время невозможно выходить на улицы: мелкие камни, поднимаемые ветром, бьют с силою в лицо и могут изувечить. Довольно прочные каменные здания колеблются от напора ветра...» Известны случаи, когда бора продолжалась больше недели. Температура воздуха при боре опускается до -20°C и ниже. Первым признаком боры служат слоистые облака, нависающие в виде шапки над горами. Опустившись по подветренному склону примерно до середины горного хребта, эти облака тают. Штормовой ветер поднимает с залива огромную массу брызг, вызывающих сильное обледенение судов и зданий.

Мощный поток холодного воздуха, вырвавшись на морской простор, иногда по северной периферии циклона распространяется

вплоть до западных берегов Черного моря, где также вызывает немалые разрушения.

Как и фён, бора наблюдается во многих районах земного шара.

6 Закономерности распределения метеорологических величин в приземном слое атмосферы на основе теории подобия и размерности

Выше указывалось, что логарифмические формулы, описывающие распределение метеорологических величин в приземном слое, справедливы при стратификации, близкой к безразличной. При сильно устойчивой и неустойчивой стратификации наблюдаются систематические отклонения профилей скорости ветра, температуры и влажности воздуха от логарифмических (см. рис. 21.2). Однако при всех условиях профиль скорости ветра и других метеорологических величин при приближении к земной поверхности асимптотически переходит в логарифмический ($c \sim \lg z$). Этот переход происходит тем выше, чем ближе стратификация к безразличной.

В последние десятилетия предпринимались многочисленные попытки построить такую теорию, которая учитывала бы влияние стратификации на профиль метеорологических величин. Наиболее полное решение упомянутая проблема получила на основе представлений теории подобия и размерности. Эта теория применительно к исследованию строения приземного слоя была разработана А. М. Обуховым и А. С. Мониним.

Анализ размерных величин, которые входят в уравнения, определяющие изменение температуры и скорости ветра с высотой в приземном слое, позволил сделать заключение: безразмерные температура (т. е. отношение T/T_*) и скорость ветра (отношение c/u_*) являются универсальными функциями безразмерного отношения — параметра статической устойчивости.

$$\zeta = z/L^* \quad (6.1)$$

Здесь L^* — масштаб высоты Монина—Обухова:

$$L^* = \frac{u_*^2}{\kappa^2 \beta T_*} \quad (6.2)$$

где u_* — скорость трения (масштаб скорости), T_* — масштаб температуры:

$$T_* = -\frac{Q_0}{\kappa \rho_0 u_*} \quad (6.3)$$

$\beta = g/T$ — параметр плавучести (g — ускорение свободного падения), κ — постоянная Кармана.

Непосредственной проверкой нетрудно убедиться в том, что T_* имеет размерность температуры, а L^* — длины. Знак масштабной температуры и высоты зависит только от знака турбулентного потока тепла Q_0 : при неустойчивой стратификации ($\gamma > \gamma_a$), когда $Q_0 > 0$, масштабы T_* и L^* отрицательные ($T_* < 0$, $L^* < 0$), при устойчивой ($\gamma < \gamma_a$), когда $Q_0 < 0$, они положительные ($T_* > 0$, $L^* > 0$). Если γ приближается к γ_a при $Q_0 \rightarrow 0$, масштаб T_* стремится также к нулю ($T_* \rightarrow 0$), а масштаб L^* стремится к бесконечности ($L^* \rightarrow \pm \infty$).

Отметим, что в основе сформулированного выше заключения лежит предположение (гипотеза): в области развитой турбулентности режим движения и передачи тепла не зависит от характеристик молекулярного обмена (коэффициентов молекулярной вязкости и теплопроводности), а на высотах, значительно превышающих размер неровностей (шероховатостей) земной поверхности, свойства последней не сказываются на изменении температуры и скорости ветра с высотой.

Формулы для распределения скорости ветра и температуры в приземном слое, предсказываемые теорией подобия, имеют вид:

$$c(z) - c(z_1) = \frac{u_*}{\kappa} [f_c(\zeta) - f_c(\zeta_1)], \quad (6.4)$$

$$T(z) - T(z_1) = T_* [f_\theta(\zeta) - f_\theta(\zeta_1)], \quad (6.5)$$

где $f_c(\zeta)$ и $f_\theta(\zeta)$ — некоторые универсальные функции переменной ζ . Вид этих функций был установлен путем анализа многочисленных данных градиентных измерений, выполненных при различных условиях во многих районах земного шара. В результате получено:

$$f_c(\zeta) = f_\theta(\zeta) = \begin{cases} \ln \zeta + 10\zeta & \text{при } \zeta > 0, \\ \ln |\zeta| & \text{при } -0,07 \leq \zeta \leq 0, \\ 0,25 + 1,2\zeta^{-1/3} & \text{при } \zeta < -0,07. \end{cases} \quad (6.6)$$

Пропорциональность функций f_c и f_θ переменной $\zeta^{-1/3}$ установлена теорией подобия для сильно неустойчивой стратификации. Первая из формул (6.6), получившая название «логарифмическая + линейная», впервые использована А. С. Мониным и А. М. Обуховым.

Методика расчета потока тепла. Пусть температура и скорость ветра измерены на двух высотах: z_1 и $z_2 = n_2 z_1$ (n_2 — любое число, большее единицы). Обозначим разности:

$$\Delta c = c_2 - c_1, \quad \Delta T = T_2 - T_1.$$

Если теперь формулы (6.4) и (6.5) записать для высоты z_2 , то найдем:

$$u_* = \frac{\kappa \Delta c}{f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1)}, \quad T_* = \frac{\Delta T}{f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)}. \quad (6.7)$$

С учетом этих соотношений формулы (6.2) и (6.3) принимают вид:

$$\frac{L^*}{z_1} = \frac{(\Delta c)^2}{\beta z_1 \Delta T} \frac{f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)}{[f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1)]^2}, \quad (6.8)$$

$$Q_0 = -\kappa^2 c_p \rho_0 \frac{\Delta c \cdot \Delta T}{[f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1)] [f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)]}. \quad (6.9)$$

Нетрудно видеть, что множители, в которые входят функции f_c и f_θ , зависят, согласно (6.6), только от $n_2 = z_2/z_1$ и отношения L^*/z_1 . Так при $\zeta > 0$ разность $f_c(\zeta_2) - f_c(\zeta_1) = \ln n_2 + 10(n_2 - 1)(z_1/L^*)$. Таким образом, (6.8) и (6.9) позволяют при заданных (измеренных) Δc и ΔT определить Q_0 и L^*/z_1 , а затем по первой формуле (6.7) — скорость трения u_* .

Номограммы для определения u_* и Q_0 по этой методике изображены на рис. 21.11 и 21.12. При этом принято $z_1 = 0,5$ м и $z_2 = 2$ м (т. е. $n_2 = 4$), $c_p = 1006$ Дж/(кг·К) и $\rho_0 = 1,3$ кг/м³. Поток тепла при неустойчивой стратификации ($\Delta T < 0$) монотонно увеличивается с ростом Δc и $|\Delta T|$. При $\Delta T > 0$ (устойчивая стратификация) рост Δc также ведет к увеличению $|Q_0|$. Однако зависимость Q_0 от ΔT в этом случае более сложная: при малых Δc увеличение ΔT приводит не к росту (как при больших Δc), а к уменьшению $|Q_0|$. Такую зависимость Q_0 от ΔT можно объяснить влиянием устойчивости на турбулентный обмен: последний при усилении устойчивости резко уменьшается, вследствие чего $|Q_0|$ также уменьшается.

Преимущество рассмотренного способа определения Q_0 состоит в том, что при его применении не нужны сведения о параметре шероховатости. Однако способу присущ и недостаток. Разность скоростей ветра Δc измеряется со значительно большей погрешностью, чем сама скорость на определенном уровне. По этой причине целесообразно ввести в расчетные формулы скорость ветра c_3 на некотором уровне $z_3 = n_3 z_1$, расположенном между уровнями z_1 и z_2 (здесь n_3 — целое число). С этой целью формулу (6.4) запишем в несколько ином виде, а именно введем в нее уро-

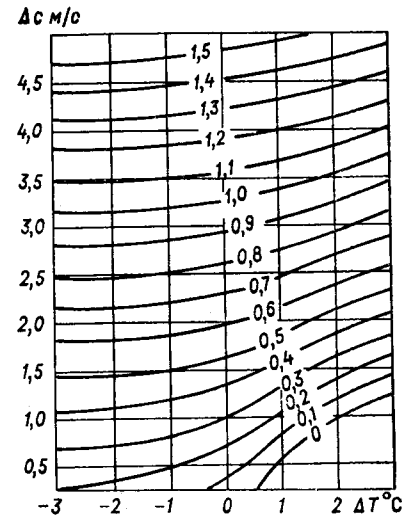


Рис. 21.11. Номограмма для расчета скорости трения u_* по измеренным $\Delta T = T_2 - T_1$ и $\Delta c = c_2 - c_1$ (изолинии — u_* в м/с).

вень шероховатости z_0 , на котором скорость ветра обращается в нуль. Тогда выражение для скорости ветра c_3 примет вид

$$c_3 = \frac{u_*}{\kappa} [f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)], \quad (6.10)$$

где

$$\zeta_3 = z_3/L^*, \quad \zeta_0 = \frac{z_0}{L^*} = \frac{z_0}{z_3} \frac{z_3}{L^*}.$$

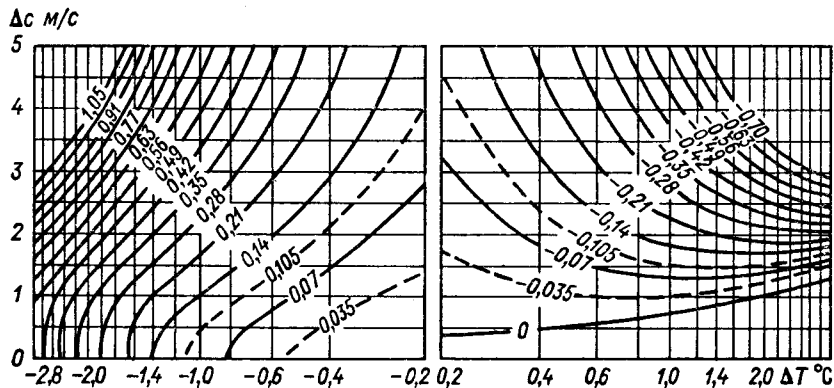


Рис. 21.12. Номограмма для расчета турбулентного потока тепла Q_0 по измеренным $\Delta T = T_2 - T_1$ и $\Delta c = c_2 - c_1$ (кривые — изолинии Q_0 в кВт/м²).

Формулы (6.8) и (6.9) и первая из формул (6.7) при этом принимают вид:

$$\frac{L^*}{z_3} = \frac{c_3^2}{\beta z_3 \Delta T} \frac{f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)}{[f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)]^2}, \quad (6.11)$$

$$Q_0 = -\kappa^2 c_p \rho_0 \frac{c_3 \Delta T}{[f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)] [f_\theta(\zeta_2) - f_\theta(\zeta_1)]}, \quad (6.12)$$

$$u_* = \frac{\kappa c_3^2}{f_c(\zeta_3) - f_c(\zeta_0)}. \quad (6.13)$$

Из анализа этих формул следует, что безразмерное отношение $u_*/c_3 = \alpha_u$, называемое коэффициентом трения, коэффициент теплообмена $\alpha_T = -Q_0/(c_p \rho_0 c_3 \Delta T)$ и отношение L^*/z_3 зависят при заданных $n_2 = z_2/z_1$, $n_3 = z_3/z_1$ только от двух безразмерных параметров:

$$B = \frac{g}{T_1} \frac{z_3 \Delta T}{c_3^2}, \quad \eta_0 = \frac{z_0}{z_3}. \quad (6.14)$$

Параметр B представляет собой аналог числа Ричардсона

$$Ri = \frac{g}{T} = \frac{\partial \theta / \partial z}{(\partial c / \partial z)^2}, \quad (6.15)$$

записанного в конечно-разностном виде (производные заменены конечными разностями).

Наряду с обычным числом Ричардсона в теории используется динамическое число Ричардсона $Ri = \alpha Ri$, где $\alpha = k_T/k$ (k_T — коэффициент турбулентной теплопроводности, вообще говоря, отличающийся от коэффициента турбулентности k).

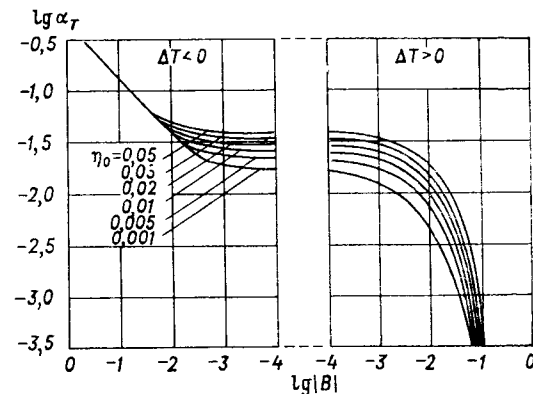


Рис. 21.13. Номограмма для расчета коэффициента теплообмена α_T по значениям B и η_0 (при $z_3 = 2z_1$ и $z_2 = 4z_1$).

Первая номограмма для определения α_T по рассмотренной методике была построена А. Б. Казанским и А. С. Мониним. На рис. 21.13 воспроизведена более поздняя номограмма, построенная на основе уточненных коэффициентов в формуле (6.6). Порядок пользования номограммой следующий.

1. По измеренным на высотах $z_2 = 2z_3$ и $z_1 = z_3/2$ температурам T_2 и T_1 и по измеренной на высоте z_3 скорости ветра c_3 рассчитываем значение B , а затем $\lg|B|$.

2. При известном значении z_0 находим $\eta_0 = z_0/z_3$.

3. По $\lg|B|$, отложенному на оси абсцисс, с учетом стратификации приземного слоя (правая часть номограммы соответствует устойчивой стратификации, $\Delta T > 0$, левая — неустойчивой, $\Delta T < 0$) и η_0 (на номограмме проведены кривые равных значений η_0) отсчитываем на оси ординат $\lg \alpha_T$.

4. Зная α_T , находим поток тепла

$$Q_0 = -c_p \rho_0 \alpha_T c_3 \Delta T. \quad (6.16)$$

Подчеркнем, что в качестве уровней z_1 , z_3 и z_2 обычно берутся уровни 0,5, 1 и 2 м; однако можно взять и любые другие три уровня (конечно, в пределах приземного слоя), удовлетворяющих условиям: $z_3 = 2z_1$ и $z_2 = 4z_1$.

Во всех предыдущих рассуждениях, строго говоря, следовало бы вместо температуры T брать потенциальную температуру, но в приземном слое $\Delta\theta \approx \Delta T$ и $\Theta \approx T$.

Скорость испарения. Изложенную методику расчета потока тепла можно использовать также для определения скорости испарения (или потока скрытого тепла). В самом деле, согласно результатам главы 14, скорость испарения с земной поверхности Q'_0 можно представить в виде

$$Q'_0 = -\rho_0 \alpha_s c_3 \Delta s, \quad (6.17)$$

где α_s — коэффициент влагообмена, $\Delta s = s_2 - s_1$ — разность массовых долей пара на высотах z_2 и z_1 . Коэффициенты теплообмена (α_T) и влагообмена (α_s), согласно исследованиям последних лет, практически равны между собой ($\alpha_T = \alpha_s$). Поэтому из формул (6.16) и (6.17) следует:

$$\frac{Q'_0}{Q_0} = \frac{1}{c_p} \frac{\Delta s}{\Delta T} \quad \text{или} \quad \frac{LQ'_0}{Q_0} = \frac{1}{Bo}, \quad (6.18)$$

где $Bo = \frac{c_p \Delta T}{L \Delta s}$ — отношение Боуэна, L — удельная теплота парообразования. Таким образом, если по номограммам определен поток явного тепла Q_0 , а по данным измерений температуры и влажности — отношение Боуэна, то по формуле (6.18) без труда рассчитывается поток скрытого тепла LQ'_0 .

С исследовательских судов производится измерение температуры поверхностного слоя воды T_0 , а также температуры воздуха T_{10} и скорости ветра c_{10} на высоте $z_{10} = 10$ м. В этом случае в формулах (6.11)–(6.13) и (6.17) следует положить: $\Delta T = T_{10} - T_0$, $c_3 = c_{10}$ и $\Delta s = s_{10} - s_0$, при этом s_0 — массовая доля насыщенного пара при температуре T_0 . Параметры B и η_0 также записываются в несколько другом виде:

$$B_{10} = \frac{gz_{10}}{T_0} \frac{\Delta T_v}{c_{10}^2} \quad \text{и} \quad \eta_{10} = \frac{c_{10}^2}{gz_{10}}. \quad (6.19)$$

Здесь $\Delta T_v = T_{10}(1 + 0,608s_{10}) - T_0(1 + 0,608s_0) \approx (T_{10} - T_0) \times \left(1 + \frac{\varepsilon}{Bo}\right)$, где $\varepsilon = 0,608c_p T_0/L$ — практически постоянная величина, близкая к 0,07 (изменяется от 0,064 до 0,078 при изменении T_0 от -10 до 30°C).

В выражение для параметра B_{10} , от которого зависит интенсивность турбулентного обмена, введена разность ΔT_v виртуальных температур на том основании, что ускорение движения тур-

булентных частиц зависит от разности плотностей частицы и окружающего воздуха. Плотность же, согласно уравнению состояния влажного воздуха, связана с виртуальной температурой. Этот эффект существен при высоких температуре и влажности. При установившемся волнении моря параметр шероховатости z_0 пропорционален c_{10}^2 (отсюда и видоизмененное выражение для параметра η_{10}).

Результаты расчета α_T (и равного ему α_s) приведены в табл. 21.1. Согласно данным этой таблицы, коэффициенты α_s и α_T увеличиваются с ростом неустойчивости (уменьшением B_{10}) и скорости ветра.

Таблица 21.1. Значения $\sqrt{\alpha_s} = \sqrt{\alpha_T}$

η_{10}	B_{10}				
	-1	-0,1	0	0,01	0,1
10	0,115	0,073	0,061	0,053	0
1	0,067	0,047	0,042	0,037	0
0,1	0,050	0,036	0,033	0,028	0
0,01	0,039	0,029	0,027	0,024	0

7 Смерчи и пыльные бури

Смерчи (называемые также тромбами или торнадо) представляют собой одно из грозных разрушительных явлений природы. Оно достаточно широко распространено в низких (тропических) широтах, прежде всего, в Америке. В умеренных широтах явление это наблюдается реже, но и здесь смерчи обладают большой разрушительной силой: вырывают с корнем деревья, срывают крыши и разрушают постройки, переносят на значительные расстояния (иногда до нескольких километров) различные предметы, деревья, животных (в том числе лошадей и коров) и нередко людей.

По внешнему виду смерч напоминает воронку с отростком, который извиваясь опускается из грозового облака и часто достигает поверхности суши или воды; навстречу ему поднимается столб пыли или водяных брызг. Форма смерчей разнообразная.

Смерч — это вихрь, в котором воздух вращается со скоростью до 100 м/с и более, в северном полушарии — преимущественно против часовой стрелки. Диаметр смерча на водной поверхности составляет 50—200 м, на суше — 100—1000 м (иногда до 2 км); путь, проходимый смерчем от момента зарождения до исчезновения, изменяется от десятков до сотен километров.

Видимая высота смерча 800—1500 м. Наряду с очень сильным вращением в горизонтальной плоскости воздух совершает винтообразное восходящее движение, под влиянием которого внутри смерча конденсируется водяной пар, образуя облако.

Давление воздуха в смерче в связи с влиянием центробежной силы понижено, чем объясняется всасывающее действие смерча. Отмечены случаи подъема воды сплошным столбом до высоты 6 м. Если вспомнить, что давление всего атмосферного столба способно поднять воду лишь на 10 м, то станет очевидным, как значительно разрежение воздуха внутри смерча. Нередко в зданиях, оставшихся ненарушенными после прохождения смерча, все стекла выдавлены изнутри.

Проходя над водной поверхностью, смерчи всасывают большие массы воды, а вместе с ней рыб, лягушек, медуз, растения. После выхода на сушу вращение в вихревом кольце смерча, как правило, ослабевает, и вода вместе с вовлеченными представителями флоры и фауны выпадает на землю в виде ливня, иногда катастрофического.

Таково происхождение многочисленных, наблюдавшихся в разных странах, дождей с рыбами, лягушками, медузами, растениями.

Из очень большого числа смерчей, последствия которых описаны в литературе, приведем сведения лишь о некоторых из наблюдавшихся в нашей стране.

В июне 1927 г. под Серпуховым, недалеко от Москвы, смерч прошел над небольшим озером. Он вобрал в свой гигантский хобот почти всю воду озера вместе с рыбой и другими животными. В нескольких километрах от озера прошел ливень, с которым выпало на землю и все извлеченное смерчем из озера.

Самый, пожалуй, удивительный случай произошел в июне 1940 г. в пос. Мещеры Горьковской области. Здесь во время грозы выпали на землю серебряные монеты (к тому же старинные, конца 16 в.). Они были извлечены смерчем из зарытого не очень глубоко клада и подняты в грозовое облако.

В августе 1969 г. в Киевской области пронесшийся смерч (сопровождаясь ливнем, грозой и градом) повредил сотни строений, деревьев, линий электропередачи; от скотного двора стометровой длины остались одни развалины, а крышу унесло; телегу с грузом вместе с парой лошадей подняло на несколько метров (лошади при падении погибли), грушевое дерево смерч вырвал с корнями и перенес на 700 м.

В июле 1974 г. в Харькове смерч и шквалистый ветер сломали и выкорчевали несколько десятков тысяч деревьев, сорвали крыши, выдавили наружу витрины, снесли киоски, будки. В среднем на Украине наблюдается примерно по два смерча в год, однако в отдельные годы их бывает по 5—8, главным образом в середине лета.

В более низких широтах смерчи возникают значительно чаще: в США, например, за последние 50 лет отмечено 17 тыс. смерчей, от них ежегодно в среднем погибает более 100 чел., ущерб в отдельные годы достигает 2 млрд. долларов.

Близкими к смерчам по строению (но меньше по размерам) являются часто наблюдаемые в пустынях, полупустынях и степях пыльные вихри. Они возникают в солнечные дни, когда на сильно нагретую сухую почву поступает относительно холодный воздух. Вихри имеют вид пылевых столбов до нескольких десятков метров в диаметре, расширяющихся в виде воронки на высоте нескольких метров (иногда — десятков метров). Траектории движения вихрей, как правило, — довольно сложные кривые, но в целом они движутся в направлении общего переноса воздуха в нижнем слое атмосферы.

Несравнимо больше пыли и песка поступает в атмосферу во время пыльных бурь. Это — сильный сухой ветер, способный поднять с незакрепленной растительностью иссушенной почвы огромные массы пыли и песка и перенести ее на значительные расстояния. Цвет пыли, переносимой ветром при буре, может быть черным (на черноземах), красным (на почвах, содержащих окислы железа), бурым (на суглинках) или белым (на солончаковых почвах). Пыльные бури охватывают огромные площади пустынь и полупустынь в Африке, Азии, Америке.

При скорости ветра 4—6 м/с сначала поднимаются в воздух небольшие очаги пыли. При дальнейшем усилении ветра эти очаги объединяются в потоки шириной по 3—5 км, которые в свою очередь, расширяясь, сливаются в более мощные потоки пыли и песка. Вверх эти потоки распространяются до высоты от сотен метров до нескольких километров (16 января 1968 г. при скорости ветра 34 м/с высота облака пыли, принесенного в район Ашхабада из Ирана, достигла 9 км; при этом на каждый гектар земли выпало 20—30 т пыли).

Из крупнейшего очага пыли — пустыни Сахара — пассатными ветрами каждое лето выносятся в Атлантический океан от 60 до 200 млн. т пыли (эта часть океана из-за сильной замутненности атмосферы получила название моря Мрака). За один день в мае 1934 г. в США было поднято и унесено около 300 млн. т чернозема.

В СССР пыльные бури наблюдаются в пустынях Средней Азии (Каракумы, предгорья Копетдага, северное и восточное побережья Каспийского и северо-восточное побережье Аральского морей), а также в полупустынных и степных районах Казахстана и Европейской части Союза.

Пыльные бури наносят большой материальный ущерб (прежде всего, сельскому хозяйству) и сильно загрязняют атмосферу. Концентрация пыли в атмосфере во время пыльных бурь увеличивается в сотни и тысячи раз не только по сравнению с сельской

местностью, но и с городами. Так, в феврале 1969 г. при пыльной буре на Украине, охватившей площадь 300 тыс. км², концентрация пыли достигла 13 г/м³, при этом высота пылевого облака составила 1 км.

В Советском Союзе пыльные бури и очень сухие ветры (суховей) ежегодно наносят сельскому хозяйству значительный ущерб.

В нашей стране начало работ по изучению атмосферного электричества было положено М. В. Ломоносовым.

Атмосферное электричество привлекает внимание не только метеорологов и геофизиков, но также геологов, работников связи, авиации, инженеров-высоковольтников, врачей и многих других.

П. Н. Тверской (1949 г.)

Раздел VI

Оптические и электрические явления в атмосфере

Глава 22. Оптика атмосферы

Яркость, поляризация и форма небесного свода. Освещенность земной поверхности. Видимость в атмосфере. Оптические явления в облаках и осадках. Рефракция света в атмосфере. Оптические характеристики облаков, туманов и осадков. Загрязнение атмосферы, видимость, дымки, смоги и туманы в больших городах

Глава 23. Атмосферное электричество

Ионизация атмосферы. Электрическое поле тропосферы. Механизм образования электрических зарядов в грозовых облаках. Электрическое поле и условия возникновения молний в грозовых облаках. Статистические характеристики гроз. Структура грозового облака. Рост града. Электрическое поле верхних слоев атмосферы Земли

Глава 22 Оптика атмосферы¹

Многообразные оптические явления возникают при распространении в атмосфере электромагнитных волн оптического диапазона (0,39—0,76 мкм). Особенностью световых волн является их воздействие на глаз человека, воспринимаемое как ощущение света.

На световоспринимающей оболочке глаза человека (сетчатке) имеются два типа мельчайших светочувствительных элементов: колбочки (их число около 7 млн.) и палочки (их число около 130 млн.). Колбочки расположены в центре сетчатки; они способны различать цвета и работают при достаточном уровне освещения — днем. Поэтому дневное зрение называют центральным и хроматическим. Палочки располагаются в основном по периферии сетчатки и не различают цветов. Они способны реагировать на слабые световые потоки и работают в основном ночью. Ночное зрение называют поэтому периферическим и ахроматическим. В сумерки происходит переключение с одного зрительного аппарата на другой.

В оптике атмосферы используются величины, хотя и близкие по содержанию, однако несколько отличающиеся от введенных в главах 6—8 энергетических характеристик лучистой энергии. Так, световой поток по содержанию аналогичен потоку лучистой энергии. Но если последний характеризует излучение и перенос лучистой энергии безотносительно к производимым ею воздействиям (в частности, на глаз человека), то *световой поток* определяется только той частью потока радиации, которая вызывает световые ощущения, более точно — оказывает действие на приемник света с известной *относительной спектральной световой эффективностью излучения* $V(\lambda)$.

Световой поток Φ_c связан со спектральной плотностью F_λ потока радиации соотношением

$$\Phi_c = K_m \int_0^\infty F_\lambda V(\lambda) d\lambda,$$

где $K_m \approx 683$ лм/Вт — максимальное значение $V(\lambda)$, наблюдаемое при $\lambda = 0,555$ мкм. Единица светового потока — люмен (лм).

¹ Параграфы 1, 2, 4 и 5 этой главы написаны канд. геогр. наук

С. В. Зверевой, п. 3 — ею совместно с автором.

Под *яркостью* в данном направлении понимают световой поток, испускаемый единичной поверхностью, перпендикулярной этому направлению, в единичный телесный угол. Единица яркости — лм/(м²·ср).

Между яркостью (B) и спектральной плотностью энергетической яркости (J_λ) существует такая же связь, как и между Φ_c и F_λ :

$$B = K_m \int_0^\infty J_\lambda V(\lambda) d\lambda.$$

1 Яркость, поляризация и форма небесного свода

1.1. Яркость небесного свода. Яркость небесного свода, так же как и его цвет, определяется условиями рассеяния солнечного света в атмосфере. К таким условиям относятся: прозрачность атмосферы, вид индикатрисы рассеяния, положение Солнца на небесном своде, а также отражательные свойства подстилающей поверхности.

Отметим основные особенности распределения яркости по небосводу на основании данных непосредственных измерений яркости неба, которые находятся в качественном согласии и с результатами теории.

Основной максимум яркости, связанный с сильной вытянутостью индикатрисы аэрозольного рассеяния, всегда наблюдается около Солнца в виде *околосолнечного ореола*. Ореол представляет собой яркое кольцо вокруг солнечного диска с угловым радиусом 10—12°, наблюдаемое на безоблачном небе. Чем крупнее частицы аэрозоля в атмосфере и чем больше их концентрация, тем ярче околосолнечный ореол.

Второй максимум яркости неба — пригоризонтный — возникает за счет увеличения массы атмосферы, участвующей в рассеянии, при приближении луча зрения к горизонту. Минимум яркости неба находится в вертикале Солнца, в так называемом *солнечном зените*, т. е. в точке, отстоящей от Солнца на угол 90° при положении Солнца на горизонте и на несколько меньший угол при увеличении высоты Солнца. На рис. 22.1 изображено распределение яркости неба в солнечном вертикале. Здесь в точке O находится наблюдатель, а длина отрезков между O и точкой на кривой пропорциональна яркости небесного свода в заданном направлении. Яркость той части неба, где находится Солнце (оно изображено звездочкой), в целом значительно больше яркости противоположной части небосвода.

При высокой прозрачности атмосферы и малом альбедо подстилающей поверхности основную роль в создании яркости неба

играет рассеяние первого порядка. При увеличении мутности атмосферы существенно возрастает роль многократного рассеяния света. Например, при большой прозрачности атмосферы ($P \geq 0,85$) вклад вторичного рассеяния в яркость неба, особенно в длинноволновой области спектра и вдали от горизонта, составляет всего несколько процентов. При коэффициенте прозрачности 0,6—0,7 этот вклад превышает 50%. В ультрафиолетовой области спектра, где $P \approx 0,2$ и меньше, даже при хорошей прозрачности атмосферы многократное

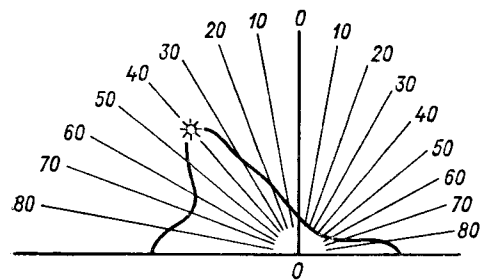


Рис. 22.1. Распределение яркости по небесному своду в вертикале Солнца.

рассеяние вносит определяющий вклад в яркость и ее распределение по небосводу. Заметную роль в увеличении яркости неба играет свет, отраженный от земной поверхности, если ее альbedo велико, например, при наличии снежного покрова. Над открытыми водными поверхностями в полярных районах небо заметно темнее, чем над снежными или ледяными. По измерениям около Шпицбергена средняя яркость «водяного» неба при облаках слоистых форм составляет 40—44% яркости «снежного» неба, а яркость безоблачного «водяного» неба при высоте Солнца 30° составляет только 20% яркости «снежного» неба.

Яркость рассеянного света измеряется с помощью фотометров не только на поверхности Земли, но и на различных высотах с помощью приборов, устанавливаемых на летательных аппаратах (самолетах, аэростатах, ракетах, космических кораблях). Кроме прямых методов измерений, привлекаются так называемые косвенные методы оптического зондирования атмосферы. Сущность их сводится к тому, что измеряется или яркость рассеянного света, поступающего с различных высот от искусственно созданных потоков света (прожекторное, лазерное зондирование), или яркость небесного свода по мере погружения Солнца под горизонт в период сумерек (сумеречное зондирование), или по данным измерений яркости с летательных аппаратов (космических кораблей, самолетов). В результате удается определить различные оптические характеристики атмосферы и их распределение по высоте.

На рис. 22.2 приведен вертикальный профиль объемного показателя рассеяния k , построенный по данным прожекторного и сумеречного методов зондирования атмосферы и по измерениям летчика-космонавта Г. Т. Берегового с космического корабля «Союз-3». С увеличением высоты, поскольку k пропорционален плотности воздуха ($k = \alpha\rho$), объемный показатель по всем дан-

ным убывает; однако значения k , полученные разными методами, на некоторых уровнях различаются в 2—3 раза и более. Такое расхождение в значительной степени объясняется большой пространственной и временной изменчивостью аэрозоля, вклад которого в рассеяние, как показывает рис. 22.2, на всех высотах превосходит молекулярное рассеяние (обратим внимание на то, что масштаб оси k — логарифмический). Известную роль играют ошибки измерения, равно как и неточность методов решения обратных задач.

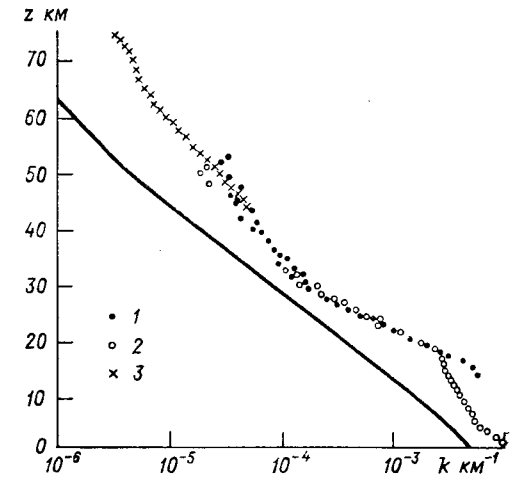


Рис. 22.2. Вертикальные профили объемного показателя рассеяния атмосферы, полученные различными методами.

1 — наблюдения с ПКК «Союз-3», 2 — прожекторное зондирование, 3 — сумеречный метод. Сплошная кривая — значения показателя молекулярного рассеяния.

Следует обратить внимание на увеличение показателя рассеяния вблизи уровня 19 км. Здесь расположен слой с повышенной концентрацией аэрозоля. Анализ проб показал, что аэрозоль состоит преимущественно из соединений серы. Этот слой вносит наибольший вклад в рассеяние света в период сумерек (см. п. 2), и поэтому его нередко называют *сумеречным слоем*.

1.2. Поляризация света, рассеянного атмосферой. Наблюдения в атмосфере показали, что вывод Рэлея о распределении степени поляризации рассеянного света, вытекающий из формулы (2.5) гл. 6 полностью не оправдывается. Во всех случаях максимумы поляризации рассеянного света наблюдаются в направлениях, перпендикулярных падающему свету, однако степень поляризации никогда не достигала 100%. За многолетний период наблюдений максимальная степень поляризации составила в Павловске 82%, на Урале 84%, в Крыму (Ай-Петри) 85% и т. д. Причинами такого снижения поляризации являются так называемые *деполяризующие факторы*, постоянно действующие в атмосфере и не учитываемые теорией Рэлея: многократное и аэрозольное рассеяние света, анизотропия строения молекул и др.

Степень поляризации небосвода согласно формуле (2.5) гл. 6 равна нулю в направлении на Солнце ($\phi = 0^\circ$) и на антисолярную точку ($\phi = 180^\circ$), максимум поляризации наблюдается в солнечном зените ($\phi = 90^\circ$).

В действительности картина распределения поляризации на небесном своде значительно сложнее. На небе имеются не две, а четыре точки, в которых степень поляризации равна нулю. Эти нейтральные точки носят название точек Араго (A), Бабины (Ba), Брюстера (Br) и точки IV. Все нейтральные точки располагаются вблизи плоскости солнечного вертикала: Ba и Br над и под Солнцем, A и IV над и под антисолярной точкой (рис. 22.3).

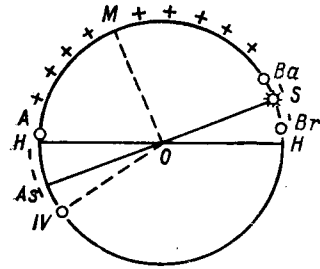


Рис. 22.3. Положение нейтральных точек.

Расстояние нейтральных точек от Солнца и антисолярной точки изменяется от 12 до 30° в зависимости от высоты Солнца, прозрачности атмосферы, альbedo подстилающей поверхности и длины волны света. При увеличении мутности атмосферы или альbedo подстилающей поверхности, а также при приближении Солнца к горизонту, нейтральные точки удаляются от Солнца и антисолярной точки. В окрестностях Солнца и антисолярной точки (между соответствующими нейтральными точками) электрический вектор располагается в плоскости рассеяния, т. е. под углом 90° к предсказываемому теорией Рэлея — это так называемая отрицательная поляризация. В остальных точках вертикала Солнца поляризация положительная (электрический вектор лежит в плоскости, перпендикулярной рассеянию).

1.3. Форма небесного свода. Если находиться на открытой местности, например в поле или в море, то легко обнаружить, что небесный свод не является полусферой. Скорее он имеет вид опрокинутой чаши, т. е. небосвод как бы приплюснут в вертикальном направлении.

За меру сплюснутости небосвода принимают высоту над горизонтом точки, которая делит пополам дугу небосвода от зенита до горизонта. На рис. 22.4 наблюдатель находится в точке O. Пробегая взглядом по небу от зенита (Z) до горизонта (H), он отыскивает на глаз точку M, расположенную так, чтобы отрезки дуги ZM и MH были равны. Затем измеряется угловая высота точки M,

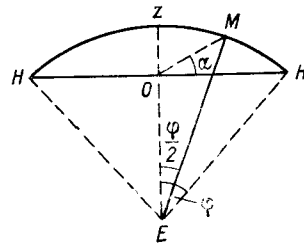


Рис. 22.4. Сплюснутость небесного свода.

т. е. угол α . Следует подчеркнуть, что на глаз пополам делить надо именно дугу ZH, а не угол ZOH.

Если бы небо было полусферой, то угол α равнялся 45° . В действительности α значительно меньше ($18-30^\circ$).

Сплюснутость небосвода зависит от освещенности атмосферы и земной поверхности. Среднее значение α равно 22° днем, примерно 27° в лунную ночь и увеличивается до 30° в безлунную ночь. При сплошной облачности α больше, чем при ясном небе.

Такая форма небосвода является причиной возникновения ряда оптических обманов. Прежде всего зрительно переоцениваются угловые высоты над горизонтом всех объектов и явлений, наблюдаемых на небосводе: Солнца, Луны, звезд, полярных сияний, облаков, высот загорания метеоритов и др. Например, облако находится над горизонтом на высоте 5, 10 и 30° , а кажется, что его высота соответственно равна примерно 13, 25 и 55° . На широте Ленинграда летом в полдень максимальная высота Солнца не бывает более 54° , а кажется, что Солнце находится в полдень почти в зените. Кроме того, увеличенными кажутся угловые размеры предметов, находящихся у горизонта, и уменьшенными — предметов, находящихся выше 35° . Солнце у горизонта кажется в 2,7 раза, Луна в 2,2 раза, созвездия примерно в 2 раза больше своих истинных угловых размеров. В то же время, когда эти светила находятся вблизи зенита, они кажутся вдвое меньше, чем есть в действительности.

При визуальных наблюдениях за облаками их количество переоценивается, если они находятся преимущественно у горизонта и, наоборот, недооценивается, если они находятся в околоразенитной части небосвода. Переоценка в среднем составляет 26%, если количество облаков изменяется от 38 до 75%, и может достигать 60% при дальнейшем увеличении количества облаков.

Кажущееся увеличение размеров и высот объектов, наблюдаемых у горизонта, отчасти можно объяснить тем, что они проектируются на небосвод, как на экран, по разному удаленный от нас в связи со сплюснутостью неба. Угловые размеры Солнца, Луны и других объектов, естественно, остаются одними и теми же при любом их положении на небосводе. На рис. 22.5 изображена Луна при разных высотах над горизонтом. Угловой диаметр Луны ($32'$) всюду один и тот же, однако проекция Луны на далекий экран (у горизонта) больше, чем ее проекция на близкий экран — в зените. В действительности как форма небесного свода, так и кажущееся увеличение предметов у горизонта объясняется психо-

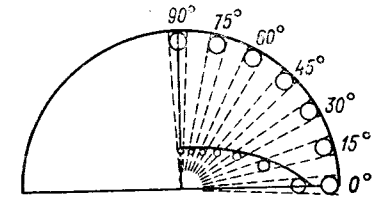


Рис. 22.5. К объяснению кажущегося увеличения Луны у горизонта.

физиологическими особенностями нашего зрения. Если смотреть вверх, не поднимая головы, то все предметы кажутся нам уменьшенными по сравнению с тем, какими они кажутся нам на таком же горизонтальном расстоянии.

2 Освещенность земной поверхности

Под естественной *освещенностью* земной поверхности (равно как и любых других предметов) понимают падающий на единицу этой поверхности световой поток, создаваемый прямой и рассеянной солнечной радиацией днем или другими источниками освещения земной поверхности ночью. Единица освещенности — люкс (лк)¹.

Освещенность прямым солнечным светом изменяется в широких пределах: от 0 в моменты восхода или захода Солнца до нескольких десятков килолюксов в околополуденное время летом (обычно не более 120 клк). Диапазон изменения освещенности рассеянным светом значительно меньше. Она составляет около 0,5 клк в моменты восхода или захода Солнца и возрастает до 13—15 клк в околополуденные часы.

Рассмотренное в гл. 6 влияние высоты Солнца, прозрачности атмосферы и других факторов на прямую, рассеянную и суммарную радиацию, а также формы облаков и альбедо подстилающей поверхности на рассеянную и суммарную радиацию справедливо и по отношению к прямой, рассеянной и суммарной освещенности. Суммы освещенности прямым и рассеянным светом, а также суммарной освещенности, составленные за различные интервалы времени (час, день, декаду, месяц, вегетационный период, год), характеризуют *световой климат* данного района.

Освещенность земной поверхности пропорциональна падающему на нее потоку солнечной радиации. Отношение освещенности к одновременно измеренному потоку солнечной радиации называют *световым эквивалентом радиации*. В табл. 22.1 приведены значения этого эквивалента отдельно для прямой и суммарной радиации. Для рассеянной радиации световой эквивалент для всех высот Солнца равен 117 клк·м²/кВт при облачности 0—6 баллов и 103 клк·м²/кВт при облачности 7—10 баллов. Для приближенных оценок (с погрешностью около 10%) можно пользоваться одним значением светового эквивалента при любых облаках и всех высотах Солнца больше 10°: 93 — для прямой, 100 — суммарной и 107 клк·м²/кВт — рассеянной радиации.

¹ 1 лк равен освещенности поверхности 1 м² при падающем на нее световом потоке в 1 люмен (лм).

Таблица 22.1. Световой эквивалент (клк·м²/кВт) прямой и суммарной радиации

h_{\odot}°	Радиация	
	прямая	суммарная
10—20	75	92
21—30	85	96
31—40	92	98
41—50	96	100
51—75	100	102

Поскольку в рассеянной радиации доля более коротких длин волн больше, чем в прямой, и они воздействуют на глаз сильнее, чем более длинные волны, то и световой эквивалент для рассеянной радиации больше, чем для прямой.

2.1. Сумерки. После захода Солнца освещенность Земли уменьшается сначала очень быстро, затем медленнее и постепенно переходит в ночную темноту. В связи с наличием атмосферы и ее способностью рассеивать свет переход от дня к ночи совершается не мгновенно, а растягивается на некоторый промежуток времени, называемый сумерками. Различают несколько видов сумерек в зависимости от глубины погружения Солнца под горизонт и соответствующей освещенности земной поверхности.

Сумерки гражданские начинаются с момента захода Солнца и заканчиваются при глубине погружения Солнца на 6—8°. В конце этих сумерек в помещениях надо включать искусственное освещение. На открытом воздухе в конце гражданских сумерек трудно читать даже крупный шрифт. На небе появляются звезды первой величины.

Сумерки морские, или *навигационные*, начинаются с конца гражданских сумерек и заканчиваются при глубине погружения Солнца около 12°. В конце этих сумерек штурманы кораблей не могут ориентироваться по неосвещенным предметам на берегу, должны включаться все опознавательные и сигнальные огни на берегу или на воде (маяки, бакены и т. п.).

Сумерки астрономические начинаются с конца навигационных и заканчиваются при глубине погружения Солнца около 18°, когда сумерки переходят в ночь. Исчезают последние следы зари, на небе видны все звезды.

В табл. 22.2 приведены средние значения освещенности земной поверхности при разных углах погружения Солнца под горизонт.

В период сумерек освещенность земной поверхности изменяется почти в миллиард раз: от 10³—10⁴ лк в начале сумерек до 10⁻⁴—10⁻⁵ лк ночью. Переход к ночи совершается обычно при глубине

Таблица 22.2. Освещенность земной поверхности в сумерки

Время суток	Погружение Солнца под горизонт, °	Освещенность при ясной погоде, лк
День	—	>1000
Сумерки:		
гражданские	0—6	1000—2,5
навигационные	6—12	2,5—0,006
астрономические	12—18	0,006—0,0006
Ночь	>18	<0,0006

погружения Солнца около 18°, но при значительном замутнении атмосферы конец астрономических сумерек затягивается до углов погружения 22—23°.

Продолжительность сумерек зависит от географической широты и времени года. С увеличением широты длительность сумерек увеличивается и на некоторых широтах вечерние и утренние сумерки сливаются — наступают *белые ночи*. Самые длинные сумерки на-

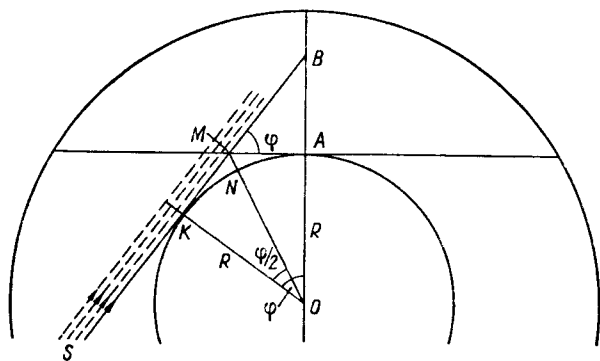


Рис. 22.6. К объяснению сумерек.

людуются в дни летнего и зимнего солнцестояний, а самые короткие — в дни равноденствий. Облака уменьшают освещенность во время сумерек и, чем они плотнее, тем заметнее это уменьшение. При плотных облаках нижнего яруса освещенность снижается примерно на порядок, однако характер ее уменьшения с глубиной погружения Солнца почти не изменяется.

Снежный покров увеличивает освещенность только в начале гражданских сумерек (максимально на 11%), а дальше его влияние практически не сказывается.

Схема освещения земной поверхности в сумерки приведена на рис. 22.6. Поток солнечных лучей *S* касается земной поверхности

в точке *K*, где происходит заход Солнца. Линия *SKB* — *терминатор*, т. е. граница света и тени. Часть атмосферы, лежащая выше терминатора, освещена прямыми солнечными лучами и посылает рассеянный свет во все стороны, в том числе создает освещенность в точке *A*, где находится наблюдатель. Часть атмосферы, лежащая ниже терминатора, находится в тени Земли и в рассеянии света в сумерки не участвует. Центральный угол *KOA* (обозначенный через φ) равен углу погружения Солнца под горизонт наблюдателя. По мере погружения Солнца под горизонт терминатор поднимается над наблюдателем все выше, а часть атмосферы, освещенная солнечными лучами, становится все меньше, вследствие чего освещенность в точке *A* постепенно снижается.

Фазы сумерек можно характеризовать как глубиной погружения Солнца под горизонт, т. е. углами φ , так и высотами $H = AB$ и $h = MN$, на которых находится терминатор над точками *A* и *N*. Высоты *H* и *h* характеризуют слои атмосферы, выключаемые из процесса рассеяния в направлении на зенит и на горизонт наблюдателя.

Из рис. 22.6 следует:

$$H = R (\sec \varphi - 1), \quad (22.1)$$

$$h = R (\sec \varphi/2 - 1), \quad (22.2)$$

где *R* — радиус Земли.

Численные значения *H* и *h*, рассчитанные по этим формулам для конца всех видов сумерек, следующие:

Сумерки	<i>H</i> км	<i>h</i> км
Гражданские	56	12,7
Навигационные	140	38
Астрономические	325	76

Даже после окончания астрономических сумерек слои атмосферы выше 325 км в зените и выше 76 км на горизонте еще освещаются прямыми солнечными лучами и участвуют в освещении земной поверхности ночью.

В связи с необычайно быстрым изменением освещенности сумерки богаты разнообразными, яркими и быстро протекающими оптическими явлениями. Опускаясь к горизонту, Солнце становится менее ярким и начинает изменять свой цвет: от золотистого, желтого, оранжевого до темно-красного. Одновременно окрашивается и небо. Около Солнца оно желтое, а дальше оранжевое. Вдоль горизонта в стороне зашедшего Солнца появляется яркая полоска зари, окраска которой, красная или темно-красная снизу, переходит в желто-оранжевую и зеленовато-голубую наверху. В противоположной Солнцу части неба из-за горизонта поднимается свинцово-серая *тень Земли*, окаймленная розовым поясом. По мере опускания Солнца окраска зари делается насыщеннее и над зарею на высоте 20—25° появляется розовое пятно. Это так

называемый пурпурный свет, наибольшая яркость которого наблюдается при глубине погружения Солнца 4—5°. Вершины снежных гор и облака окрашиваются в пурпурные и алые тона, а если на горизонте есть высокие горы или облака типа Св, то тени от них простираются по ярко окрашенному небу в виде радиальных темных полос (*лучи Будды*). К концу гражданских сумерек тень Земли закрывает значительную часть неба, розовый пояс и пурпурный свет бледнеют и пропадают. Облака, попав в тень Земли, гаснут, становятся серыми. Сохраняется только узкая цветная полоска у горизонта в азимуте зашедшего Солнца — сегмент зари, но и она бледнеет и гаснет к концу астрономических сумерек.

Быстрое изменение освещенности во время сумерек и возможность в любой момент сумерек и в любом направлении точно указать, на какой высоте проходит тень Земли, т. е. какие слои в этот момент выключаются из освещения солнечным светом, делает сумеречные наблюдения ценными для исследования вертикальной оптической структуры атмосферы. Хотя освещена солнечным светом вся атмосфера, лежащая выше терминатора, практически почти весь рассеянный свет поступает от сравнительно тонкого слоя, середина которого располагается на высоте 19—20 км над местом захода Солнца. Этот эффективно рассеивающий слой атмосферы и пучок солнечных лучей, пронизывающий его, называют сумеречными.

С космических кораблей во время сумерек можно наблюдать необыкновенно яркие и красочные оптические явления. Когда корабль находится в области тени Земли и приближается к терминатору, сумеречный горизонт оказывается окруженным необычайно ярким цветным ореолом. Вблизи земной поверхности тона ореола насыщенные: красно-оранжевые цвета плавно переходят в оранжево-желтые и желтые. Затем идет узкая полоска темно-синего цвета пониженной яркости, над нею голубые тона переходят в светло-голубые с белесоватым оттенком, далее черно-фиолетовые переходят в черный цвет космического пространства. Угловая высота ореола около 4° при высоте космического корабля 230—240 км. При наличии облаков картина ореола сохраняется, лишь тона, прилегающие к земной поверхности, становятся пурпурно-красными; в такой же цвет окрашиваются и просветы в облаках.

При углах погружения Солнца под горизонт более 10—11° (для наблюдателя на Земле) сумеречное излучение верхней атмосферы, наблюдаемое над ночным светящимся ореолом, приобретает характерный вид «усов», как бы нависающих симметрично по обе стороны ночного ореола. Это свечение сумеречной атмосферы получило название *эффекта усов*. При пересечении космическим кораблем терминатора эффект усов пропадает.

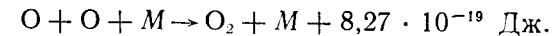
2.2 Освещенность ночью. Луна является главным источником освещения земной поверхности ночью. Освещенность, которую создает полная Луна на перпендикулярной к лучам площадке, рас-

положенной на верхней границе земной атмосферы, составляет около 0,34 лк. Максимальная освещенность земной поверхности, которую может создать полная Луна, находящаяся в зените, на горизонтальной площадке при средней прозрачности атмосферы составляет всего около 0,25 лк. В первой и последней четвертях освещенность, создаваемая Луной, около 0,03—0,04 лк.

Общий свет, поступающий на земную поверхность от ночного неба (в отсутствии Луны), называют *свечением ночного неба*. Свечение ночного неба включает: 1) собственное свечение атмосферных газов, называемое *ночным свечением атмосферы*, излучение полярных сияний, а также солнечного света, рассеянного верхними слоями атмосферы; 2) свет звезд; 3) свет, рассеянный межпланетной (зодиакальный свет) и межзвездной (галактический свет) пылью.

Ночное свечение атмосферы — это свечение газов, входящих в состав воздуха на высотах от 80—100 до 250—300 км. Спектр свечения состоит из большого числа линий и полос в видимой и близкой инфракрасной областях спектра, а также слабого непрерывного спектра в области 0,595—0,630 мкм. Наиболее яркими в видимой части спектра являются линии атомного кислорода (зеленая с $\lambda=0,558$ мкм и две более слабые красные с λ , равными 0,630 и 0,636 мкм) и линия натрия ($\lambda=0,595$ мкм). Имеются линии и полосы следующих газов: N, N₂, O₂, NO, NO₂ и других, а также ионов этих атомов и молекул.

Ночное свечение атмосферы вызывается фотохимическими процессами, происходящими на указанных высотах. Днем под действием ультрафиолетовой радиации Солнца ($\lambda < 0,175$ мкм) происходит диссоциация молекул кислорода на атомы: O₂ → O + O. В сумерки и ночью диссоциация кислорода прекращается и начинает преобладать процесс соединения атомов в молекулы с выделением квантов энергии. Эта выделяющаяся энергия и расходуется на возбуждение свечения атомов и молекул воздуха, имеющихся на этих высотах. Более вероятной считается реакция, происходящая при тройных соударениях:



Третья частица M (ею может быть любой атом или молекула, линии и полосы излучения которых имеются в спектре свечения атмосферы) принимает на себя квант энергии и, возбуждаясь, создает свечение. Процесс диссоциации кислорода на атомы и последующего соединения атомов в молекулы происходит в основном на высотах 80—100 км. Возможны и многие другие реакции с участием других атомов и молекул, а также их ионов (O⁺, O₂⁺, NO⁺ и др.). Реакции с участием ионов происходят на высотах 250—300 км.

Общая освещенность земной поверхности в безлунные ночи при безоблачной погоде изменяется от 0,0005 до 0,001 лк. В пасмурную

дождливую погоду освещенность уменьшается в 10 раз и более. В больших городах за счет искусственных источников света, рассеянного облачным покровом, освещенность земной поверхности может достигать 1 лк.

Вклад основных составляющих свечения ночного неба в освещение земной поверхности в среднем за ночь приблизительно следующий: ночное свечение атмосферы 45 %, свет звезд 30 %, зодиакальный и галактический свет около 25 %.

3 Видимость в атмосфере

3.1. Общие сведения о видимости в атмосфере. Учение о видимости представляет собой комплексное исследование закономерностей зрительного восприятия различных объектов на местности и сигнальных огней.

Задача определения дальности видимости разнообразных предметов и огней имеет большое прикладное значение. В решении этой задачи заинтересованы работники всех видов транспорта и в первую очередь авиации. Для наземного транспорта важно знать видимость на шоссе на дорогах, на улицах больших городов, оптимальные условия освещения для обеспечения видимости дорожных знаков и сигнальных огней. Для морского и речного транспорта необходимы сведения о видимости различных объектов на берегу, а также сигнальных огней. Наибольшие требования к надежному определению дальности видимости предъявляет авиация, поскольку взлет самолетов и особенно их посадка осуществляются в основном с помощью визуального наблюдения взлетно-посадочной полосы или сигнальных огней на ней.

Большое значение приобретает задача определения наклонной дальности видимости наземных объектов с космических кораблей и спутников.

Дальность видимости даже очень больших и высоких предметов на земной поверхности всегда ограничена. В самых идеальных условиях наблюдения при увеличении расстояния предметы перестают быть видимыми, поскольку скрываются за горизонтом в силу шарообразности Земли.

Дальность видимости, обусловленная только геометрическими параметрами (радиусом кривизны Земли, высотой предмета и наблюдателя) называется *геометрической (геодезической) дальностью видимости*.

На рис. 22.7 наблюдатель находится в точке A на высоте z_n и определяет геометрическую дальность видимости предмета, находящегося: 1) в точке B на земной поверхности и 2) в точке C на некоторой высоте z_{np} над земной поверхностью. Геометрическая дальность видимости (D_0) данного предмета в первом случае

равна AB и во втором $AB + BC$. Из треугольника AOC для общего второго случая находим

$$D_0 = \sqrt{2Rz_n} + \sqrt{2Rz_{np}} = 3,57(\sqrt{z_n} + \sqrt{z_{np}}). \quad (3.1.1)$$

Формула (3.1.1) получена в предположении прямолинейного распространения света в атмосфере. В действительности световой луч из точки A под влиянием рефракции (см. п. 5) пойдет по дуге AB' и последняя точка, которую увидит наблюдатель на земной поверхности, будет не B , а B' . Рефракция увеличивает геометриче-

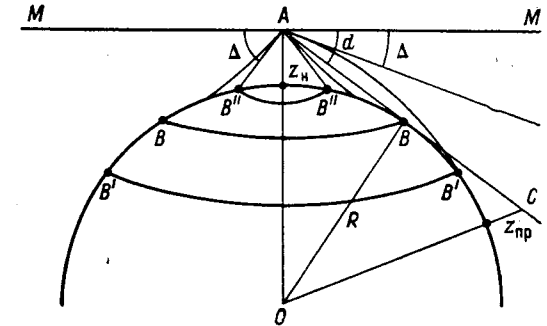


Рис. 22.7. К определению геометрической (геодезической) дальности видимости и влияния рефракции на положение горизонта.

MAM — горизонтальная плоскость, BB' — геометрический горизонт, $B'B''$ и $B''B''$ — видимые горизонты при рефракции, d — геодезическая депрессия горизонта, Δ — депрессия горизонта при рефракции.

скую дальность видимости при нормальных условиях у земной поверхности в среднем на 6—7 %. Поэтому формула (3.1.1) для геометрической дальности видимости D записывается в виде

$$D = 3,82(\sqrt{z_n} + \sqrt{z_{np}}) \quad (3.1.2)$$

(z_n и z_{np} — в метрах, D — в километрах).

Нередко геометрическая дальность видимости объекта велика, но объект не виден, поскольку закрывается (экранируется) впереди стоящим более высоким предметом. Поэтому помимо геометрической дальности видимости введены также понятия дальности открытия предмета и дальности открытия горизонта, учитывающие не только геометрические параметры, но и топографию местности.

Часто дальность открытия горизонта велика, однако предметы, находящиеся в поле зрения (выше горизонта), все же не видны. Известно много причин, приводящих к ограничению или потере видимости предметов. Перечислим факторы, влияющие на дальность видимости любых объектов, объединив их в пять основных групп.

1. Свойства наблюдаемых предметов: их размеры, форма, яркость, цвет, состояние поверхности (сухая, мокрая, шероховатая и т. п.).

2. Свойства фона, на который проектируются предметы: яркость, цвет.

3. Прозрачность воздуха: она может быть уменьшена дымкой, туманом, мглой, выпадающими осадками.

4. Условия наблюдения объектов: время суток (освещенность), облачность (однородная, «пятнистая»).

5. Свойства аппарата (приемника), с помощью которого ведется наблюдение: глаза человека, фотоэлемента, фотопленки и пр. При визуальном наблюдении — это пороговые характеристики глаза человека: пороги чувствительности глаза к яркостному и цветовому контрастам, острота зрения.

Различают *горизонтальную дальность видимости*, когда ведется наблюдение за объектом, находящимся на земной поверхности, и *наклонную дальность видимости*, когда дальность видимости наземных объектов определяется с самолета или другого летательного аппарата или, наоборот, с земной поверхности определяется дальность видимости объектов, находящихся в воздухе. *Вертикальная дальность видимости* является частным случаем наклонной.

3.2. Теория горизонтальной дальности видимости. В основе теории дальности видимости предметов лежит понятие об яркостном контрасте. Зрение человека устроено таким образом, что при наблюдении как близких, так и далеких предметов мы видим их только в том случае, когда они отличаются по яркости или по цвету (а обычно по тому и другому) от окружающих предметов. Иными словами, мы видим предметы благодаря наличию яркостного или цветового контраста этих предметов с фоном, на который они проектируются.

Яркостным контрастом K_0 называется отношение абсолютной величины разности яркостей фона V_ϕ и объекта V_o к большей из них:

$$K_0 = |\Delta V|/V.$$

Если объект темнее фона ($V_\phi > V_o$), то $K_0 = (V_\phi - V_o)/V_\phi$; если объект светлее фона ($V_o > V_\phi$), то $K_0 = (V_o - V_\phi)/V_o$. Значение K_0 равно 1, если наблюдаем черный объект ($V_o = 0$) на светлом фоне, и K_0 равно 0, если яркость объекта и фона одинаковы. Чем больше K_0 , тем отчетливее видим объект. По мере уменьшения контраста объект становится видимым все хуже и хуже. Как показывает опыт, объект перестает быть видимым не в тот момент, когда V_o и V_ϕ станут равными, а несколько раньше, когда K_0 еще не достиг нуля. Наименьший яркостный контраст, при котором мы еще отличаем объект от фона, называется *порогом контрастной чувствительности глаза* и обозначается ϵ . Последний представляет собой одну из важнейших пороговых характеристик нашего зрения, определяющих дальность видимости объектов. Порог ϵ — величина переменная, зависящая от характера зрительной задачи, которую решает глаз, от угловых размеров объекта и от условий, в которых находится глаз (освещенность, состояние наблюдателя,

наличие побочных раздражителей и др.). Наиболее типичными являются три зрительные задачи.

1. Ведется наблюдение за объектом, все время находящимся в поле зрения наблюдателя при уменьшении контраста объекта с фоном. Контраст может уменьшаться либо под влиянием увеличения расстояния до объекта, либо вследствие увеличения замутненности атмосферы. При этом объект сначала виден отчетливо, затем менее отчетливо, затем только в виде темного пятна на фоне и, наконец, на некотором расстоянии объект сливается с фоном. То расстояние, на котором наблюдатель перестает отличать объект от фона даже в виде размытого пятна, называется *дальностью исчезновения объекта* $S_{исч}$.

2. Ведется наблюдение за объектом, контраст которого с фоном увеличивается. Сначала контраст меньше порогового значения — объект не виден. Затем по мере увеличения контраста мы обнаруживаем объект хотя бы в виде слабого, едва заметного пятна. Расстояние до объекта в этот момент называется *дальностью обнаружения объекта* $S_{обн}$.

3. Объект приближается к наблюдателю. Сначала он видит его как размытое пятно на окружающем фоне, затем более отчетливо и, наконец, на некотором расстоянии уже может установить, что это за объект. Расстояние до объекта в момент его узнавания называется *дальностью узнавания объекта* $S_{узн}$.

Между тремя названными величинами имеет место следующее соотношение: $S_{исч} > S_{обн} > S_{узн}$.

Объясним причины различия этих дальностей видимости. Во всех трех случаях наблюдался один и тот же объект, на том же фоне, при одинаковых условиях прозрачности и освещения. Различие заключается в зрительной задаче, поставленной перед глазом. Каждая из этих трех дальностей видимости определялась своим порогом контрастной чувствительности глаза. Соотношение между порогом, соответствующими $S_{исч}$, $S_{обн}$ и $S_{узн}$, будет, очевидно, таким: $\epsilon_{исч} < \epsilon_{обн} < \epsilon_{узн}$.

При достаточно хорошем освещении (дневном) и угловых размерах объекта не менее $20'$ принимаются следующие значения порогов: $\epsilon_{исч} = 0,02$ (2%), $\epsilon_{обн} = 0,05$ (5%), $\epsilon_{узн} = 0,07$ (7%). При уменьшении освещения (наступлении сумерек или ночи) или при малых угловых размерах объектов ($< 20'$) все пороги увеличиваются, а значения $S_{исч}$, $S_{обн}$ и $S_{узн}$ соответственно уменьшаются. Приведенные значения порогов контрастной чувствительности глаза являются их наиболее вероятными минимальными значениями. В случаях решения конкретных прикладных задач принимают несколько большие значения ϵ (с запасом).

При рассмотрении дальности видимости далеких объектов можно не принимать во внимание цветовой контраст. Это объясняется тем, что порог чувствительности глаза к цветовому контрасту больше порога контрастной чувствительности глаза. Между

Этими двумя порогами ($\epsilon_{дв}$ и ϵ) расположен так называемый ахроматический интервал, в котором дальность видимости определяется только порогом контрастной чувствительности глаза. Иными словами, цветовые различия перестают восприниматься прежде, чем предмет становится невидимым.

Рассмотрим основные соотношения теории видимости. Яркость наблюдаемого объекта B_o и яркость фона B_ϕ , измеренные в непосредственной близости от них, называются *истинными* или *собственными яркостями*. Если наблюдатель находится на расстоянии l от объекта, то за счет рассеяния света, идущего от объекта и фона, яркости B_o и B_ϕ будут ослаблены (в согласии с законом Бугера) и, когда они дойдут до наблюдателя, будут равны $B_o \exp(-kl)$ и $B_\phi \exp(-kl)$, где k — объемный показатель ослабления света. Кроме того, на яркость объекта и фона накладывается яркость воздушной дымки¹ $B_{доп}$. Поэтому вводится понятие *видимой яркости объекта* B_o^* и *видимой яркости фона* B_ϕ^* , которые можно записать следующим образом:

$$B_o^* = B_o \exp(-kl) + B_{доп}, \quad (3.2.2)$$

$$B_\phi^* = B_\phi \exp(-kl) + B_{доп}. \quad (3.2.3)$$

Обычно дополнительную яркость представляют в виде

$$B_{доп} = B_{макс} [1 - \exp(-kl)]. \quad (3.2.4)$$

Здесь $B_{макс}$ — так называемая *насыщающая* или максимальная яркость, которую создает воздушная дымка в достаточно большом (теоретически бесконечно большом) по горизонтальной протяженности слое воздуха. Вычитаемое $B_{макс} \exp(-kl)$ в (3.2.4) характеризует ослабление яркости при прохождении рассеянным светом расстояния l . Расстояние, на котором достигается $B_{макс}$, существенно зависит от состояния атмосферы. При сильном помутнении (в облаках, туманах, сильной дымке), когда велик показатель k , уже при сравнительно небольших значениях l яркость дымки близка к $B_{макс}$. Соотношение (3.2.4) нередко называют световоздушным уравнением.

Подчеркнем, что рассеяние света в атмосфере играет двоякую роль в изменении видимой яркости объекта и фона. С одной стороны, рассеяние света ослабляет световые потоки, исходящие от предмета и фона (экспоненциальные множители в первых слагаемых (3.2.2) и (3.2.3)). С другой стороны, рассеяние увеличивает

¹ Воздушная дымка наблюдается в атмосфере всегда, даже в идеально чистой атмосфере, за счет молекулярного рассеяния. Частным случаем воздушной дымки служит дымка как

явление, при котором МДВ заключена между 1 и 10 км; основной вклад в рассеяние света в дымке-явлении вносят аэрозоли, как правило, сильно обводненные.

видимые яркости объекта и фона, накладывая на них дополнительные яркости $B_{доп}$.

Из соотношений (3.2.2) — (3.2.4) следует, что при удалении от любого объекта или фона на достаточно большое расстояние их видимые яркости стремятся к одному и тому же пределу — к насыщающей яркости $B_{макс}$. Это происходит потому, что собственные яркости объекта и фона стремятся к нулю и остаются только наложенные яркости, пределом которых является $B_{макс}$. По этой причине все темные объекты, у которых $B_o < B_{макс}$ (например, леса, горы, темные строения) при удалении от них светлеют, и, наоборот, светлые объекты, у которых $B_o > B_{макс}$ (освещенные Солнцем снежные и фирновые поля в горах) при удалении от них темнеют.

Запишем выражение для видимого контраста (K) объекта с фоном:

$$K = \frac{B_\phi^* - B_o^*}{B_\phi^*}. \quad (3.2.5)$$

После подстановки в (3.2.5) выражений для B_o^* и B_ϕ^* из (3.2.2) и (3.2.3), с учетом соотношения (3.2.4), получим

$$K = \frac{K_o}{1 + (B_{макс}/B_\phi) [\exp(kl) - 1]}. \quad (3.2.6)$$

Согласно формуле (3.2.6) видимый контраст K всегда меньше истинного контраста K_o . Уменьшение K тем сильнее, чем больше расстояние l . При неизменном l уменьшение K происходит при увеличении показателя ослабления k . Таким образом, под влиянием обоих процессов, обусловленных рассеянием света, — уменьшением собственных яркостей объекта и фона и наложения дополнительной яркости на объект и фон — видимый контраст объекта с фоном уменьшается и объект становится видимым все хуже.

Приведем примеры, показывающие, как под влиянием большой наложенной яркости объекты становятся плохо различимыми или совсем невидимыми. На ночном небе хорошо видны звезды, днем же звезды не видны совершенно. Днем на свет звезд накладывается большая яркость дневного неба. Если убрать этот яркий фон, например, опустившись в шахту или глубокий колодезь, то яркие звезды на открытом участке неба становятся видимыми.

Из темной комнаты хорошо видны дома и другие предметы на улице; стоит включить в комнате свет, как условия видимости предметов на улице существенно ухудшаются. Еще один пример, который имеет большое практическое значение. Встречаются два автомобиля ночью. При включении фар на одной из машин водитель второй перестает видеть дорогу и встречную машину (ослепляется). Вследствие этого, правила дорожного движения предусматривают при встрече автомашин выключение фар дальнего и

даже ближнего света (остаются включенными только подфарники).

Близкое по физическому содержанию явление называют эффектом белизны или белой тьмой. Наблюдается оно чаще всего в полярных широтах при наличии снежного покрова и однородной сплошной облачности типа As и Cs. При этих условиях создается настолько большая освещенность рассеянным светом (человек буквально ослепляется), что контрасты наземных предметов с фоном сильно уменьшаются или пропадают совсем. В таких условиях пилоты часто не могут посадить самолет и даже теряют ориентировку на местности.

Вернемся к уравнению (3.2.6). Если удаляться от объекта (l растет) или если замутнение атмосферы будет усиливаться (k увеличивается), то K будет уменьшаться. В тот момент, когда видимый контраст уменьшится настолько, что станет равным порогу контрастной чувствительности глаза ϵ , объект становится невидимым, т. е. наблюдатель перестает отличать его от фона. Расстояние до объекта l в тот момент, когда K становится равным ϵ , и есть *реальная дальность видимости (РДВ)* этого объекта, обозначаемая S_p . Полагая в (3.2.6) $K = \epsilon$ и $l = S_p$ и решая уравнение относительно S_p , получаем общую формулу для определения РДВ объектов в любых условиях наблюдения:

$$S_p = \frac{1}{k} \ln \frac{K_0/\epsilon + B_{\max}/B_\phi - 1}{B_{\max}/B_\phi}. \quad (3.2.7)$$

Достоинством формулы (3.2.7) является то, что зависимость РДВ от большого числа параметров, перечисленных в начале п. 3.1, представлена так, что РДВ оказывается функцией только трех переменных: k , K_0/ϵ и B_ϕ/B_{\max} . Наибольшее влияние на РДВ оказывает k , что обусловлено широким диапазоном его изменения (от идеально чистой атмосферы до плотного тумана или облака); на втором месте стоит отношение B_ϕ/B_{\max} , называемое иногда светлотой фона и меняющееся примерно от 0,01 для очень темных до 10 для очень светлых фонов. Наименьшее влияние оказывает K_0/ϵ , диапазон изменения которого практически невелик.

3.3. Метеорологическая дальность видимости. *Метеорологической дальностью видимости (МДВ)* называется то наибольшее расстояние, с которого в светлое время суток перестает быть видимым абсолютно черный объект размером более $20'$, проектирующийся на фон неба у горизонта. Полагая в (3.2.7) $K_0 = 1$ и $B_\phi = B_{\max}$, получаем

$$S_m = \frac{1}{k} \ln (1/\epsilon). \quad (3.3.1)$$

Полагая в (3.3.1) порог контрастной чувствительности глаза равным 0,02, получаем для МДВ следующее простое соотношение

$$S_m = 3,9/k. \quad (3.3.2)$$

Из формулы (3.3.2) следует, что МДВ однозначно связана с характеристиками прозрачности атмосферы в горизонтальном направлении. Поэтому и сама МДВ является также только характеристикой горизонтальной прозрачности воздуха.

Однако следует подчеркнуть, что в общем случае МДВ, как это следует из (3.3.1), зависит не только от характеристик прозрачности атмосферы, но и от порога ϵ . Полагая в (3.3.1) ϵ равным порогу обнаружения объекта ($\epsilon = 0,05$), для множителя в формуле (3.3.2) получаем значение 3,0, что приводит к отличию МДВ при одном и том же k примерно на 30 % (В. А. Гаврилов на основании сравнения измеренных значений S_m с расчетными пришел к заключению, что наиболее вероятное значение ϵ близко к 0,03, при этом $S_m = 3,5/k$).

Следует иметь в виду, что в основе изложенной теории дальности видимости лежит допущение об однородности помутнения атмосферы в любом горизонтальном направлении. Реальная атмосфера часто не обладает такой однородностью, особенно при наличии дымки, мглы, тумана, несплошной облачности и пятнистым выпадением осадков. При значительном помутнении атмосферы, обусловленным этими явлениями, возрастает роль многократного рассеяния и поглощения света, также не учтенных изложенной выше теорией.

МДВ характеризуется необычайно широким диапазоном изменения. В плотных туманах, облаках МДВ может уменьшаться до нескольких десятков метров. В достаточно чистом и сухом воздухе, когда ослабление обуславливается в основном молекулярным рассеянием света, МДВ достигает 100—200 км и более.

В течение года максимальные значения МДВ у земной поверхности наблюдаются летом и минимальные зимой. В зимний период года значительно возрастает повторяемость туманов, дымок, а также инверсий температуры, ограничивающих распространение аэрозоля в более высокие слои атмосферы. Суточный ход МДВ более сложный. В теплую половину года максимальные значения МДВ наблюдаются утром, а минимальные — вскоре после полудня. В холодный период минимальные значения МДВ нередко наблюдаются в конце ночи (когда возникают туманы или усиливаются дымки), а максимальные — в послеполуденные часы.

3.4. Видимость ночью. При рассмотрении видимости в ночное время следует различать два вида задач: 1) определение дальности видимости несамосветящихся объектов, т. е. таких, которые светятся отраженным светом; 2) определение дальности видимости самосветящихся объектов, т. е. огней.

К несамосветящимся объектам относятся все естественные объекты и искусственные сооружения на местности. Для них дальность видимости в сумерки и ночью, так же как и днем, определяется их контрастом с фоном. Объект перестает быть видимым, когда контраст его с фоном достигает порога контрастной чувствительности

глаза. Но если для дневных условий можно было указать значение ϵ в зависимости от поставленной задачи, то для сумерек и ночных условий этого сделать нельзя, так как при уменьшении освещенности порог контрастной чувствительности глаза быстро увеличивается, а острота зрения снижается. В лунную ночь ϵ увеличивается до 0,20—0,50 в зависимости от фазы Луны. В темную безлунную ночь ϵ может принимать значения больше 0,60.

Дальность видимости несамосветящихся объектов в сумерки и ночью в основном зависит от их освещенности, а также от освещенности ландшафта. Прозрачность же атмосферы (выраженная, например, через МДВ) ночью играет второстепенную роль. Темные объекты на местности, выбранные в качестве ориентиров видимости для определения МДВ днем, нельзя использовать для определения дальности видимости в сумерки и ночью, поскольку отсутствует однозначная связь ее с прозрачностью атмосферы. Поэтому для определения МДВ ночью используются огни.

Дальность видимости огней. Освещенность E , создаваемая огнем силой света I , находящимся на расстоянии l , с учетом ослабления света в атмосфере на пути l равна:

$$E = \frac{I}{l^2} \exp(-kl), \quad (3.4.1)$$

где k — показатель ослабления света.

Если наблюдение за огнем проводится визуально, то E — освещенность, создаваемая этим огнем на зрачке глаза наблюдателя. При увеличении расстояния до огня создаваемая им освещенность уменьшается. На некотором расстоянии l освещенность на зрачке глаза достигает такой минимальной величины, при которой глаз перестает видеть огонь. Эта минимальная освещенность называется *порогом световой чувствительности глаза $E_{св}$ к точечному источнику света* или, более коротко, *пороговой освещенностью на зрачке*. Расстояние до огня в момент исчезновения видимости его и есть *дальность видимости огня $S_{ог}$* :

$$E_{св} = \frac{I}{S_{ог}^2} \exp(-kS_{ог}). \quad (3.4.2)$$

Заменяя в этой формуле k на S_M по (3.3.2) и логарифмируя, получаем:

$$2 \ln S_{ог} + \frac{3,9}{S_M} S_{ог} = \ln I - \ln E_{св}. \quad (3.4.3)$$

Для решения трансцендентного уравнения (3.4.3) относительно $S_{ог}$ построены номограммы, соответствующие различным значениям $E_{св}$. Значения $E_{св}$, как уже говорилось, сильно зависят от условий наблюдения и характера зрительной задачи, решаемой глазом,

различаются для фиксированного и нефиксированного наблюдений. Для точечного источника понятие порога узнавания не применимо, имеет смысл лишь узнавание цвета огня. Значения $E_{св}$ различны для разных цветных огней. При уровне освещенности, приближающейся к $E_{св}$, все цветные огни, кроме красных, воспринимаются как белые или почти как белые. Ахроматический интервал особенно велик у огней зеленого цвета. Только у красных огней он отсутствует, и потому красные огни при исчезновении или обнаружении воспринимаются как красные.

В дальнейшем под $E_{св}$ будем подразумевать *порог обнаружения белого огня*. Значение $E_{св}$ резко возрастает даже при небольшом увеличении общей яркости фона, на который проектируется наблюдаемый огонь. После пребывания человека в течение нескольких часов в темноте глаз его приобретает удивительно высокую чувствительность к свету.

В естественных условиях минимальное значение $E_{св}$ в темную ночь имеет порядок 10^{-8} лк. При увеличении освещенности от ночной до дневной $E_{св}$ возрастает до 10^{-3} лк, т. е. увеличивается на пять порядков.

При определении в полевых условиях дальности видимости сигнальных огней приняты следующие значения $E_{св}$: в темное время суток для одиночного огня $2,7 \cdot 10^{-7}$ лк, для групповых огней 10^{-6} лк; в светлое время суток для групповых огней 10^{-3} лк.

3.5. Дальность видимости при полете, взлете и посадке. *Полетная дальность видимости $S_{пол}$* — это наклонная дальность видимости наземных объектов с самолета. Величина $S_{пол}$ включает в себя понятия геометрической дальности видимости, дальности открытия горизонта и дальности видимости реальных объектов. Каждая из этих величин, как показано выше, а вместе с этим и $S_{пол}$ зависит от многих факторов, включающих оптические свойства атмосферы и объекта наблюдения. Предельным значением $S_{пол}$ служит геометрическая дальность видимости D , зависящая от высоты полета. Если в формуле (3.1.2) положить $z_{пр} = 0$ и высоту полета z_n равной 1, 3, 5 и 10 км, то для D получаем соответственно следующие значения: 122, 211, 272 и 385 км.

Однако горизонт обычно затянут дымкой и $S_{пол}$, как правило, составляет не более 20—50 км. Полетная дальность видимости может существенно отличаться от МДВ. В антициклонах или в теплой устойчивой воздушной массе при слабо развитом турбулентном обмене аэрозоль в основном сосредоточен вблизи земной поверхности и МДВ невелика. В то же время на средних и больших высотах полетная видимость при этих условиях может быть хорошей. Наоборот, в холодной неустойчивой воздушной массе МДВ у земной поверхности значительна, а в более высоких слоях под влиянием аэрозоля, перенесенного конвективными потоками вверх, полетная видимость может быть плохой. Поскольку определение $S_{пол}$ расчетным способом сильно затруднено, то фактические зна-

чения $S_{\text{пол}}$ чаще всего устанавливаются путем проведения самолетной разведки погоды.

Дальность видимости при взлете и посадке. С помощью современных технических средств, применяемых в посадочных системах, существенно повысилась безопасность полетов и сократились условия, исключающие взлет и посадку воздушных судов. Однако и при современных радиотехнических, аэронавигационных и светосигнальных средствах точность выведения воздушного судна на траекторию снижения и выдерживание его на глиссаде (траектории) пока еще не настолько высоки, чтобы можно было осуществить посадку вслепую — с помощью одних лишь автоматических устройств. Поэтому наиболее ответственный этап посадки — приземление — в подавляющем большинстве случаев осуществляется летчиком визуально, при ручном управлении самолетом. В этой заключительной стадии полета глаз человека пока не могут заменить самые современные приборы.

Снижение воздушного судна по глиссаде начинается за десятки километров от взлетно-посадочной полосы (ВПП) аэродрома. При хорошей прозрачности атмосферы, отсутствии низких облаков, а также таких явлений, как гроза, интенсивная болтанка, обледенение, шквалы, смерчи, сильный сдвиг ветра и др., никаких затруднений при взлете, полете и посадке воздушных судов не возникает. Однако если видимость ухудшена или наблюдается низкая облачность (равно как и одно из названных явлений), то взлет и особенно посадка воздушных судов становится затруднительной. Визуальная посадка и взлет разрешаются лишь при таких условиях, когда дальность видимости на ВПП и высота нижней границы облаков превышают некоторые минимальные значения, называемые *метеоминимумами*.

Метеоминимумы представляют собой сочетание минимальной высоты нижней границы облаков (высоты принятия решения) и дальности видимости на ВПП, при которых возможен безопасный взлет (полет, посадка) воздушного судна.

Дальность видимости на ВПП ($S_{\text{ВПП}}$) — расстояние, на котором пилот воздушного судна, находящегося на осевой линии ВПП, может обнаружить маркировку покрытия ВПП или огни, которые обозначают контуры ВПП и ее осевую линию.

Высота принятия решения ($z_{\text{пр}}$) — расстояние по вертикали от уровня начала участка ВПП, который можно использовать для посадки, до воздушного судна.

Конкретные значения $S_{\text{ВПП}}$ и $z_{\text{пр}}$, определяющие метеоминимум, зависят от оснащенности аэродрома радиотехническими средствами, типа самолета, класса летчика и др. В системе гражданской авиации установлены метеоминимумы командира воздушного судна для взлета, посадки и полета, а также метеоминимумы аэродрома и воздушного судна.

Для посадки в наиболее сложных условиях установлены метеоминимумы трех категорий: I — $z_{\text{пр}} = 60$ м, $S_{\text{ВПП}} = 800$ м; II — $30 \text{ м} \leq z_{\text{пр}} \leq 60$ м, $400 \text{ м} \leq S_{\text{ВПП}} < 800$ м; III — $z_{\text{пр}} < 30$ м, $S_{\text{ВПП}} < 400$ м.

В целом проблема метеорологического обеспечения полетов и особенно посадки самолетов и других летательных аппаратов (в том числе ракет, космических кораблей), равно как морского и речного флота и наземных видов транспорта остается одной из наиболее актуальных проблем, которые стоят перед метеорологической наукой и повседневно решаются метеорологической службой. В комплексе метеовеличин и явлений, оказывающих влияние на работу всех видов транспорта, видимости отводится одно из первых мест.

4 Оптические явления в облаках и осадках

В облаках, туманах и осадках при определенных условиях возникают разнообразные оптические явления: венцы, глории, радуги и гало. К настоящему времени установлено, что объяснение всех этих оптических явлений содержится в общей теории рассеяния. При рассмотрении рассеяния радиации в атмосфере указывалось (см. п. 2 главы 6), что характер явлений, возникающих при рассеянии, определяется отношением радиуса (r) рассеивающих частиц к длине волны (λ) падающего света, т. е. значением параметра $\mu = 2\pi r/\lambda$. При аэрозольном рассеянии угловое распределение рассеянного света (форма индикатрисы рассеяния) и, в частности, положение максимумов рассеянного света зависит от μ . Известную роль при этом играет и показатель преломления рассеивающих частиц. Когда μ достигает значений, соответствующих мелким каплям или кристаллам облаков и туманов, на индикатрисах рассеяния появляются дифракционные максимумы, угловые размеры которых определяют размеры венцов. При укрупнении капель облаков и осадков (радиус капель, как правило, больше 10 мкм) на индикатрисах рассеяния возникают дифракционные максимумы («лепестки») с угловыми размерами, соответствующими положению радуг различных порядков.

Рассеяние света на кристаллах льда размером более 10—20 мкм порождает дифракционные максимумы (пики), известные под названием гало. Возникновение и яркость оптических явлений, помимо μ , зависит от оптической толщины облака, тумана или завесы дождя. Яркие венцы, глории, радуги и гало могут наблюдаться только в тонких облаках, оптическая толщина которых не превышает единицу. При таких оптических толщинах многократное рассеяние света не играет заметной роли и не размывает

дифракционных максимумов и минимумов, возникших при однократном рассеянии (дифракции). По этой же причине яркие радуги возникают при умеренных или слабых дождях, а не при сильных, образующих плотную завесу. Яркие и многочисленные радуги наблюдаются также в фонтанах и струях поливальных машин, поскольку капли крупные, оптическая толщина завесы из капель небольшая, а фон неба темный. То же самое можно сказать и о возникновении ярких гало.

При дальнейшем увеличении размеров капель и кристаллов (теоретически при $\mu \rightarrow \infty$) закономерности и соотношения теории рассеяния переходят в законы, установленные на основе представлений геометрической оптики.

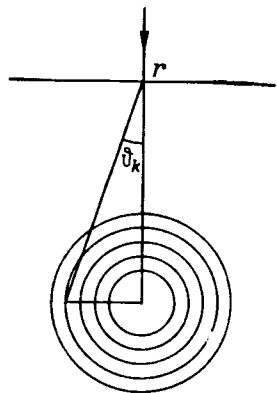


Рис. 22.8. Дифракция света на каплях облака и образование венцов.

4.1. Венцы. Венцами называются малые радужные круги вокруг Луны или Солнца, если последние просвечивают сквозь тонкие капельно-жидкие или кристаллические облака, например As, Ac, Cs. Непосредственно к светилу примыкает кольцо, угловой размер которого в зависимости от радиуса капля облака может изменяться в широких пределах — от долей градуса до 13° . Это ореол (или венец) первого порядка. Наблюдения показали, что ореол разноцветен: к светилу примыкает синеватая кайма, переходящая в желтоватую в середине и коричневатую-красную на внешнем крае. За ореолом следуют концентрические с ним венцы второго, третьего и следующих порядков, в которых синий цвет внутри сменяется зеленым, а затем красным. Чаще всего виден только ореол, но иногда и три-четыре кольца. Размеры венцов переменные: от долей градуса до $4-5^\circ$.

Венцы возникают при однократном рассеянии за счет дифракции лунного или солнечного света на каплях или кристаллах облаков.

При рассеянии естественного солнечного или лунного света образуются радужные кольца, разделенные темными промежутками (рис. 22.8).

На практике часто пользуются формулами, описывающими положение темных колец (минимумов яркости):

для капельно-жидких облаков

$$\sin \vartheta_k = (k + 0,22) \lambda / 2r,$$

для кристаллических облаков

$$\sin \vartheta_k = k\lambda / d,$$

где k — номер кольца ($k = 1, 2, 3, \dots$), ϑ_k — угловой радиус кольца k , d — толщина кристалла.

Приведенные формулы используют в лабораторных экспериментах и при наблюдениях в естественных условиях для определения среднего радиуса капель облака или тумана. С этой целью измеряют угловой радиус ϑ_k красного края венца, считая, что сразу за ним располагается минимум яркости некоторого условного «белого» цвета с длиной волны $0,57$ мкм, равной среднему арифметическому из длин волн красного ($0,70$ мкм) и синего ($0,45$ мкм) цветов. Наблюдая за венцами, можно судить о том, что происходит с каплями и кристаллами в облаке: при увеличении угловых размеров венцов размеры капель уменьшаются.

Перечислим ряд других явлений, родственных венцам и имеющих одинаковое с ними происхождение.

Глориями называются радужные венцы, состоящие из одного или нескольких ярких концентрических колец вокруг тени самолета, отбрасываемой на нижележащее облако. *Нимб* — это венец или сияние (корона) вокруг тени головы человека, идущего по покрытому росой лугу рано утром, когда только что взошло Солнце. *Брокенский призрак* — это радужные кольца, образующиеся при низком Солнце вокруг тени человека, на боковой стороне тумана, находящегося на некотором расстоянии от человека. Такие условия часто создаются в горах рано утром. Явление впервые наблюдалось на г. Брокен в ФРГ.

Согласно теории дифракции, перечисленные явления можно объяснить аналогично венцам, но в этих случаях подвергаются дифракции и солнечные лучи, отраженные от капель облаков, росы или тумана (дифракция назад). Глорию иногда называют антивенцом.

Иризация облаков — радужные пятна на краях облаков Sc или Ac, а также в конденсационных следах за самолетами. Иризация, в отличие от венцов, возникает при наличии более мелких элементов облаков и при резко выраженных различиях в размерах мелких капель.

Кольцо Бишона — венец коричнево-красного (на внешнем крае) цвета радиусом около 22° и шириной около 10° . Образуется вокруг Солнца после интенсивных извержений вулканов. О том, что это венец, а не гало, свидетельствует расположение цветов. Большой размер венца объясняется малыми размерами частиц (меньше 2 мкм), образовавшихся в верхних слоях атмосферы из газов вулканических извержений.

4.2. Радуги. *Радуга* — цветная дуга с угловым радиусом около 42° с центром в антисолярной точке и видимая на фоне завесы дождя (или полос падения, часто не достигающих Земли), в стороне противоположной Солнцу, обязательно при Солнце, не закрытом облаками. Внешний край радуги красный, за ним идут оранжевая, желтая, зеленая, сине-голубая и фиолетовая дуги.

Иногда видна вторая радуга, концентрическая с первой, с угловым радиусом около 50° и обратным расположением цветов. Около водопадов и фонтанов иногда наблюдаются, кроме описанных радуг, еще слабые дополнительные дуги около фиолетовых краев радуг с неполным набором цветов спектра, а также одна или две радуги вокруг Солнца.

Не имея возможности привести полную теорию радуг, ограничимся простейшим ее объяснением, которое можно сделать на основании законов преломления и отражения солнечного света в рамках геометрической оптики. Впервые такое объяснение радуги было дано еще Декартом в 1637 г. (для белых лучей) и дополнено

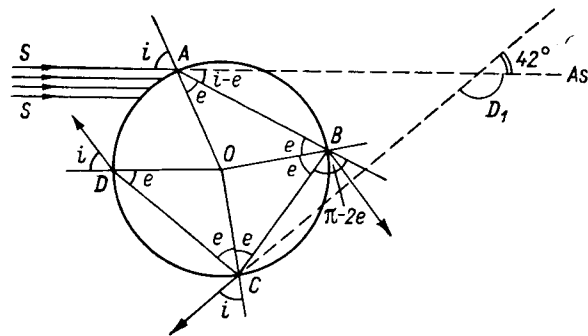


Рис. 22.9. Ход солнечного луча в капле дождя при образовании первой и второй радуг.

Ньютоном применительно к цветным лучам. Несмотря на то, что на основе законов геометрической оптики нельзя воспроизвести точную индикатрису в направлении радуг и в области малых углов (вокруг направлений вперед и назад), тем не менее для случая достаточно больших капель дождя они дают хорошее приближение к действительности.

Пусть пучок параллельных солнечных лучей падает на каплю (рис. 22.9). Поверхность капли шарообразная, поэтому углы падения лучей изменяются от 0 до 90° . Проследим за лучом, упавшим на каплю в точке A . Преломившись, луч входит в каплю и, дойдя до точки B , может частично выйти из капли, часть энергии этого луча, испытав внутреннее отражение в точке B , доходит до точки C . Здесь снова часть энергии луча выходит из капли, а часть после второго внутреннего отражения доходит до точки D и т. д. В принципе луч может испытать любое число k внутренних отражений. Угол отклонения D_k луча от первоначального направления после выхода из капли можно записать в виде:

$$D_k = 2(i - e) + k(\pi - 2e) = k\pi + 2[i - (k + 1)e], \quad (4.2.1)$$

где k — число внутренних отражений луча; первое слагаемое — поворот луча в точках входа (A) и выхода (D). Угол падения луча

на каплю i и угол преломления e связаны известным соотношением:

$$\sin i = n \sin e \quad (4.2.2)$$

или после дифференцирования

$$\cos i \cdot di = n \cos e \cdot de, \quad (4.2.3)$$

где n — показатель преломления луча в капле (по отношению к воздуху).

Параллельный пучок лучей, входящих в каплю, по выходе из капли оказывается расходящимся. Наибольшую энергию несут лучи, лежащие вблизи луча, испытавшего минимальное отклонение. Эти лучи и образуют радугу.

Найдем угол падения луча i , который после прохождения капли будет иметь минимальный угол отклонения. Продифференцируем (4.2.1) по углу падения i и приравняем нулю:

$$\frac{dD_k}{di} = 1 - (k + 1) \frac{de}{di} = 1 - (k + 1) \frac{\cos i}{n \cos e} = 0. \quad (4.2.4)$$

В (4.2.4) вместо de/di подставлено выражение из (4.2.3). Равенство нулю (4.2.4) соответствует как условию максимума, так и минимума. Можно показать, что $d^2D_k/di^2 > 0$, поэтому (4.2.4) соответствует минимуму D_k . Интересующий нас угол падения i найдем с помощью следующих последовательных преобразований (4.2.4):

$$n \cos e = (k + 1) \cos i, \quad n^2 (1 - \sin^2 e) = (k + 1)^2 \cos^2 i,$$

$$n^2 \left(1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}\right) = (k + 1)^2 \cos^2 i,$$

$$n^2 \left(1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}\right) = (k + 1)^2 (1 - \sin^2 i),$$

откуда

$$\sin^2 i = \frac{(k + 1)^2 - n^2}{(k + 1)^2 - 1}. \quad (4.2.5)$$

Угол e , соответствующий найденному i , можно вычислить по (4.2.2)

Оценим угловые радиусы цветных дуг первой радуги ($k = 1$), образованных крайними лучами видимого спектра: красным и фиолетовым, для которых показатели преломления воды соответственно равны 1,33 и 1,34. По (4.2.5), (4.2.2) и (4.2.1) находим значения углов отклонения от направления солнечных лучей для красного цвета $D_1 = 137^\circ 30'$ и фиолетового $D_1 = 139^\circ 20'$. Углы отклонения лучей красного и фиолетового цвета от прямой, соединяющей антисолярную точку с наблюдателем, соответственно составляют $180^\circ - 137^\circ 30' = 42^\circ 30'$ и $180^\circ - 139^\circ 20' = 40^\circ 40'$. Таким образом,

в первой радуге наружная дуга красная, а внутренняя фиолетовая. Угловая ширина первой радуги

$$\Delta_1 = 42^\circ 30' - 40^\circ 40' + 32' = 2^\circ 22',$$

где $32'$ — угловая ширина Солнца.

Аналогичные вычисления для второй радуги ($k=2$) приводят к следующим значениям углов отклонения лучей от прямой, идущей от антисолярной точки: $50^\circ 34'$ — для красного, $53^\circ 56'$ — для фиолетового цветов; ширина радуги $\Delta_2 = 53^\circ 56' - 50^\circ 34' + 32' = 3^\circ 54'$. Расположение цветов во второй радуге обратное первой. Вторая радуга бледнее первой, так как она образована лучами значительно меньшей энергии, а площадь второй радуги почти в 2 раза больше первой.

Расчеты для радуг порядков $k=3, 4, 5, 6, 7, 8$ и т. д. показали, что 3-я и 4-я радуги располагаются вокруг Солнца, 5-я и 6-я — вокруг антисолярной точки, 7-я и 8-я — снова вокруг Солнца и т. д. Согласно расчетам, из энергии луча, упавшего на каплю в точке A , 6,6 % отражается, 88,5 % проходит сквозь каплю и только 4,9 % испытывает первое внутреннее отражение в точке B и идет к точке C . Здесь снова происходит аналогичное разделение энергии между лучами, выходящим из капли и второй раз отраженным от внутренней поверхности капли. Поэтому на радуги всех порядков расходуется менее 5 % энергии из падающего пучка, при этом около 4 % идет на образование первой радуги. Обычно видна только первая радуга и изредка вторая. На остальные радуги остается слишком мало энергии.

По теории Декарта—Ньютона вид радуги должен быть всегда одинаковым. В действительности же иногда радуга имеет яркие насыщенные цвета, а иногда она блеклая, почти белая, например лунная радуга. Радуга бывает широкая и узкая. Вблизи фиолетовых краев основных радуг появляются дополнительные дуги чаще одна, иногда 2—3, в которых наиболее различимы розовый и зеленый цвета. Расчеты на основании формул теории дифракции показали, что если капли крупные, то радуга получается узкая и яркая с насыщенным красным краем. Дополнительные дуги также имеют более насыщенные тона и располагаются ближе к фиолетовым краям радуг. Если капли мелкие, то радуга получается широкая и почти белая, со слегка красноватым или оранжевым краем. Дополнительные дуги также блеклые и далеко отстоят от фиолетовых краев радуг.

С Земли в лучшем случае видна половина круга радуги, если Солнце на горизонте. С самолета можно увидеть целый круг радуги. При высотах Солнца более 42° первая радуга оказывается под горизонтом, а при высотах более 50° и вторая радуга опускается под горизонт.

Свет радуги характеризуется необычайно высокой степенью поляризации, которая достигает 90 % и более в первой радуге и

около 80 % во второй. В этом легко убедиться, если посмотреть на радугу через николеву призму. При небольшом угле поворота призмы радуга пропадает полностью.

4.3. Гало. Гало возникает при прохождении солнечных лучей через тонкие перисто-слоистые облака или конденсационные следы за самолетом, состоящие из ледяных кристаллов. Явления гало многообразны. Наиболее часто вокруг Солнца появляется круг с угловым радиусом 22° , реже концентрический с ним круг с угловым радиусом 46° и совсем редко круг с угловым радиусом 90° . Иногда виден белый горизонтальный круг, проходящий через Солнце. На пересечении этого круга с кругами гало 22 и 46° появляются яркие радужные пятна — ложные (побочные) Солнца, а также ложные (побочные) Луны. Довольно часто наблюдаются касательные дуги к кругам 22 и 46° , чаще горизонтальные дуги (верхняя и нижняя) и реже боковые. Над Солнцем и под ним в моменты, близкие к восходу или заходу, появляются световые столбы. На белом горизонтальном круге диаметрально противоположно Солнцу или Луне иногда появляются противосолнце и противолуна. Светлое пятно в солнечном вертикале, расположенное под горизонтом на глубине, равной высоте Солнца над горизонтом, называется нижним Солнцем.

По характеру окраски гало делят на две группы: окрашенные в радужные цвета (цветные гало) и неокрашенные (белые гало). К окрашенным гало относятся: все круги вокруг Солнца, ложные Солнца, касательные дуги. Характер окраски у всех гало одинаков. Часть гало, обращенная к Солнцу (дуга, край или бок), окрашена в красный цвет, противоположная — в синевато-сиреневый. К белым гало относятся: горизонтальный круг и световые столбы. Окрашенные гало возникают под влиянием преломления солнечных или лунных лучей в кристаллах, белые — вследствие отражения от кристаллов.

Ледяные кристаллы являются гексагональными. Правильные их формы бывают двух основных типов: 1) кристаллы с хорошо развитой главной осью — шестигранные ледяные столбики или ледяные иглы; 2) кристаллы с плохо развитой главной осью — шестиугольные пластинки. К последним относятся все формы снежинок.

При падении в атмосфере кристаллы ориентируются таким образом, чтобы сопротивление воздуха их падению было максимальным. Поэтому столбики падают при *горизонтальном* положении их главных осей, а пластинки и снежинки — при *вертикальном*. Кристаллы неправильной формы падают при *хаотическом* положении их главных осей.

Как и в случае радуг, ограничимся изложением простейшей теории гало, основанной на законах геометрической оптики.

Пусть луч падает на боковую грань кристалла под углом i (рис. 22.10) и, преломившись, проходит через кристалл и выходит

через другую грань. Средний показатель преломления льда для световых лучей $n=1,31$. В предельном случае либо i , либо i' равен 90° . Пусть $i'=90^\circ$. Тогда из соотношения:

$$n = \sin i / \sin e = \sin i' / \sin e' \quad (4.3.1)$$

находим, что $e'=49^\circ 46'$. Если $i=90^\circ$, то $e=49^\circ 46'$. Преломляющий угол A призмы, как показывает рис. 22.10, равен $e+e'$ и не должен превосходить максимального значения этой суммы, т. е. $99^\circ 32'$. Таким образом, световые лучи, пройдя сквозь кристалл, могут выйти из него только в том случае, если двугранный угол между боковыми гранями этого кристалла будет меньше $99^\circ 32'$. В гексагональных шестигранных кристаллах — призмах есть два угла, удовлетворяющие этому условию. Это — двугранный угол между боковыми гранями, взятыми через одну ($A=60^\circ$) (эти призмы работают по существу, как трехгранные), и двугранный угол между боковыми гранями и основаниями ($A=90^\circ$).

Вернемся к рис. 22.10. Найдем угол отклонения луча D от его первоначального направления после прохождения через кристалл:

$$D = i - e + i' - e' = i + i' - A. \quad (4.3.2)$$

Угол отклонения D будет минимальным при $i=i'$, при этом $e=e'=A/2$. Поэтому

$$D_{\min} = 2i - A. \quad (4.3.3)$$

Из (4.3.3) определим i и запишем формулу (4.3.1) для луча, испытывающего минимальное отклонение:

$$\sin \frac{D_{\min} + A}{2} = n \sin \frac{A}{2}. \quad (4.3.4)$$

Угол отклонения D будет максимальным (D_{\max}), если i или i' равен 90° . Пусть $i'=90^\circ$, тогда из (4.3.2) следует: $D_{\max} = i + 90^\circ - A$. Условие (4.3.1) преломления луча, испытывающего максимальное отклонение в результате прохождения призмы, запишется таким образом:

$$\left. \begin{aligned} \sin(D_{\max} + A - 90^\circ) &= n \sin(A - e'), \\ n \sin e' &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (4.3.5)$$

Используя полученные формулы (4.3.4) и (4.3.5), дадим объяснение возникновению ложных Солнц, их хвостов и кругов вокруг Солнца. Преломляющий угол призмы $A=60^\circ$. Солнце находится вблизи горизонта. Рассмотрим три случая ориентации главных осей кристаллов.

1. Кристаллы в виде шестигранных столбиков ориентированы так, что их главные оси *вертикальны*. Солнечные лучи входят в боковые грани и выходят через боковые грани, взятые через одну, образуя радужные пятна ложных Солнц *слева и справа* от Солнца. В данном случае все солнечные лучи падают в плоскости сечений призм, перпендикулярных главным осям кристаллов, однако разные лучи встречают боковые грани кристаллов под самыми различными углами. Наибольшей энергией, достаточной для образования гало, обладают только минимально отклоненные лучи (как и в радугах). Эти лучи и образуют радужные пятна — ложные Солнца, обращенные к Солнцу своими красными краями. Лучи, падающие на грани под другими углами, претерпевают большее отклонение от D_{\min} до D_{\max} и образуют светлые (белые) хвосты ложных Солнц, направленные в сторону, противоположную Солнцу.

Для красных и фиолетовых лучей, для которых показатели преломления льда равны 1,307 и 1,317, из (4.3.4) для D_{\min} получаем соответственно $21^\circ 34'$ и $22^\circ 22'$. Ширина ложных Солнц равна $22^\circ 22' - 21^\circ 34' + 32' = 1^\circ 20'$. Внутренние края (бока) ложных Солнц красные.

2. Главные оси кристаллов ориентированы *горизонтально*. Совершенно аналогично предыдущему объясняется появление ложных Солнц над и под Солнцем.

3. Ориентация главных осей кристаллов *хаотическая*. При этом вокруг Солнца возникает круг с угловым радиусом 22° . Из-за того что хаотическое положение главных осей кристаллов является наиболее вероятным, чаще всего и наблюдается круг и значительно реже ложные Солнца.

В том случае, когда $A=90^\circ$, лучи входят в боковые грани, а выходят через основания или наоборот. В первых двух случаях возникают ложные Солнца соответственно над и под Солнцем и слева и справа от него. Расчеты по (4.3.4) дают D_{\min} , равное $45^\circ 44'$ для красного и $48^\circ 08'$ для фиолетового цветов. Ширина ложных Солнц в этом случае значительно больше: $48^\circ 0' - 45^\circ 44' + 32' = 2^\circ 56'$. При хаотическом положении кристаллов возникает круг с угловым радиусом красного края около 46° .

Формулы (4.3.4) и (4.3.5) справедливы только для лучей, падающих в плоскости, перпендикулярной к главным осям кристаллов. Если луч падает под углом h к главной оси их (при вертикальном положении главных осей h совпадает с высотой Солнца),

а угол преломления e , то формулы (4.3.4) и (4.3.5) принимают вид:

$$\sin\left(\frac{D_{\min} + A}{2}\right) = n \frac{\cos e}{\cos h} \sin \frac{A}{2}; \quad (4.3.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin(D_{\max} + A - 90^\circ) &= n \frac{\cos e}{\cos h} \sin(A - e'), \\ n \sin e' &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (4.3.7)$$

Расчеты углов отклонения D_{\min} и D_{\max} по (4.3.6) и (4.3.7) показывают, что при увеличении высоты Солнца от 0 до 30° (т. е. угла h) круг в 22° растягивается до 28°, а хвосты ложных Солнц немного «укорачиваются». При более высоком положении Солнца гало практически не наблюдается.

Все бесцветные (белые) гало возникают при отражении солнечных лучей от кристаллов. Если значительная часть кристаллов ориентирована так, что отражающие части кристаллов, которые играют роль *зеркал*, расположены *горизонтально* и при этом совершают небольшие колебания, то при отражении от них солнечных лучей появляются *световые столбы над и под Солнцем*. Возникновение светового столба совершенно аналогично возникновению лунной дорожки на воде.

При отражении солнечных лучей от *вертикально* расположенных частей кристаллов, причем угол падения лучей на отражающие части кристалла может быть любым (от 0 до 90°), возникает *белый горизонтальный круг*.

Из разнообразных касательных дуг чаще всего наблюдаются *горизонтальные касательные дуги* (верхняя и нижняя) к кругу в 22°, возникающие под влиянием колебаний главных осей кристаллов столбчатой формы в горизонтальной плоскости: ложные Солнца при этом размываются в касательные дуги.

Боковые касательные дуги к кругу в 22° должны были бы образовываться кристаллами, падающими при вертикальном положении главной оси, т. е. пластинками и снежинками. Однако такие кристаллы содержат много полостей, наполненных воздухом, и других неоднородностей, хаотически рассеивающих свет во всех направлениях.

В облаках, помимо рассмотренных форм кристаллов, встречаются и более редкие их виды, например столбики с полными или усеченными пирамидками на концах, двойные пирамидальные пластинки и др. Различными комбинациями внешнего отражения от кристаллов, преломления, а также возможных одного или нескольких внутренних отражений в кристаллах при разных высотах Солнца и объясняются редкие формы гало, такие, как противосолнце и связанные с ними световые столбы, круги необычных радиусов (9, 19, 23, 34°), касательные дуги к ним и др.

Появление гало может служить местным признаком изменения погоды. Поскольку гало наблюдаются при наличии Cs, а они, обычно, входят в систему облаков теплого фронта, то появление гало говорит о приближении теплого фронта и изменении погоды, обусловленной его прохождением.

Несмотря на то что с помощью законов геометрической оптики успешно объясняется возникновение многих наблюдаемых форм гало, тем не менее далеко не все явления гало находят объяснение не только на основе законов геометрической оптики, но и на основе более общей теории распространения и преобразования электромагнитных излучений. Это замечание справедливо и в отношении других оптических явлений (например, радуг).

5 Рефракция света в атмосфере

5.1. Уравнение траектории луча. Скорость распространения (c) в атмосфере (равно как и в любой другой среде) электромагнитных волн связана с абсолютным показателем преломления (n) соотношением: $n = c_0/c$, где $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость электромагнитных волн (света) в пустоте. Показатель преломления атмосферного воздуха очень близок к единице, например, для красных лучей $n = 1,000275$, для фиолетовых $n = 1,000283$. Поэтому удобнее пользоваться величиной $(n - 1)$, называемой *индексом рефракции*.

Индекс рефракции пропорционален плотности воздуха (ρ):

$$\frac{n - 1}{n_0 - 1} = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{pT_0}{p_0T},$$

где ρ_0 , p_0 , T_0 и n_0 — плотность, давление, температура воздуха и показатель преломления на исходном уровне (например, на уровне моря или земной поверхности). Подчеркнем, что здесь и далее под T следует понимать виртуальную температуру (T_v). Поэтому, если электромагнитная волна (луч) проходит в атмосфере некоторый путь, вдоль которого изменяются p и T , волна (луч) будет преломляться.

Рефракцией света называется *преломление* электромагнитных волн в атмосфере под влиянием изменения плотности воздуха как в горизонтальном, так и особенно сильно в вертикальном направлениях. Траектории электромагнитных волн в атмосфере представляют собой достаточно сложного вида кривые.

Помимо плотности воздуха, индекс рефракции зависит от длины волны. Зависимость $(n - 1)$ от трех параметров (p , T и λ) выражается эмпирической формулой, справедливой для электромагнитных волн из оптического диапазона с длиной от 0,20 до 20 мкм:

$$n - 1 = 10^{-6} \left(\frac{77,6p}{T} + \frac{0,584p}{T\lambda^2} \right), \quad (5.1.2)$$

где p — в гектопаскалях, T — в кельвинах, λ — в микрометрах. Таким образом, чем короче длина волны, тем больше $(n - 1)$ и тем более сильное преломление испытывает волна. В дальнейшем для краткости будем употреблять термин световые лучи, поскольку преломление именно их обуславливает многочисленные оптические явления, возникающие в результате рефракции света. Тем не менее многие выводы и формулы, которые будут получены, приме-

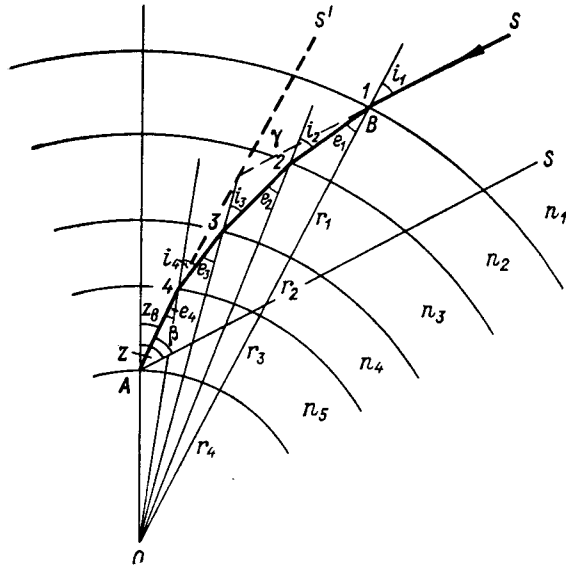


Рис. 22.11. К выводу уравнения рефракции света в атмосфере.

нимы не только к световым, но и другим электромагнитным и даже звуковым волнам.

Пусть световой луч S поступает на границу атмосферы от источника, находящегося за ее пределами (рис. 22.11). Разобьем атмосферу на несколько concentрических слоев достаточно тонких, чтобы внутри каждого из них показатель преломления n можно было считать постоянным. Обозначим соответствующие этим слоям показатели преломления n_1, n_2, n_3 и т. д. Плотность воздуха с высотой убывает, поэтому: $n_1 < n_2 < n_3 < \dots$

Углы падения (i) и преломления (e) на границе двух соседних слоев связаны соотношениями (закон Снелля):

$$\frac{\sin i_1}{\sin e_1} = \frac{n_2}{n_1}; \quad \frac{\sin i_2}{\sin e_2} = \frac{n_3}{n_2}; \quad \frac{\sin i_3}{\sin e_3} = \frac{n_4}{n_3}. \quad (5.1.3)$$

Из косоугольных треугольников 102, 203, 304 и т. д. следует:

$$\frac{\sin e_1}{\sin i_2} = \frac{r_2}{r_1}, \quad \frac{\sin e_2}{\sin i_3} = \frac{r_3}{r_2}, \quad \frac{\sin e_3}{\sin i_4} = \frac{r_4}{r_3}, \quad (5.1.4)$$

где r_1, r_2, r_3 — расстояния точек 1, 2, 3 от точки O (центра Земли)

Перемножив левые и правые части равенств (5.1.3) и (5.1.4), получим:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2 r_2}{n_1 r_1}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin i_3} = \frac{n_3 r_3}{n_2 r_2}, \quad \frac{\sin i_3}{\sin i_4} = \frac{n_4 r_4}{n_3 r_3}, \quad (5.1.5)$$

отсюда

$$n_1 r_1 \sin i_1 = n_2 r_2 \sin i_2 = n_3 r_3 \sin i_3 = \dots = \text{const.} \quad (5.1.6)$$

Таким образом, в любой точке траектории луча выполняется условие:

$$nr \sin i = \text{const.} \quad (5.1.7)$$

Это и есть уравнение траектории светового луча в атмосфере. При нормальном распределении показателя преломления и плотности воздуха в атмосфере (их убывании с высотой), траектория световых лучей обращена к земной поверхности своей вогнутой стороной (см. рис. 22.11).

5.2. Явления, обусловленные астрономической рефракцией.

Наблюдатель находится в точке A и визирует точку B (рис. 22.11). Если точка B находится за пределами атмосферы, рефракция называется астрономической. Если точка B находится в пределах земной атмосферы, рефракция называется земной.

Углом астрономической рефракции β называется угол между направлениями на действительное (S) и видимое (S') положения светила (рис. 22.11). Для видимых высот светил $h_b > 30^\circ$ угол β с точностью до $1''$ определяется по формуле:

$$\beta = 16,09 (p/T) \text{ ctg } h_b. \quad (5.2.1)$$

Здесь β — в угловых секундах, T — в кельвинах, p — в гектопаскалях. Полагая $p = 1013$ гПа и $T = 283$ К, получим приближенную формулу:

$$\beta = 57 \text{ ctg } h_b. \quad (5.2.2)$$

При высотах светил меньше 30° расчет β выполняется по другим соотношениям, получаемым на основе решения уравнения (5.1.7). Значения β (минуты дуги) для различных видимых высот светил h_b при $T = 10^\circ \text{C}$ и $p = 1013$ гПа следующие:

h_b^0	—0,10	0,00	0,10	0,30	1	3	10	30	90
β	36,8	34,4	32,3	28,7	24,3	14,3	5,3	1,7	0,0

Угол β зависит от высоты светила. Максимальных значений β достигает в моменты восхода или захода светил и при небольших

отрицательных высотах, когда луч проходит через большую толщу атмосферы. При средних условиях у земной поверхности $\beta \approx 35'$. Однако при низких температурах и высоком давлении у земной поверхности β может быть значительно больше (до $2-3^\circ$).

Вследствие астрономической рефракции все светила на небосводе кажутся приподнятыми на угол β . Таким образом, истинная высота светила h меньше его видимой высоты h_v также на угол β :

$$h = h_v - \beta \quad (5.2.3)$$

Рефракция увеличивает высоту всех светил, в том числе и Солнца. При заходе Солнца, когда оно уже опустилось под горизонт, рефракция делает его видимым, тем самым отодвигая момент захода. То же самое наблюдается утром при восходе.

Увеличение продолжительности дня за счет рефракции зависит от широты места и времени года. На широте Ленинграда оно невелико, изменяется от 8 мин в дни равноденствий до 12 мин в дни солнцестояний. В высоких широтах увеличение дня достигает нескольких часов и даже дней. На полюсе полярный день длиннее полярной ночи на 14 суток.

Необычайно сильной рефракцией можно объяснить такое явление, когда во время полярной ночи Солнце неожиданно показывалось над горизонтом на несколько минут и даже на полчаса, (как, например, 20 января 1974 г. в пос. Черский в Якутии; истинный восход Солнца произошел только через несколько суток). На Новой Земле неоднократно наблюдали Солнце над горизонтом на 10—14 дней раньше окончания полярной ночи, когда глубина погружения Солнца под горизонт составляла еще $4-5^\circ$. Это явление получило название «эффект Новой Земли».

При восходе и заходе Солнца (или Луны), когда их нижний край касается горизонта, за счет рефракции нижний край приподнимается на $35'$, тогда как верхний край диска, находящийся на высоте $32'$, — только на $28'$, в результате чего диск Солнца (или Луны) кажется сплюснутым в вертикальном направлении на $7'$. При сильной рефракции, например, в сибирских антициклонах зимой или в полярных районах, сплющивание диска Солнца может быть более значительным. Наблюдаются и другие искажения (вплоть до раздвоения) формы солнечного диска у горизонта при наличии мощных инверсий температуры у земной поверхности или на некоторой высоте над нею.

При опускании Солнца под горизонт, когда над горизонтом остается только небольшой его край, наблюдается быстрая смена цветов этого края. Красный цвет быстро переходит в оранжевый, желтый и последний луч заходящего Солнца оказывается зеленым. Иногда можно видеть зеленый край диска Солнца, зеленый сегмент или просто зеленую вспышку. Изменения цвета Солнца при его восходе протекают в обратном порядке. Наиболее благоприятные условия для наблюдения зеленого луча создаются при высо-

кой прозрачности атмосферы и свободной от облаков западной части горизонта, например, на берегу спокойного моря. Продолжительность зеленого луча колеблется от 1 до нескольких секунд (в экстремальных случаях — до нескольких минут).

Зеленый луч возникает вследствие различной рефракции лучей разного цвета. Фиолетовые лучи испытывают самую сильную рефракцию и приподняты над горизонтом больше остальных. Среднее расхождение крайних цветных лучей (фиолетового и красного) составляет около $38''$. При опускании Солнца под горизонт первым исчезнет красный луч, последним — фиолетовый. Учитывая большое рассеяние в атмосфере фиолетовых, синих и голубых лучей, а также малую чувствительность глаза к этим лучам, последним лучом удастся увидеть зеленый и очень редко голубой. Колебаниями показателя преломления, обусловленными флуктуациями плотности воздуха, объясняется мерцание звезд (затрудняющее их наблюдение).

5.3. Явления, обусловленные земной рефракцией. Лучи, распространяющиеся от наземных предметов, также распространяются по криволинейной траектории. Углом земной рефракции α называется угол между направлениями на видимое и действительное положение наблюдаемого предмета. Значения α зависят от расстояния до наблюдаемого предмета и термической стратификации приземного слоя воздуха. Остановимся на некоторых явлениях, обусловленных земной рефракцией.

В зависимости от характера температурной стратификации приземного слоя атмосферы, происходит *поднятие и расширение или опускание и сужение видимого горизонта*. Следствием этого эффекта является увеличение (при расширении) или уменьшение (при сужении) геометрической дальности видимости предметов.

Будем считать атмосферу горизонтально однородной, т. е. ρ и T изменяются только с высотой z . Проинтегрировав (5.1.1) по z , получаем:

$$\frac{\partial n}{\partial z} = (n_0 - 1) \frac{\rho}{\rho_0 T} (\gamma - \gamma_A), \quad (5.3.1)$$

где $\gamma = -\partial T / \partial z$ — вертикальный градиент температуры, $\gamma_A = 3,42 \text{ K}/100 \text{ м}$ (см. главу 3).

Проанализируем (5.3.1) при разных условиях стратификации приземного слоя атмосферы.

1. Градиент температуры γ положительный, но меньше γ_A ($\gamma < 3,42 \text{ K}/100 \text{ м}$). При этих условиях $\partial n / \partial z < 0$ — показатель преломления убывает с высотой, траектория светового луча обращена к земной поверхности *вогнутой стороной* (выпуклостью вверх). Горизонт приподнят (по сравнению с геодезическим) на угол $d = -\Delta$ (см. рис. 22.7). Такую рефракцию называют *положительной*. При средних метеорологических условиях расширение горизонта

(по сравнению с геодезическим) составляет 6—7 %, радиус кривизны светового луча примерно в 6 раз больше радиуса Земли.

В случае сильной инверсии температуры показатель преломления и плотность воздуха могут убывать с высотой настолько быстро, что радиус кривизны луча становится равным радиусу Земли ($\Delta=0$). Видимый горизонт как бы поднялся до математического, а Земля «распрямилась» и стала плоской.

В случае еще более мощной приземной инверсии температуры, кривизна луча становится меньше кривизны Земли. Видимый горизонт поднимается выше математического. Наблюдателю кажется, что он находится на дне огромной котловины. Из-за горизонта поднимаются и становятся видимыми предметы, находящиеся далеко за геодезическим горизонтом (с канадского берега через пролив Смита иногда виден берег Гренландии со всеми строениями. Расстояние до гренландского берега около 70 км, в то время как геометрическая дальность видимости с учетом высоты строения на берегу не превышает 20 км.) При инверсионной стратификации, создаются условия для возникновения верхних миражей.

2. $\gamma=3,42$ K/100 м, $\partial n/\partial z=0$. Рефракция отсутствует ($d=\Delta$).

3. $\gamma > 3,42$ K/100 м, $\partial n/\partial z > 0$. Траектория светового луча обращена к земной поверхности выпуклой стороной. Такая рефракция называется отрицательной. Предметы на земной поверхности, обычно находящиеся в поле зрения, оказываются ниже геодезического горизонта. Такое распределение температуры наблюдается наиболее часто в степях и пустынях в дневные часы летом при перегреве земной поверхности солнечной радиацией. В умеренных широтах в дневные часы летом такие температурные градиенты наблюдаются в нижнем слое до высоты в несколько метров над песчаным пляжем, обнаженной почвой, асфальтом. При таких условиях возникают нижние миражи.

Миражом называется такое явление, когда могут быть видны предмет и его изображение. Иногда сам предмет невидим, так как находится за горизонтом, а его изображение увеличенное, часто искаженное и высоко поднятое в воздух можно видеть с очень больших расстояний. В зависимости от того, где располагается изображение по отношению к предмету, различают несколько видов миражей. Миражи верхние, если изображение предмета (т. е. мираж) находится над предметом. Миражи нижние — изображение располагается под предметом. Миражи боковые — изображение рядом с предметом. Сложные миражи — одновременно наблюдаются миражи разных типов. Такие миражи называют фата-моргана.

В случае верхнего миража (при инверсионной стратификации) наблюдатель может видеть сам предмет (если он не за горизонтом) и над ним одно или несколько его изображений — прямых,

перевернутых, часто искаженных, увеличенных. Изображение получается перевернутым, если лучи, идущие от крайних (верхней и нижней) точек предмета, пересекутся (рис. 22.12). Такие миражи наблюдаются часто над холодными морями, выхожденной поверхностью суши, в полярных районах.

Верхними миражами следует объяснить, хотя бы часть так называемых призрачных земель, которые десятилетиями искали в Арктике и не нашли. Это земли Андреева, Оскара, Джиллиса, Санникова и др. Наиболее долго и упорно искали о. Санникова, «увиденный» им впервые в 1811 г. Этот остров «видел» Толь и даже зарисовал его гористый контур. Все последующие поиски острова не дали результатов. Рейс ледокола «Седов» показал, что в этой

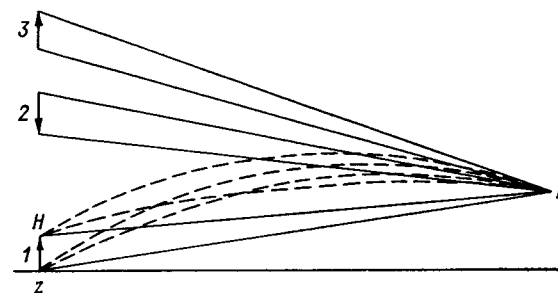


Рис. 22.12. Схема верхнего миража.

части океана такого острова нет. Возможно, что это был мираж, который в определенное время года появляется в одном и том же месте. Это могло быть изображение одного из островов Де Лонга, расположенных в этом же направлении, но значительно дальше в океане.

Появление известной легенды о «Летучем Голландце», призрачном корабле необычных размеров и формы, также следует отнести к наблюдениям верхних миражей самых обыкновенных кораблей, которые плывут далеко за горизонтом. Изображение корабля, увеличенное и искаженное, высоко поднятое в воздух, и принималось за «Летучего Голландца».

Нижние миражи возникают при очень больших температурных градиентах в нижнем слое атмосферы, когда плотность воздуха увеличивается с высотой. Кажется, будто под предметом располагается водная поверхность и все предметы отражаются в ней (рис. 22.13). В СССР миражи в виде «озер» или «водной поверхности» часто появляются в Поволжье, на Украине, в Средней Азии. Даже в северных широтах, например в Ленинградской области, такие миражи можно нередко наблюдать в виде небольших кажущихся «луж» на совершенно сухом асфальте или над ровным песчаным пляжем в солнечные летние дни. Кажущаяся водная по-

верхность в нижнем мираже есть изображение участка неба, создающее полную иллюзию блестящей на Солнце водной глади. Стратификация при нижнем мираже крайне неустойчива, нижний слой воздуха непрерывно пронизывается поднимающимися горячими струями воздуха и мираж на глазах изменяется.

Однородная снежная подстилающая поверхность в Антарктиде, температура которой летом выше температуры прилегающего слоя воздуха, также благоприятствует возникновению здесь нижних ми-

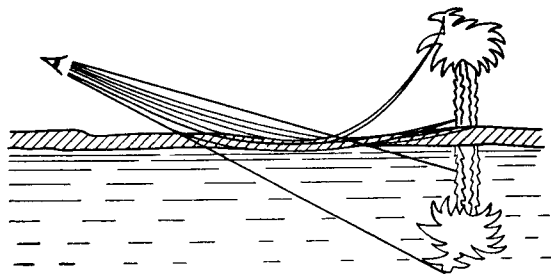


Рис. 22.13. Схема нижнего миража.

ражей. Такие миражи часто наблюдаются на станциях Восток, Комсомольская и др.

Боковые миражи возникают, когда поверхности одинаковой плотности воздуха располагаются в атмосфере не горизонтально, как обычно, а наклонно или даже вертикально. Это может иметь место летом, утром, вскоре после восхода Солнца у скалистого берега, нагретого лучами Солнца, когда поверхность озера или моря еще холодная. Боковые миражи часто наблюдаются, например, на Женевском озере.

В заключение отметим, что под влиянием атмосферных условий изменяются траектории и дальность распространения не только световых, но и звуковых волн, а также радиоволн (в частности, миллиметрового и сантиметрового диапазона, используемого в радиолокационных станциях).

6 Оптические характеристики облаков, туманов и осадков

С облаками, туманами и осадками (в дальнейшем будем называть лишь первое из этих явлений) связано наиболее сильное оптическое помутнение атмосферы: показатели ослабления света в облаках больше показателей молекулярного рассеяния $k_{\lambda M}$ примерно на три порядка, аэрозольного ослабления $k_{\lambda a}$ — на один-два порядка (в облаках k_{λ} — порядка нескольких десятков км^{-1} ,

в нижней половине тропосферы $k_{\lambda M} \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ км}^{-1}$ и $k_{\lambda a} \sim 10^{-1} - 10^{-2} \text{ км}^{-1}$).

Как уже указывалось в п. 2 главы 6, рассеяние света существенно зависит от размеров рассеивающих частиц и, в частности, оно различно для мелких (молекулярные комплексы) и крупных (аэрозоль, капли облаков) частиц. Поскольку размеры капель облака изменяются в широких пределах, то вводится понятие осредненного показателя рассеяния (равно как поглощения и ослабления) света длины волны λ :

$$k_{\lambda} = \pi N \int_0^{\infty} K(\mu) r^2 f(r) dr \quad (6.1)$$

и осредненной по каплям всех размеров функции (индикатрисы) рассеяния

$$\gamma_{\lambda}(\vartheta) = N \int_0^{\infty} \gamma_{\lambda}(\vartheta, r) f(r) dr, \quad (6.2)$$

где ϑ — угол между падающим лучом света и линией, соединяющей рассеивающий объем с наблюдателем; $f(r)$ — плотность распределения капель по радиусам r ; $K(\mu)$ — введенный в п. 2 главы 6 «фактор эффективности или сечения» — безразмерный коэффициент в формуле для показателя рассеяния на одной частице: $k_{\lambda}^{(0)} = K(\mu)\pi r^2$ ($\mu = 2\pi r/\lambda$); N — общее число капель в единичном объеме облачного воздуха.

Средневзвешенная по всему спектру солнечной радиации функция рассеяния вводится соотношением

$$\gamma(\vartheta) = \frac{1}{I} \int_0^{\infty} I_{\lambda} \gamma_{\lambda}(\vartheta) d\lambda, \quad (6.3)$$

где I_{λ} — спектральная плотность радиационного потока I .

В формулы (6.1) — (6.2) входит функция $f(r)$. Приводимые ниже данные получены в предположении, что справедливо гамма-распределение капель по радиусам (см. п. 6 главы 18):

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha) r_0^{\alpha}} r^{\alpha-1} \exp(-r/r_0), \quad (6.4)$$

где α и r_0 — параметры распределения. Расчеты выполнены для так называемых широкого ($\alpha=3$, $r_0=2,5$ мкм) и узкого ($\alpha=7$, $r_0=0,67$ мкм) распределений.

В результате расчета получены следующие осредненные по размерам капель и длинам волн функции рассеяния (принято широ-

кое распределение капель; суммирование по λ выполнено для длин волн от 0,40 до 3,58 мкм с разбивкой на 15 интервалов):

θ°	0	2	5	10	20	30	40	50
$\gamma(\theta)$	1747	72	6,76	2,29	1,14	0,60	0,31	0,15
θ°	60	70	80	90	100	110	120	130
$10^2\gamma(\theta)$	7,1	3,3	1,6	0,88	0,65	0,67	1,08	1,74
θ°	140	150	160	170	180			
$10^2\gamma(\theta)$	7,53	3,91	3,35	3,75	17,6			

Как уже указывалось в п. 2 главы 6, индикатриса рассеяния света на крупных (по сравнению с λ) частицах сильно вытянута вперед: яркость света, рассеянного вперед, многократно превосходит яркость света, рассеянного назад. Отношение этих двух яркостей (по приведенным данным равно $1747 : 0,176 \approx 10^4$) называют *асимметрией индикатрисы рассеяния*.

Хотя при увеличении θ яркость рассеянного света уменьшается, однако до значений θ около $10-12^\circ$ она все еще настолько значительна, что приводит к образованию венцов. Второй максимум яркости рассеянного света отмечается вблизи $\theta \approx 140^\circ$. Этот максимум порождает явление радуги.

Экспериментальные исследования индикатрис рассеяния при различной степени замутненности атмосферы показали, что все многообразие индикатрис отчетливо распадается на два класса. Для одного из них характерно пологое плавное изменение функции рассеяния $\gamma(\theta)$ в зависимости от θ при сравнительно небольших (порядка 10^1-10^2) значениях асимметрии рассеяния и отсутствии вторичных максимумов. Второй класс характеризуется быстрым спадом $\gamma(\theta)$ в интервале углов θ от 0 до $90-100^\circ$, наличием резко выраженного минимума $\gamma(\theta)$ при θ , равных $100-110^\circ$ и нескольких вторичных максимумов (при θ , близких к $22-24, 46-52, 140-150^\circ$ и др.) и большими значениями асимметрии (порядка 10^3-10^4). Первый класс индикатрис наблюдается при слабой замутненности (высокой прозрачности) приземного слоя, второй — в сильных и умеренных дымках, облаках и туманах.

Существует достаточно тесная корреляционная связь между показателем рассеяния (или обратной ему МДВ) и асимметрией индикатрисы рассеяния. На рис. 22.14 представлена такая связь между МДВ и отношением (α) потоков света, рассеянного в переднюю и заднюю полусферы. Как и следовало ожидать, с уменьшением МДВ это отношение увеличивается. В туманах ($S_M < 1$ км) и дымках ($1 < S_M < 10$ км) в переднюю полусферу рассеивается световой энергии в 5—30 раз больше, чем в заднюю. По данным измерений в дымке ($S_M = 5,8$ км), в области углов $\theta \leq 2^\circ$ заключено 18 %, а при $\theta < 20^\circ$ — 56 % всего рассеянного света.

Расчет функций рассеяния по данным наблюдений (в том числе — с космических кораблей) в различных слоях атмосферы по-

казал, что всюду (по крайней мере до 19—25 км, а также в области мезопаузы) велика роль рассеяния на аэрозолях; в разных слоях индикатрисы существенно различны, однако, закономерности изменения $\gamma(\theta)$ с высотой пока не установлены.

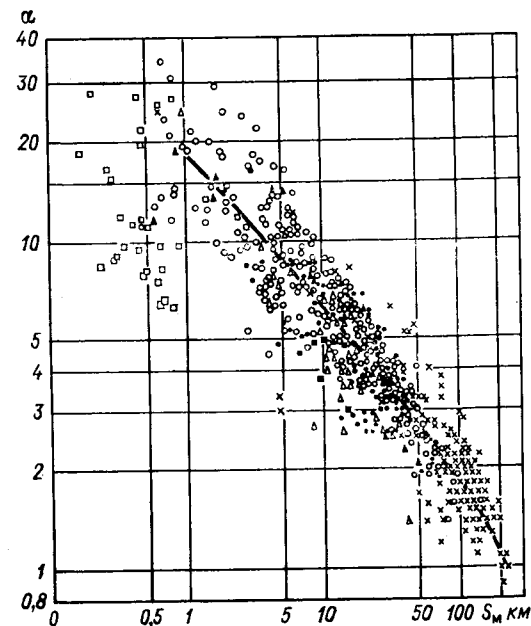


Рис. 22.14. Связь между МДВ и отношением (α) потоков света, рассеянного в переднюю и заднюю полусферы.

Значения объемного показателя рассеяния, осредненного по всем размерам капель, но при фиксированной длине волны ($\lambda = 0,7$ мкм), для разных форм облаков приведены в табл. 22.3.

В первой строке этой таблицы представлены экспериментальные значения k_λ , во второй и третьей — вычисленные по формуле

Таблица 22.3. Осредненные по размерам капель показатели рассеяния (км^{-1}) при $\lambda = 0,7$ мкм для облаков разных форм

k_λ	Облака						
	Cu	Sc	St	Ns	Frnb	As	Ac
$k_{\lambda \text{ экс}}$	100	48	43	29	37	25	20
$k_{\lambda \text{ ш}}$	69	26	26	37	37	26	24
$k_{\lambda \text{ уз}}$	132	50	50	62	62	50	47

(6.1) при широком и узком распределении капель по радиусам. Видно, что для облаков St и Sc в лучшем согласии с опытными данными находятся результаты расчета в предложении узкого распределения (оно характерно для мелкокапельных облаков), а для облаков Fgpb, As, Ac — широкого распределения. В случае Cu и Ns вычисленные значения k_λ хуже согласуются с опытными (по сравнению с другими формами облаков).

Средние \bar{k} и медианные k_m значения показателя ослабления света (для λ от 0,5 до 0,7 мкм) в облаках различных форм над Европейской частью СССР (ЕЧС), Арктикой и тропической Атлантикой представлены в табл. 22.4.

Таблица 22.4. Средние (\bar{k}) и медианные (k_m) значения показателя ослабления света (км^{-1})

Район	k	Облака				
		Sc	St	Ns	Ac	As
ЕЧС	\bar{k}	48	43	29	20	25
	k_m	40	31	21	17	18
Арктика	\bar{k}	25	42	32	19	4
	k_m	27	36	25	19	2,5
Атлантика	\bar{k}	13	—	—	8	7
	k_m	6	—	—	4	6

Согласно приведенным данным (обобщающим многолетние измерения в облаках), наиболее плотные облака на ЕЧС — слоисто-кучевые и слоистые, в Арктике — слоистые. В тропической Атлантике облака оптически очень неоднородны (рыхлой структуры). Впрочем, в других районах показатель ослабления — также весьма изменчивая во времени и от точки к точке величина.

Даже после значительного осреднения (по времени и пространству) показатели ослабления и масштаб корреляции (L) этого показателя не остаются постоянными (под масштабом корреляции понимается такое расстояние, на котором коэффициент корреляции показателя ослабления убывает в e раз). Об этом свидетельствуют следующие данные о средних значениях \bar{k} и \bar{L} , обобщающие наблюдения об облаках за 1969—1973 гг. (числитель) и 1976—1979 гг. (знаменатель):

Облака . . .	St	Sc	Ns	Ac	As	Ns — As	As — Cs	Ci — Cs
\bar{k} км^{-1} . .	43/41	48/32	29/16	21/14	26/6	—/12	—/3	2,5/3,7
\bar{L} км . . .	1,4/0,9	1,4/1,3	1,6/1,7	0,8/0,9	1,2/1,5	—/1,3	—/2,8	—/2,7

Поскольку представляют интерес не только средние значения \bar{k} , но и распределение его, то приведем еще значения (в км^{-1}) пока-

зателя, ослабления, соответствующие значениям интегральной функции распределения, равным 25, 50 и 75 % (эти значения k носят название квантилей показателя ослабления) по наблюдениям за 1969—1973 гг. (числитель) и 1976—1979 гг. (знаменатель):

Облака . . .	St	Sc	Ns	Ac	As	Ns — As	As — Cs	Ci — Cs
k_{25}	14/9	19/6	9/2,5	9/2,5	11/2,5	—/3	—/2,5	—/2,5
k_{50}	31/37	40/20	21/7	17/7	19/3	—/6	—/2,5	—/3
k_{75}	59/64	65/50	40/25	28/18	33/7	—/13	—/4,3	—/4,3

Таким образом, в облаках St, например, показатель ослабления в 25 % случаев по данным за 1969—1973 гг. не превышает 14 км^{-1} , в 50 % он не больше 31 км^{-1} и в 75 % — не больше 59 км^{-1} .

В конвективных облаках умеренных широт показатель ослабления света связан линейной зависимостью с толщиной облака ($z_b - z_n$):

$$k = 50(z_b - z_n) + 70, \quad (6.5)$$

где $z_b - z_n$ — в км (при изменении толщины от 0,5 до 4 км), k — в км^{-1} .

Приведенные значения k характеризуют ослабление радиации в среднем по всему облаку. Поскольку, однако, с увеличением высоты изменяются водность облака, число и размер капель, то меняется также и показатель ослабления. Анализ материалов измерений привел к заключению, что в облаках St—Sc и Ac, где максимум водности смещен в верхнюю часть облака, распределение $k(z)$ по высоте (z) в первом приближении описывается выражением

$$k(z)/\bar{k} = 2,8\zeta(1 - \zeta)^{1/4}, \quad (6.6)$$

где $\zeta = (z - z_n)/(z_b - z_n)$ — безразмерная высота точки над основанием облака, z_n и z_b — высоты нижней и верхней границ облака, \bar{k} — среднее (по всему облаку) значение показателя ослабления.

В кристаллических облаках и туманах (по данным немногочисленных измерений) показатель ослабления примерно на порядок меньше, чем в капельных, и практически не зависит (в диапазоне от 0,5 до 12 мкм) от длины волны (нейтральное рассеяние). Так, в умеренных широтах среднее значение k в облаках верхнего яруса (Ci, Cs) составляет $2,5 \text{ км}^{-1}$, а в тумане колеблется от $0,5$ до $1,2 \text{ км}^{-1}$.

6.1. Дальность видимости в облаках и туманах. Метеорологическая дальность видимости S_m , как показано в п. 3, однозначно связана с линейным показателем ослабления света (k_λ):

$$S_m = 3,9/k_\lambda. \quad (6.7)$$

Поскольку размеры капель (r) облаков и туманов значительно больше длины волны (λ) света ($\mu \gg 1$), то фактор эффективности

$K(\mu)$, как следует из результатов п. 2 главы 6, практически не зависит от μ и равен 2. Вследствие этого формулу (6.1) для коэффициента ослабления света в облаках с высокой точностью можно записать в виде

$$k_\lambda = 2\pi N \int_0^\infty r^2 f(r) dr = 2\pi N \tilde{r}_2^2, \quad (6.8)$$

где \tilde{r}_2 — средний квадратический радиус капель.

Исключив из (6.8) по соотношению (7.7) главы 17 число капель N , получаем

$$k_\lambda = \frac{3}{2} \frac{\delta^*}{\rho_k} \frac{\tilde{r}_2^2}{\tilde{r}_3^3} = \frac{3}{2} \frac{\delta^*}{\rho_k} \frac{1}{r^*}, \quad (6.9)$$

где введен радиус $r^* = \tilde{r}_3^3 / \tilde{r}_2^2$, называемый *поверхностно-эквивалентным*. Последний связан соотношением

$$r^* = r_0 \exp(5\sigma^2/2)$$

с параметрами r_0 и σ логарифмически нормального распределения и соотношением

$$r^* = (\alpha + 2) r_0$$

с параметрами r_0 и α -гамма-распределения.

С учетом (6.9) формула (6.7) для S_M принимает вид:

$$S_M = 2,6r^*/\delta^*, \quad (6.10)$$

где S_M — в метрах, δ^* — в г/м³, r^* — в микрометрах.

Из формулы (6.10) следует, что S_M уменьшается: а) с ростом водности облака (δ^*), если при этом распределение капель по размерам сохраняется неизменным ($r^* = \text{const}$), б) с уменьшением размеров капель при фиксированной водности.

В реальных условиях, как правило, одновременно изменяются размер капель и водность облака. По этой причине, согласно (6.10), по данным наблюдений за одной величиной (например, водностью) нельзя в общем случае сделать однозначное заключение об изменении МДВ. Экспериментальные данные по определению S_M в облаках и туманах с одновременным измерением водности и спектра капель малочисленны. Ауфм Кампе определил коэффициент ослабления, а вместе с этим по формуле (6.7) МДВ, измеряя яркость света, который создавал прожектор, установленный на крыле самолета. Средние значения S_M по этим данным составили: 100 м в Sc, 140 м в St и 150 м в As.

Более полные данные об ослаблении света и МДВ в облаках и туманах получены В. Г. Морачевским и Г. М. Забродским с помощью самолетного измерителя прозрачности. Согласно табл. 22.5. МДВ в облаках и туманах изменяется в широких пределах. Мак-

Таблица 22.5. Повторяемость (%) метеорологической дальности видимости в облаках и туманах

S_M м	Облака			Туманы	S_M м	Облака			Туманы
	St	Sc	Ns - As			St	Sc	Ns - As	
<26	0,1	0,5	8,1	1,0	501—600	4,2	4,9	2,0	6,4
27—50	2,0	2,1	5,4	5,4	601—700	2,7	0,2	1,3	1,0
51—100	21,7	18,0	10,1	10,3	701—800	1,5	1,8	2,7	0,5
101—200	36,1	35,6	33,1	32,9	801—900	0,7	1,1	1,4	1,0
201—300	21,4	21,1	20,3	21,7	901—1000	0,1	0,7	0,7	0,5
301—400	5,6	7,1	12,2	11,3	>1000	—	0,9	—	1,0
401—500	4,4	5,3	2,7	6,9					

симум повторяемости S_M в облаках всех форм и в туманах приходится на интервал 100—200 м. На МДВ меньше 200 м в облаках разных форм приходится от 56 до 60 %, меньше 300 м — от 77 до 81 % (общего числа наблюдений). Для осредненных (по всем случаям) условий S_M оказалась связанной с водностью облака соотношениями (δ^* — в г/м³, S_M — в м):

— в случае облаков Sc

$$S_M = 34,1/\delta^{*0,63},$$

— в случае St

$$S_M = 42,7/\delta^{*0,72}.$$

Полагая $\delta^* = 0,2$ г/м³, по последнему соотношению для слоистого облака найдем: $S_M = 125$ м, $k = 29$ км⁻¹.

На основе анализа данных измерений (169 серий), во время которых одновременно регистрировались S_M и δ^* , установлено, что

$$S_M = 27,5/\delta^{*0,87}, \quad k = 142\delta^{*0,87}$$

(здесь S_M — в метрах, δ^* — в г/м³, k — в км⁻¹). При тех средних значениях показателя рассеяния, которые приведены в табл. 22.2, по формуле (6.7) получаем следующие значения МДВ в облаках различных форм на ЕЧС:

Облака	Sc	St	Ns	As	Ac
S_M м	82	92	135	152	196

Вблизи земной поверхности значительное ухудшение видимости связано в основном с туманом и сильной дымкой, а также с осадками. Так, по данным наблюдений в Пулковом (Ленинград) за 1970—1972 гг., $S_M < 1$ км отмечена в тумане летом в 97 % (из общего числа 155) и зимой в 72 % (из общего числа 401); зимой также значительна (22 %) повторяемость $S_M < 1$ км в снегопадах.

В оставшихся 3 % летом и в 6 % зимой $S_M < 1$ км наблюдалась в дожде. Ухудшение S_M до 2 км и меньше летом связано с туманом (42 %), сильной дымкой (34 %) и дождем (24 %); зимой — со снегопадами (44 %), дымкой (27 %), туманом (17 %) и дождем (12 %). Ухудшенные условия видимости зимой создаются значительно чаще, чем летом: $S_M < 2$ км наблюдалась в 341 случае летом и в 1529 случаях зимой.

Дальность видимости в облаках, туманах и осадках испытывает резкие изменения во времени и пространстве. Рисунок 22.15 пока-

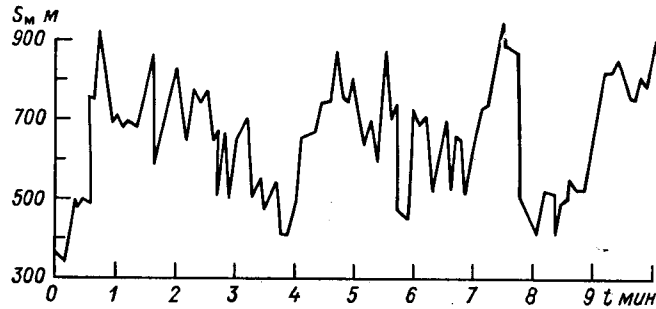


Рис. 22.15. Резкие изменения МДВ в осадках в течение коротких интервалов времени.

зывает, что МДВ может измениться в 2 раза и более в течение нескольких минут.

6.2. Связь между показателями ослабления и МДВ в видимом и инфракрасном участках спектра. Теоретический и прикладной интерес представляют сведения о показателях ослабления и МДВ не только видимой (свет), но и инфракрасной радиации (видение в инфракрасных лучах). Большая серия измерений монохроматических потоков радиации (примерно 500 спектров) выполнена в средней полосе Европейской части СССР весной и осенью 1970—1974 гг. на базе длиной 1200 м. Анализ результатов измерений позволил определить k вблизи 11 длин волн (от 0,55 до 12 мкм). Все данные разбиты на три группы: I — $3 \text{ км} \leq S_M < 25 \text{ км}$, относительная влажность $f < 90 \%$; II — $1 \text{ км} \leq S_M < 10 \text{ км}$, $f > 90 \%$; III — морось.

Средние для каждой группы значения показателя ослабления \bar{k}_λ в узком интервале длин волн (вблизи λ) и средние квадратические отклонения σ_λ этого показателя приведены в табл. 22.6. Видно, что при всех λ значения \bar{k}_λ в группе II (включающей наблюдения только в дымках, к тому же при высокой относительной влажности, когда рассеивающие частицы сильно обводнены) в несколько раз больше, чем в группе I (в которую, наряду с умеренной и слабой дымкой, вошли случаи слабого помутнения атмо-

Таблица 22.6. Средние значения \bar{k}_λ и квадратические отклонения σ_λ показателя ослабления (км^{-1})

λ мкм	I		II		III	
	\bar{k}_λ	σ_λ	\bar{k}_λ	σ_λ	\bar{k}_λ	σ_λ
0,55	0,36	0,18	1,10	1,36	0,59	0,64
0,83	0,25	0,16	1,03	1,33	0,57	0,62
1,05	0,19	0,14	0,93	1,28	0,56	0,58
1,18	0,16	0,12	0,81	1,20	0,51	0,54
1,66	0,14	0,12	0,70	1,04	0,46	0,49
2,09	0,12	0,12	0,60	0,90	0,38	0,46
3,97	0,10	0,10	0,51	0,84	0,37	0,44
9,20	0,09	0,10	0,48	0,84	0,38	0,44
10,10	0,09	0,09	0,48	0,84	0,39	0,44
11,10	0,10	0,10	0,49	0,84	0,40	0,45
12,01	0,10	0,10	0,51	0,85	0,44	0,45

сферы с $S_M > 10$ км при сравнительно высокой относительной влажности). Переход из видимой в инфракрасную область спектра сопровождается в группе I (в которой более значительную роль играет молекулярное рассеяние) большим уменьшением \bar{k}_λ (примерно в 4 раза), чем в группе II (здесь преобладающую роль играет аэрозольное рассеяние, слабо зависящее от λ ; k_λ уменьшается примерно в 2 раза). Группа III (морось) занимает промежуточное положение.

Значения σ_λ , сравнимые в группах II и III со средними значениями, свидетельствуют о том, что показатель ослабления подвержен большим колебаниям во времени.

Подсчет коэффициентов корреляции (r_{λ, λ_1}) показал, что между значениями k_λ при $\lambda_1 = 0,55$ мкм (видимая область) и при других λ существует тесная связь, особенно при сильном помутнении атмосферы. В группе I при изменении λ от 0,83 до 12 мкм значение r_{λ, λ_1} монотонно уменьшается от 0,99 до 0,94, в группе III — от 0,98 до 0,84 и в группе II — от 0,94 до 0,74. Таким образом, можно определить k_λ (а вместе с этим и МДВ) в инфракрасной области по уравнению регрессии:

$$k_\lambda = \bar{k}_\lambda + r_{\lambda, \lambda_1} \frac{\sigma_\lambda}{\sigma_{\lambda_1}} (k_{\lambda_1} - \bar{k}_{\lambda_1}),$$

где $\lambda_1 = 0,55$ мкм, k_λ и k_{λ_1} — средние значения показателя в данной группе.

6.3. Яркость облаков. Большой объем данных о яркости облаков различных форм получен в последние десятилетия при наблюдении с самолетов (с высот до 9 км) и с ИСЗ (с высот до 36 000 км). Яркость облаков зависит от их оптической толщины, альбедо подстилающей поверхности, геометрических параметров наблюдения, рассеяния излучения в надоблачной атмосфере и других факторов.

На рис. 22.16 приведены сведения о распределении яркости верхней границы слоистообразных облаков, обобщающие данные

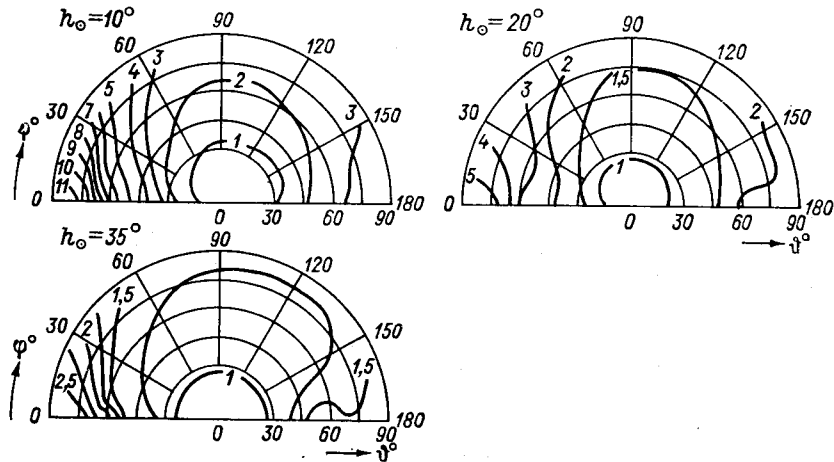


Рис. 22.16. Изолинии яркости (изофоты) верхней границы слоистообразных облаков (по данным измерений на длине волны 0,55 мкм с высот до 9 км). h_{\odot} — высота Солнца, φ — азимутальный угол точки визирования, отсчитываемый от вертикала Солнца, θ — угол между вертикалью наблюдателя и линией визирования (надирный угол).

измерений на длине волны 0,55 мкм с самолетов. Изолинии (изофоты) на рис. 22.16 представляют собой кривые равных значений отношения яркости облака в произвольной точке к яркости его в надире (точке пересечения вертикали наблюдателя с верхней границей облака, т. е. при $\theta=0$).

При всех высотах Солнца наибольшая яркость облаков наблюдается вблизи вертикала Солнца (т. е. при углах φ , близких к 0 или 180°). Яркость в любой точке облака (при фиксированных φ и θ) тем меньше, чем больше высота Солнца. Особенно велико различие в яркостях облака в вертикале Солнца (φ , равных 0 или 180°) при положении точки визирования вблизи горизонта ($\theta \rightarrow 90^\circ$): при $\theta=0^\circ$ яркости облака вблизи горизонта при $h_{\odot}=10^\circ$ примерно в 4 раза больше, чем при $h_{\odot}=35^\circ$. Яркость облаков в надире по данным измерений в диапазонах спектра 0,4—0,75 и 1,35—2,55 мкм пропорциональна синусу высоты Солнца при $h_{\odot} > 10^\circ$.

7 Загрязнение атмосферы, видимость, дымки, смоги и туманы в больших городах

Загрязнение атмосферы городов всевозможными примесями искусственного происхождения отмечалось уже в древности. «Я почувствовал перемену в настроении, как только покинул смрадный воздух Рима, воняющий дымными печами, которые изрыгают отвратительный чад и сажу» — писал известный философ Сенека еще в первом веке н. э. Начиная со средних веков печальную известность получил Лондон. И хотя было издано несколько указов королей, запрещающих сжигать уголь в каминах и домовых печах, воздушный бассейн Лондона продолжал загрязняться: согласно Дж. Эвелину (1661 г.), «... в то время как во всех других местах воздух прозрачен и чист, в Лондоне висит такое облако серы, что Солнце едва проникает в город». Столь же значительным уже несколько столетий тому назад было загрязнение атмосферы другого крупного европейского города — Парижа.

Однако особенно острый характер проблема загрязнения атмосферы, а в общем случае — ухудшения качества природной среды, приобрела в текущем столетии — по мере развития промышленности, сокращения лесных массивов, увеличения пахотных земель, широкого использования минеральных удобрений и химических веществ для борьбы с сорняками, все увеличивающихся объемов добываемого и сжигаемого минерального топлива (уголь, нефть, газ) и др.

Участь Лондона и Парижа, начиная со второй половины прошлого века и в текущем столетии, разделили многие крупные города на всех материках планеты.

Все атмосферные примеси (аэрозоли) принято делить на *естественные* и *искусственные*. К первым относятся: примеси, поступающие в атмосферу при извержении вулканов и во время лесных пожаров; пыль, поднятая ветром с земной поверхности (особенно при пыльных бурях); продукты выветривания горных пород и испарения морских брызг; космическая пыль и др.

Источниками примесей искусственного (антропогенного) происхождения служат промышленность (фабрики, заводы), энергетические и отопительные системы, транспорт (прежде всего, автомобильный), а также сельскохозяйственное производство. Отметим, что в крупных городах свыше 50 % всех загрязняющих веществ приходится на долю автотранспорта. Общее число веществ, выбрасываемых в атмосферу этими источниками, исчисляется несколькими сотнями. Все примеси подразделяются на *газообразные* (окись углерода CO, двуокись серы или сернистый газ SO₂, окислы азота NO_x и др.), *жидкие* (сернистая кислота, бензол, ацетон, ртуть и др.) и *твердые* (пыль, сажа, углеводороды, свинец и

др.). К загрязнителям атмосферы относятся также электромагнитные излучения (испускаемые радиоактивными веществами) и шуму.

Поскольку все загрязняющие атмосферу (равно как и гидросферу) вещества вредно действуют на человека (ухудшают его здоровье), а также на животный и растительный мир, то для большинства таких веществ установлены *предельно допустимые концентрации* (ПДК).

Над каждым крупным городом (с населением в несколько сотен тысяч и, тем более, миллионов человек) сформировалось *облако примесей*, хорошо заметное при наблюдении с самолета, космического корабля или даже с горы (возвышенности) в окрестностях города.

Нельзя не отметить следующего любопытного факта. Хорошо известно, что с космических кораблей наземные объекты (дороги, реки, здания и др.) визуально обнаруживаются и видны лучше, чем с самолета, находящегося в средней или верхней тропосфере. Объясняется это отсутствием в космосе рассеянного (дополнительного) света, который на малых и средних высотах (в пределах тропосферы), поступая в глаз наблюдателя, уменьшает яркий контраст между наблюдаемым объектом и фоном. И, тем не менее, ни одному космонавту не удалось наблюдать из космоса какие-либо объекты внутри большого города — все скрывает висящее над городом облако примесей, имеющее на фотографиях, сделанных с космических кораблей, вид размытого пятна.

На распространение примесей, поступающих в атмосферу из различных источников в городе, большое влияние оказывают метеорологические условия. Совокупность метеорологических факторов, оказывающих влияние на концентрацию примесей, распределение ее по высоте и горизонтали, а также изменение во времени, принято называть *потенциалом загрязнения атмосферы* (ПЗА).

Элементами ПЗА служат скорость и направление ветра, температура воздуха, их распределение по высоте (динамическая и термическая стратификация), влажность воздуха, осадки и облачность, поле давления (барические системы) и др.

При заданной мощности выбросов загрязняющих веществ (массе примесей, поступающих в атмосферу за единицу времени из всех источников) концентрация примесей (уровни загрязнения) в городе существенно зависит от скорости ветра и турбулентного обмена. Чем больше скорость ветра и интенсивнее турбулентный обмен, тем больше выносятся (выдуваются) примесей из города и переносятся из приземного слоя (где сосредоточены источники примесей) в более высокие слои (вертикальный обмен) и в окрестности города (горизонтальный обмен). Повышению уровней загрязнения в приземном слое города способствует слабый ветер, инверсионная термическая стратификация (резко ослабляющая, наряду со скоростью ветра, турбулентный обмен по вертикали и,

следовательно, перенос примесей в более высокие слои), отсутствие осадков и облаков (которые вымывают примеси — процесс, называемый *самоочищением атмосферы*), антициклоническое барическое поле (в котором, как правило, и ветер слабый, и стратификация инверсионная).

Поскольку источники примесей сосредоточены вблизи земной поверхности (не выше 200—300 м, а подавляющая часть — ниже 20—50 м), то с увеличением высоты концентрация примесей над городом, как правило, убывает. При высоких уровнях загрязнения вблизи земной поверхности концентрация примесей убывает с высотой быстрее, чем при пониженных. Вследствие этого концентрация примесей на высоте в несколько сотен метров (в верхней части пограничного слоя) и толщина облака примесей при слабом ветре (до 2—3 м/с) и инверсионной стратификации меньше, чем при сильном ветре (свыше 5—8 м/с) и отсутствии инверсии температуры (толщина облака примесей составляет 400—500 м в первом и увеличивается до 2—3 км во втором случае).

В горизонтальной плоскости максимальные значения ($q_{\text{макс}}$) концентрации примесей (q) наблюдаются, как правило, вблизи центральной части города, а по направлению к окраинам q убывает, более медленно при сильно развитом турбулентном обмене (сильном ветре) и более быстро при слабом ветре. По сравнению с $q_{\text{макс}}$ концентрация убывает в 100 раз на расстоянии 40—50 км от центра города при слабом ветре (когда $q_{\text{макс}}$ велика) и на расстоянии 80—100 км при сильном ветре (когда $q_{\text{макс}}$ понижена). Изолинии концентрации ($q = \text{const}$), осредненной за значительные интервалы времени (декада, месяц, сезон), представляют собой замкнутые кривые, которые смещаются (по сравнению со средним положением) в подветренную сторону города. Однако даже при значительном осреднении и, тем более, по данным наблюдений за конкретный срок поле q неоднородно: наряду с основным максимумом (в горизонтальной плоскости), как правило, отмечается несколько вторичных максимумов q , отражающих влияние повышенных выбросов из отдельных одиночных или групповых источников примесей.

Видимость и дымки. Загрязнение атмосферы городов примесями антропогенного происхождения сопровождается снижением дальности видимости (S_m), ростом повторяемости дымков ($1 \text{ км} \leq S_m \leq 10 \text{ км}$) и уменьшением состояний погоды с хорошей видимостью ($S_m > 10 \text{ км}$) по сравнению с окружающей город местностью. Так, зимой в Ленинграде и в пунктах, удаленных от него на 20—80 км, повторяемость (P_1) состояний атмосферы с $S_m > 10 \text{ км}$ и повторяемость (P_2) дымков следующая:

Пункт	Ленинград	Воейково	Сосново	Белогорка
P_1 %	32	54	64	62
P_2 %	67	43	31	35

Таким образом, повторяемость дымок в Ленинграде примерно в 2 раза больше, чем в Сосново и Белогорке, удаленных от него на 70—80 км, и в 1,5 раза больше, чем в Воейково, расположенном всего лишь в 20 км от центра Ленинграда (естественно, что в Воейково сказывается влияние примесей, распространяющихся из Ленинграда).

Близкие к этим значениям P_1 и P_2 получены по данным наблюдений в других крупных городах СССР.

Смоги. Одной из разновидностей дымок служит фотохимический смог. Отличительной особенностью смога (добавлять при этом прилагательное «фотохимический» вовсе не обязательно) служит коричневатый оттенок, который придают ему окислы азота, входящие в состав пероксиацетилнитрата (ПАН)—главной составляющей смога. В свою очередь ПАН образуется при воздействии солнечной радиации (прежде всего, ультрафиолетовой и фиолетовой) на углеводороды и окислы азота, которые, в частности, выбрасывают двигатели внутреннего сгорания. В отличие от дымок (цвет которых, как правило, серый или сине-голубой) относительная влажность в смогах, как правило, невысокая (по этому признаку смоги ближе не к дымкам, а к мгле — явлению понижения видимости под влиянием твердых слабообводненных примесей, например, образующихся во время пожаров).

Дальность видимости в смогах изменяется в широких пределах, однако, как правило, она меньше 10 км. Поскольку в образовании ПАН определяющая роль принадлежит солнечной радиации, то смоги наблюдаются преимущественно в городах, расположенных в низких широтах (например, в Лос-Анджелесе свыше 200 дней в году отмечаются смоги; велика повторяемость смогов в других городах США, а также в городах Мексики, Японии, Турции, Франции, Испании, Великобритании и других стран). Смоги оказывают особенно вредное влияние на здоровье людей, вызывая заболевание глаз, дыхательных путей (хронические бронхиты, эмфизема легких, астма) и др. При конденсации ПАН выпадает на земную поверхность в виде клейкой жидкости, губительно действующей на растительный мир.

Туманы, дальность видимости в которых меньше 1 км ($S_m < 1$ км), как показали исследования последних лет, образуются в большом городе значительно реже (в 2—3 раза), чем в его окрестностях. По многолетним данным среднее годовое число дней с туманом в центре Москвы равно 20, в Клину — 36, Дмитрове — 37, Загорске — 49; примерно такое же соотношение среднего годового числа дней с туманом в Ленинграде (оно равно 29) и его окрестностях (Воейково — 64, Токсово — 67, Волосово — 68, Петрокрепость — 46). Для Ленинграда и окрестностей дополнительно определены общая продолжительность (t^*) тумана за зимы 1970—

1974 гг. и вероятность (P) наблюдения его (P — отношение t^* ко всему периоду наблюдения):

Пункт	Ленинград	Воейково	Сосново	Белогорка
t^* ч	115	319	443	265
P %	1,1	3,0	4,1	2,4

Видно, что и по этим (инструментальным) наблюдениям вероятность образования и продолжительность туманов в Ленинграде меньше в 2 и более раз, чем в окрестностях.

Однако до недавнего времени было распространено мнение (нашедшее отражение в монографической и учебной литературе) о более частом образовании туманов в городах по сравнению с окрестностями. В качестве причины указывались ядра конденсации, которых в городах действительно больше, чем вне их (хотя их всюду вполне достаточно, чтобы могла начаться конденсация водяного пара еще до достижения насыщения). Определяющую роль в уменьшении повторяемости туманов в городах играет рассматриваемое ниже повышение температуры воздуха в них по сравнению с окрестностями. Выпишем формулы для относительной влажности воздуха (f) в окрестностях $f_{ок} = e_{ок}/E(T_{ок})$ и в городе $f_{гор} = e_{гор}/E(T_{гор})$, где $e_{ок}$ и $e_{гор}$ — давление водяного пара, $T_{ок}$ и $T_{гор}$ — температура воздуха в окрестностях и городе соответственно.

Пусть в некоторый момент времени под влиянием общих для данного района метеорологических условий в окрестностях воздух достиг состояния насыщения и началось образование тумана: $e_{ок} = E(T_{ок})$, $f_{ок} = 100$ %. Поскольку под влиянием горизонтального перемешивания давление водяного пара в городе ($e_{гор}$) близко к $e_{ок}$: $e_{гор} \approx e_{ок} = E(T_{ок})$, то относительная влажность в городе

$$f_{гор} \approx E(T_{ок})/E(T_{гор})$$

в момент начала образования тумана в окрестностях будет меньше 100 %. Полагая $T_{гор} = T_{ок} + \Delta T$, по последней формуле получаем следующие значения $f_{гор}$ при $\Delta T = 1$ °C и $\Delta T = 2$ °C (соответственно $f_{гор1}$ и $f_{гор2}$):

$T_{ок}$ °C	−20	−10	0	10
$f_{гор1}$ %	93	92	93	94
$f_{гор2}$ %	84	85	87	88

Поскольку $f_{гор}$ существенно меньше 100 %, туман в городе не может начать формироваться в то время как в окрестностях он уже образовался. Для возникновения тумана в городе температура $T_{ок}$ должна упасть значительно ниже точки росы. При этом в окрестностях образуется сильный (большой водности) туман, в городе же — умеренный или даже слабый. Рассеиваются в городе также прежде всего слабые туманы.

Температура воздуха. Метеорологические условия, как показано выше, оказывают большое влияние на уровни загрязнения атмосферы больших городов. Однако сформировавшееся облако примесей и измененные свойства земной поверхности в городе оказывают существенное обратное влияние на поля метеовеличин.

Еще в начале прошлого века было отмечено, что в городах по сравнению с окрестностями повышается температура воздуха. Среднее значение введенной выше разности $\Delta T = T_{\text{гор}} - T_{\text{ок}}$ в городах с населением в несколько миллионов человек составляет 1—

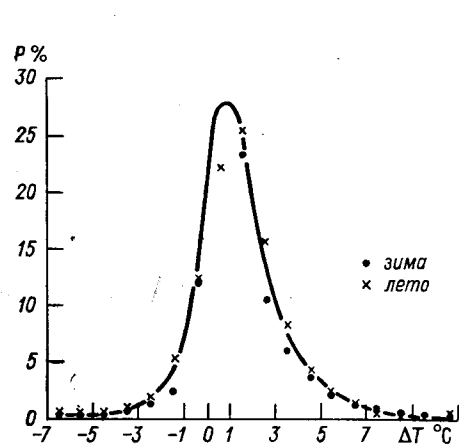


Рис. 22.17. Плотность распределения разности ΔT . Ленинград, 1970—1974 гг.

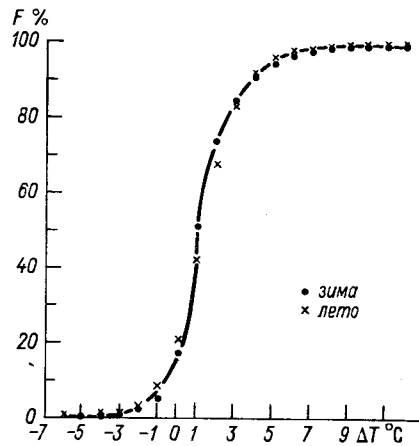


Рис. 22.18. Функция распределения разности ΔT . Ленинград, 1970—1974 гг.

2°C. Однако следует иметь в виду, что разность ΔT изменяется в очень широких пределах. Для Ленинграда впервые построены плотность (P) и функция (F) распределения ΔT (рис. 22.17 и 22.18). Согласно этим данным, ΔT изменяется от -9 до 16 °C зимой (модальное значение P , равное 34% на 1°C, приходится на интервал $0-1$ °C) и от -10 до 11 °C летом (модальное значение P , равное 26% на 1°C, приходится на $1-2$ °C). В 83% случаев зимой и в 80% летом город теплее окрестностей ($\Delta T \geq 0$), однако в 17% зимой и в 20% летом температура воздуха в городе ниже, чем в окрестностях ($\Delta T < 0$).

Разность ΔT в среднем ночью значительно (летом — примерно в 5 раз, зимой — в 1,5 раза) больше, чем днем.

Существенное влияние на ΔT оказывает облачность и скорость ветра: с ростом их ΔT уменьшается; при сплошной низкой облачности или скорости ветра больше 10—12 м/с ΔT близко к нулю.

В горизонтальной плоскости изолинии осредненной (за декаду,

месяц, сезон) разности ΔT представляют некоторые замкнутые кривые, при этом максимум ΔT наблюдается вблизи центра города. По этой причине нередко область повышенных температур в городе называют островом тепла. По наблюдениям за конкретный срок (или осреднении за небольшой интервал времени) распределение ΔT более разнообразно и неоднородно: наряду с основным максимумом отмечается несколько вторичных максимумов ΔT .

В городе по сравнению с окрестностями существенно изменилось соотношение между приземными и приподнятыми инверсиями температуры: в городе преобладают приподнятые, а в окрестностях — приземные инверсии. В Москве (Останкинская телебашня) в среднем за год на долю приподнятых инверсий приходится 44%, на долю приземных — 13% от общего числа наблюдений; в Обнинске (высотная метеомачта) соотношение почти обратное: повторяемость приподнятых инверсий — 15%; приземных — 38%.

С повышением температуры связано увеличение безморозного периода в городах.

В городе по сравнению с окрестностями существенно изменились все составляющие радиационного и теплового балансов земной поверхности. В крупных городах Западной Европы освещенность земной поверхности и поток суммарной солнечной радиации ослаблены (по сравнению с сельской местностью) на 30—35% при малых высотах Солнца и на 15—20% — при больших. Особенно резко уменьшается поток ультрафиолетовой радиации (его доля в общем потоке составляет 0,3% в центре и 3% в пригородах Парижа).

В Ленинграде по сравнению с окрестностями радиационные характеристики земной поверхности уменьшены на следующие значения (в %):

Сезон	Зима	Лето
Поток прямой радиации	40—55	3—5
Поток суммарной радиации	25—35	6—7
Эффективное излучение	10	15
Альbedo	14—16	1—4

Потоки прямой солнечной радиации ослаблены в городе вследствие поглощения ее облаком примесей. Поскольку примеси поглощают и излучают инфракрасную радиацию, то встречное излучение атмосферы в городе больше, а эффективное излучение земной поверхности меньше, чем в окрестностях. Альbedo города изменяется как под влиянием застройки, асфальтирования улиц (можно отметить эффект многократного отражения потока от зданий), изменения растительного покрова, так и вследствие загрязнения снежного покрова и других поверхностей сажей, резко снижающей альbedo снега и способствующей более раннему его

таянию (по этой причине альbedo в марте и апреле в Ленинграде, где снега в эти месяцы практически уже нет, на 25—30 % меньше, чем в окрестностях).

Радиационный баланс земной поверхности в Ленинграде на 15—20 % больше, чем в окрестностях зимой и весной, и практически не отличается от баланса в окрестностях летом и осенью.

Кроме радиации, на термический режим города влияют турбулентные потоки явного и скрытого тепла, поток тепла в почву, а также адвективный и конвективный притоки тепла и водяного пара. Сведения об этих потоках и притоках более скудны и малочисленны, чем о радиационных характеристиках. Можно лишь отметить, что потоки скрытого тепла (затраты тепла на испарение) существенно различны в городе (где, с одной стороны осадки быстро стекают в лужи, а, с другой, практикуется полив улиц) и в окрестностях. Так, в районе города Колумбии (США) в один из летних безоблачных дней при слабом ветре (до 3 м/с) поток скрытого тепла составлял $2,04 \text{ Вт/м}^2$ в окрестностях и только $0,01 \text{ Вт/м}^2$ в самом городе. Столь же различными в этом районе оказались и потоки тепла в почву: $1,67 \text{ Вт/м}^2$ — в окрестностях и $4,53 \text{ Вт/м}^2$ — в городе.

Приведенные опытные данные и результаты численного моделирования метеорологического режима городов (наиболее далеко продвинутого вперед акад. Г. И. Марчуком и его учениками) показывают, что на климат города (в частности, на разность температур ΔT , воздушные течения, условия образования туманов, вертикальные профили метеовеличин и др.) оказывают влияние многие факторы, изменяющиеся к тому же в широких пределах. Вследствие этого наблюдается исключительно большое разнообразие характеристик климата города и даже отдельных его частей (например, можно указать, что изменяется в широких пределах разность температур воздуха ΔT не только в городе и его окрестностях, но и в различных районах города; хорошо известен также пятнистый характер туманов и осадков).

Однако из тех же данных следует вывод о преобладающей роли геофизических факторов (потоков радиации, явного и скрытого тепла) в формировании особенностей метеорологического режима города (в частности, разности ΔT). Вклад прямых антропогенных выбросов тепла (промышленностью, энергоустановками, транспортом) составляет, согласно оценкам, во всяком случае не больше 10 %.

В заключение отметим, что в городе по сравнению с окрестностями под влиянием застройки (способствующей увеличению параметра шероховатости до 10^1 — 10^2 см по сравнению с 10^{-2} — 10^0 см в открытой местности) ослаблена (на 50—85 %) скорость ветра.

Глава 23 Атмосферное электричество

В состав атмосферы, наряду с нейтральными частицами (молекулами газов, примесями), входят электрически заряженные частицы, несущие положительный или отрицательный заряд. Количество и масса этих заряженных частиц, вообще говоря, очень малы по сравнению с массой нейтральных частиц. Однако заряженные частицы порождают в атмосфере явления, издавна привлекавшие внимание человека. Это — грозовые разряды — молнии и сопровождающий их гром, полярные сияния, светящиеся разряды с острых предметов и некоторые другие.

В текущем столетии в связи с развитием радиосвязи было установлено, что электрические заряды наблюдаются не только в тропосфере, но и в верхних слоях атмосферы. Слой с повышенной концентрацией заряженных частиц в верхней атмосфере — ионосфера — оказывает исключительно большое влияние на распространение электромагнитных волн и, как следствие, на дальность и надежность радиосвязи. Поскольку электричество нижней атмосферы (прежде всего, электрические заряды грозовых облаков) также представляет немаловажный прикладной интерес (грозы наносят материальный ущерб и даже приводят к человеческим жертвам), то становится очевидным, почему исследованием атмосферного электричества занимались крупные ученые многих стран. Много внимания уделил этой проблеме и высказал ряд плодотворных идей о природе атмосферного электричества великий Ломоносов. Однако и в наши дни в этом разделе знаний остается много нерешенных вопросов.

Наряду с изложением основных теоретических результатов в главе много места отведено анализу данных наблюдений за атмосферными явлениями электрической природы.

1 Ионизация атмосферы

Частицы, которые несут на себе отрицательный или положительный электрический заряд, носят общее название ионов (в переводе с греческого «ион» означает «идущий»).

Для разделения нейтрального невозбужденного атома (или молекулы) на две или более заряженные частицы необходимо затратить *энергию ионизации*. Различают два вида ионизации в га-

зах. Если энергия ионизации сообщается ионизируемой частице другой частицей (электроном, атомом или ионом) при их столкновении, то ионизация называется *ударной*. Вероятность ионизации, мерой которой служит так называемое сечение ионизации, зависит от свойств ионизируемых и бомбардирующих частиц и в первую очередь от их кинетической энергии (K): до некоторого (порогового) значения $K_{\text{пор}}$ эта вероятность равна нулю, при возрастании K выше $K_{\text{пор}}$ она вначале быстро растет, достигает максимума, а затем убывает. Если энергия, передаваемая ионизируемым частицам, велика, то возможно образование многозарядных ионов.

Нередко при первичных соударениях атомы (молекулы) переходят лишь в возбужденное состояние, после чего для их ионизации необходимо затратить меньше энергии, чем на непосредственное образование ионов при первом же столкновении.

Если ионизируемые частицы получают энергию от фотонов (квантов электромагнитного излучения), то процесс образования ионов называют *фотоионизацией*. Энергия фотона должна быть не меньше энергии, необходимой для ионизации частиц. Этому условию удовлетворяют фотоны ультрафиолетового и еще более коротковолнового излучения.

Вокруг выбитого электрона (равно как и положительно заряженного ядра) группируется несколько нейтральных молекул. Эти заряженные комплексы молекул представляют собой *легкие ионы* (их размер порядка 10^{-7} см). Если легкий ион соединяется с частицей атмосферных примесей (аэрозоля), то образуется *средний или тяжелый ион* (размером порядка 10^{-6} см и более).

Основным ионизатором воздуха в тропосфере служит излучение радиоактивных веществ, содержащихся в твердой или жидкой оболочках Земли. В верхней атмосфере основная роль в ионизации газов принадлежит корпускулярному и ультрафиолетовому излучению Солнца, а также космическим лучам.

Как известно, в процессе распада радиоактивных веществ выделяется значительная энергия в виде α , β и γ -излучений. Если эти излучения проникают в атмосферу, то их энергия расходуется в основном на ионизацию воздуха.

Излучение радиоактивных веществ, содержащихся в горных породах и воде (общая масса их оценивается в 100 Мт), практически полностью поглощаются в почве (исключение составляют γ -лучи). Ионизаторами атмосферы служат вторичные продукты радиоактивного распада. Наиболее сильным ионизатором воздуха является радон (Rn) с периодом полураспада 3,82 сут.

Испускаемые радоном и другими радиоактивными веществами α -частицы (которые представляют собой ядра атома гелия, состоящие из двух протонов и двух нейтронов) распространяются (со скоростью, равной 0,05—0,1 скорости света) в воздухе на расстояние от 3 до 9 см; при этом одна α -частица способна образовать 190—250 тыс. пар ионов.

Поток электронов, образующихся при другом виде радиоактивного распада, носит название β -лучей. Последние распространяются (со скоростью, близкой к скорости света) в воздухе на расстояние в несколько метров. Каждая β -частица образует на своем пути около 25 тыс. пар ионов.

Наибольшей проникающей способностью обладают γ -лучи: в воздухе они пронизывают слой толщиной в несколько десятков метров, при этом каждая γ -частица способна образовать до 30 тыс. пар ионов.

Под влиянием излучений радиоактивных веществ и их эманаций ионы образуются в приземном слое атмосферы и распространяются через турбулентный обмен и вертикальные движения до высоты 4—5 км, при этом только над сушей, поскольку содержание радиоактивных веществ в морской воде ничтожно мало.

Другим мощным источником ионизации атмосферы служат *космические лучи*, поступающие на Землю из мирового пространства. *Первичные космические лучи* (представляющие собой поток протонов) вызывают ионизацию верхних слоев атмосферы и тем самым дают начало *вторичным космическим лучам*, которые ионизируют нижние слои атмосферы.

Интенсивность космических лучей увеличивается с высотой. Вследствие этого и скорость образования ионов (q) растет при увеличении высоты. Однако на q влияет также плотность воздуха, убывающая с высотой. Под влиянием этих двух факторов q увеличивается от земной поверхности до высоты 12—14 км (где q достигает максимума, равного 40—45 ионам за 1 с в 1 см^3), а выше убывает. Оценки показывают, что в приземном слое атмосферы за 1 с в 1 см^3 образуется около двух пар ионов под влиянием космических лучей и на суше еще около 5 пар ионов под влиянием излучений радиоактивных веществ и их эманаций.

Если ионы оказываются в электрическом поле с напряженностью E , то наряду с беспорядочным тепловым движением, они начинают смещаться вдоль силовых линий поля с некоторой скоростью w , называемой скоростью дрейфа ионов. Эта скорость пропорциональна напряженности поля E :

$$w = uE. \quad (1.1)$$

Вошедший сюда множитель пропорциональности u называют *подвижностью ионов* (численно равной скорости движения ионов при $E=1 \text{ В/м}$). Единица u — $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Подвижность ионов положена в основу их классификации. К легким относятся ионы с подвижностью (вблизи уровня моря) больше $1 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, к средним — с подвижностью от 1 до $10^{-3} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и к тяжелым — с подвижностью от 10^{-3} до $10^{-4} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. С увеличением высоты подвижность ионов растет, поскольку уменьшается плотность воздуха. Зная скорость движения отрицательных (w_-) и положительных (w_+) ионов можно опре-

делить электрический ток проводимости, полярные плотности которого равны:

$$i_+ = \omega_+ e_+ n_+ = u_+ E e_+ n_+ = \lambda_+ E, \quad (1.2)$$

$$i_- = \omega_- e_- n_- = u_- E e_- n_- = \lambda_- E, \quad (1.3)$$

где e_+ и e_- — заряды ионов, n_+ и n_- — концентрация их (число ионов в единичном объеме воздуха), $\lambda_+ = u_+ e_+ n_+$ и $\lambda_- = u_- e_- n_-$ — полярные электропроводности. Суммарная плотность электрического тока проводимости

$$i = i_+ + i_- = (\lambda_+ + \lambda_-) E = \lambda E, \quad (1.4)$$

где $\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = u_+ e_+ n_+ + u_- e_- n_-$ — полная электропроводность воздуха.

Плотность тока проводимости — это количество электричества, переносимое за 1 с через 1 м² поверхности, нормальной силовым линиям электрического поля.

Наряду с процессом образования в атмосфере одновременно происходит процесс воссоединения (рекомбинации) ионов разного знака (в результате возникают нейтральные частицы). Скорость рекомбинации пропорциональна произведению числа легких положительных (n_+) и отрицательных (n_-) ионов и произведениям $n_+ N_-$ или $n_- N_+$ числа легких ионов на число (N_- или N_+) средних и тяжелых ионов противоположного знака. На основании этих рассуждений и в предположении, что $n_+ = n_- = n$ и $N_+ = N_- = N$, уравнение для концентрации легких ионов (n) можем записать в виде

$$dn/dt = q - an^2 - bnN - cnN_0, \quad (1.5)$$

где a и b — коэффициенты рекомбинации легких ионов между собой (a) и легких ионов со средними и тяжелыми (b); c — коэффициент соединения легких ионов с нейтральными частицами (их концентрация N_0); q — скорость образования ионов.

Приближенные средние значения коэффициентов (в см³/с):

$$a \approx 1,6 \cdot 10^{-6}, \quad b \approx 6,5 \cdot 10^{-6} \quad \text{и} \quad c \approx 4,3 \cdot 10^{-6}.$$

Аналогичный вид имеет уравнение для концентрации средних и тяжелых ионов $N_+ = N_- = N$:

$$dN/dt = cnN_0 - bnN - fN^2, \quad (1.6)$$

где $f \approx 1,7 \cdot 10^{-8}$ см³/с — коэффициент рекомбинации средних и тяжелых ионов.

Как показали медицинские наблюдения, ионизация атмосферы играет большую роль в поддержании здоровья людей в нормальном состоянии. Отклонения числа ионов от некоторого среднего уровня в ту и другую сторону оказываются неблагоприятными для здоровья человека. Среднее число легких ионов как положитель-

ных (n_+), так и отрицательных (n_-) вблизи земной поверхности составляет 400—600 см⁻³, при этом не наблюдается больших различий над сушей и океаном.

Однако концентрация как легких, так и (в большей степени) средних и тяжелых ионов подвержена значительным (нередко резким) изменениям во времени и пространстве.

Сумма $n_+ + n_-$ в зависимости от времени и координат колеблется на суше от 50 до 1000 ионов в 1 см³; концентрация средних и тяжелых ионов — в более широких пределах: от нескольких сотен над океаном до десятков тысяч в 1 см³ в больших городах. Вблизи земной поверхности концентрация положительных ионов больше, чем отрицательных: отношение n_+/n_- колеблется от 1,1 до 1,3.

На образование и концентрацию ионов оказывают влияние многие факторы. На суше основным ионизатором нижней тропосферы служат излучения радиоактивных веществ, содержащихся в почве, и газообразных эманаций (радон, торон, актинон), поступающих в воздух через поры почвы. Естественно, все, что задерживает выход эманаций из почвы, уменьшает скорость образования (q) и концентрацию легких ионов. Так, осадки, обильная роса, промерзание почвы, снежный покров, способствующие заполнению пор почвы водой и льдом, задерживают выход эманаций из почвы. Наоборот, повышение температуры почвы и падение атмосферного давления, а также усиление скорости ветра (оказывающего высасывающее влияние) способствуют более быстрому выходу в атмосферу почвенного воздуха и эманаций и, как следствие, ведут к увеличению q и n_{\pm} .

Образовавшиеся вблизи земной поверхности легкие ионы воздушными потоками вследствие турбулентного обмена и вертикальных движений переносятся в другие районы и более высокие слои, а также соединяются с нейтральными и заряженными твердыми и жидкими аэрозольными частицами.

При столь большом числе факторов, влияющих на q , n_{\pm} и N_{\pm} , вполне естественной представляется большая изменчивость концентрации ионов в зависимости от местных и погодных условий.

Периодические (суточные и годовые) колебания концентрации ионов удается обнаружить лишь в результате значительного осреднения. В умеренных широтах максимум n вблизи земной поверхности наблюдается чаще летом, а минимум — зимой, что можно объяснить более благоприятными условиями выхода эманаций из почвы в летний период года. Однако иногда годовой ход n_{\pm} может быть противоположным: с максимумом зимой и минимумом летом.

В течение суток максимальные значения n_{\pm} отмечаются чаще в ранние утренние часы, а минимальные — после полудня. Можно предположить, что на суточный ход n_{\pm} определяющее влияние оказывает турбулентный обмен: поскольку он ночью и рано утром ослаблен, то большая часть образовавшихся вблизи земной по-

верхности ионов не переносится в более высокие слои, что способствует накоплению и увеличению n_{\pm} в нижнем слое. Нередки случаи, когда в послеполуденные часы отмечаются вторичный максимум и вторичный минимум n_{\pm} в вечерние часы.

2 Электрическое поле тропосферы

Одной из основных характеристик электрического поля служит напряженность этого поля E . В случае электростатического поля напряженность связана с потенциалом U соотношением

$$E = \text{grad } U,$$

или

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial U}{\partial z}. \quad (2.1)$$

Напряженность электрического поля направлена по нормали к эквипотенциальным поверхностям ($U(x, y, z) = \text{const}$) этого поля в сторону отрицательного заряда. Напряженность связана уравнением Пуассона с плотностью объемного заряда (ρ_Q)

$$\text{div } E = \rho_Q / (\epsilon \epsilon_0)$$

или

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho_Q}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad (2.2)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл/(В·м) — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость (для воздуха близка к единице).

Плотность объемного заряда — это электрический заряд единичного объема воздуха (единица его — Кл/м³).

2.1. Электрическое поле при малооблачной погоде. Наиболее простые закономерности распределения характеристик электрического поля наблюдаются в условиях малооблачной погоды (количество облаков не более 2—3 баллов).

Так как электрическое поле нижних слоев атмосферы формируется под влиянием излучений радиоактивных веществ, поступающих из почвы, то вполне естествен тот факт, что наибольшая плотность положительного заряда наблюдается в воздухе вблизи земной поверхности, а с высотой она убывает.

При малооблачной погоде эквипотенциальные поверхности электрического поля практически совпадают с уровнями поверхностями. Это означает, что горизонтальные составляющие E_x и E_y близки к нулю, а уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = \rho_Q / (\epsilon \epsilon_0). \quad (2.3)$$

Интегрируя это уравнение от земной поверхности до произвольной высоты z , получаем

$$E_z(z) = E_z(0) + \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^z \rho_Q dz, \quad (2.4)$$

где $E_z(0)$ — вертикальная составляющая напряженности электрического поля при $z=0$.

Если $\rho_Q > 0$, то из соотношения (2.4) следует

$$E_z(z) > E_z(0)$$

или

$$-E_z(z) < -E_z(0). \quad (2.5)$$

Как указывалось, $E_z(0) < 0$ и, следовательно, $-E_z(0) > 0$. Из последнего неравенства следует что вертикальная составляющая напряженности (с которой совпадает в рассматриваемом случае сама напряженность) при $\rho_Q > 0$ с увеличением высоты растет, а по модулю убывает.

Наиболее полная серия систематических измерений напряженности электрического поля проведена в период Международного геофизического года (1958—1959 гг.) в Советском Союзе. Самолетное зондирование до высоты 5—6 км проводилось в Ленинграде, Киеве и Ташкенте, в том числе при малооблачной погоде выполнено 425 зондирований.

И. М. Имянитов и Е. В. Чубарина все профили напряженности разделили на четыре группы (рис. 23.1). В первой группе (около 34 % случаев) модуль напряженности ($-E_z(z)$) с высотой убывает практически экспоненциально:

$$-E_z(z) = -E_z(0) \exp(-az), \quad (2.6)$$

где показатель a принимает несколько различные значения в нижней (до 1,5—3 км) и верхней части исследованного слоя: он равен соответственно 1 и 0,4—0,5 км⁻¹.

Во второй и четвертой группах (на их долю приходится всего лишь около 22 % случаев) напряженность электрического поля также растет с высотой, но несколько медленнее или быстрее, чем в первой группе, а иногда даже меняет знак.

Принципиально отличается от предыдущих групп распределение напряженности с высотой в третьей (наиболее многочисленной) группе (43 % случаев). В этой группе напряженность поля в нижней части слоя (до высоты 500—700 м) убывает (а по модулю растет) с высотой. Выше этого уровня E_z растет. При малооблачной погоде такой ход E_z с высотой наблюдается тогда, когда отмечается наличие дымки, пыли или инверсии температуры, верхняя граница которой располагается несколько выше минимума E_z .

В согласии с изменением напряженности поля находится и распределение плотности объемного заряда с высотой (рис. 23.2). В первой и во второй группах E_z растет с высотой и, как следствие, плотность заряда на всех уровнях положительна; в третьей группе в самой нижней части тропосферы (до высоты 500—600 м) заряд отрицателен; в оставшейся (большей) части — положителен; порядок величины плотности объемного заряда — 10^{-12} Кл/м³ (10^{-12} Кл=1 пКл).

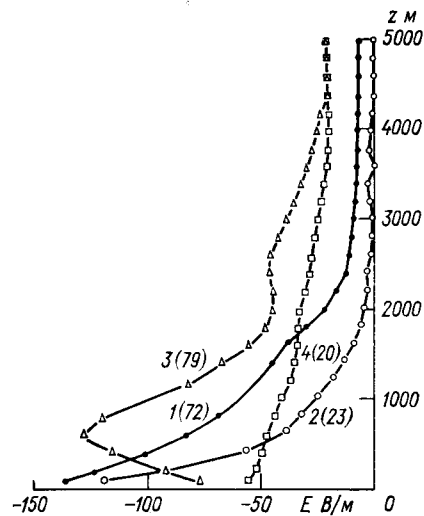


Рис. 23.1. Изменение напряженности электрического поля по высоте при малооблачной погоде в группах (1—4). Ленинград.

Цифры в скобках — число случаев, вошедших в группу.

Аналогичные результаты получены для Киева и Ташкента. Годовой ход напряженности наиболее отчетлив в третьей группе и прежде всего в Ташкенте и Киеве. Профили третьей группы наблюдаются преимущественно летом, а зимой — в основном лишь после исчезновения облаков. В Ташкенте летние значения модуля напряженности поля существенно превосходят зимние значения, а максимум модуля летом расположен выше, чем зимой.

В Киеве соотношение между летними и зимними значениями E_z в третьей группе оказалось обратным (по крайней мере до высоты около 2000 м).

На материалах наблюдений за 1958—1959 гг. предпринята попытка исследовать также суточный ход характеристик электрического поля нижней половины тропосферы. Поскольку число наблю-

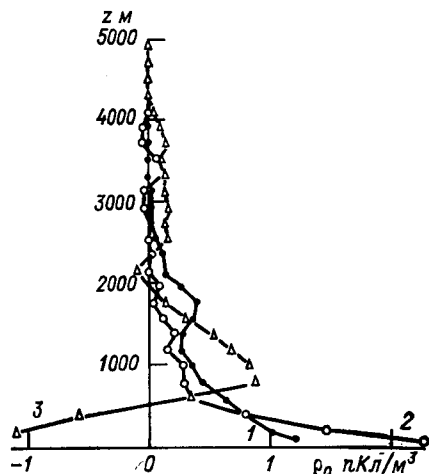


Рис. 23.2. Распределение плотности объемного заряда по высоте при малооблачной погоде в группах (1—3). Ленинград.

дений за каждый срок невелико, и на параметры поля оказывают влияние также другие (непериодические) факторы (например, направление воздушного потока), то выявить суточный ход представлялось возможным лишь в самых общих чертах. По данным наземных наблюдений в Воейково (под Ленинградом), модуль E_z достигает максимума в 5 (выражен четко) и 13—17 ч по гринвичскому времени (или в 7 и 15—19 ч по местному времени). По данным самолетного зондирования, первый максимум исчезает уже на высоте 100 м, а в слое 500—5000 м в 5 ч гринвичского времени наблюдается минимум модуля E_z . Основной максимум модуля E_z в слое 100—2000 м приходится примерно на 18 ч гринвичского времени. В этом слое суточный ход близок к так называемым *унитарным* колебаниям напряженности поля, которые синхронно охватывают весь земной шар. Коэффициенты корреляции между суточными изменениями E_z в Ленинграде (слой 100—2000 м) и унитарными колебаниями E_z оказались достаточно высокими (0,74—0,84). В Киеве слой с близким к унитарным колебаниям суточным ходом E_z заключен между 200 и 800 м (коэффициенты корреляции 0,68—0,75), в Ташкенте — между 1500 и 4000 м (коэффициенты корреляции 0,56—0,86).

Просуммированный по всему вертикальному столбу от 0 до 6000 м электрический заряд изменяется в Ленинграде от минимального значения около 700 пКл/м² в 2—3 ч гринвичского времени до максимального значения около 1700 пКл/м² в 17—18 ч гринвичского времени. В Киеве и Ташкенте суточный ход заряда столба 0—6000 м выражен слабее (амплитуда не превышает 1000 пКл/м²).

Интегрируя соотношение (2.1) в предположении $\partial U/\partial x = \partial U/\partial y = 0$, найдем потенциал электрического поля на произвольной высоте. На 6000 м потенциал, по данным Ленинграда, минимален около 5 ч гринвичского времени и максимален около 17 ч. По данным Киева и Ташкента, изменения U в течение суток менее регулярны.

2.2. Возмущения электрического поля. Рассмотрим основные теоретические представления о возмущении нормального электрического поля, напряженность которого направлена от атмосферы к земной поверхности. Эти возмущения связаны прежде всего с облаками, особенно с кучево-дождевыми (грозовыми).

Поскольку твердая оболочка Земли является хорошим проводником, то для определения поля, которое создают электрические заряды, расположенные в атмосфере (вне проводящей среды), можно воспользоваться известным методом изображений. Идея этого метода состоит в подборе таких дополнительных фиктивных зарядов, которые вместе с зарядами облака создавали бы такое поле, в котором земная поверхность совпадала с эквипотенциальной поверхностью. Сначала рассмотрим самый простой случай: нижняя часть облака заряжена отрицательно.

Пусть (рис. 23.3) в точке B сосредоточен отрицательный заряд $-Q$, равный заряду нижней части облака. Тогда в точке B' , находящейся в земле на глубине h (равной высоте заряда над земной поверхностью), сосредоточен заряд $+Q$. Потенциал и напряженность поля, создаваемые на земной поверхности xx' точечным зарядом Q , в произвольной точке A по модулю соответственно равны

$$Q/(4\pi\epsilon_0\epsilon r) \text{ и } Q/(4\pi\epsilon_0\epsilon r^2),$$

где $r = \sqrt{h^2 + l^2}$ — расстояние между точками B и A , $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Кл/(В·м) — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Потенциал, возникающий под влиянием зарядов $-Q$ и $+Q$,

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{Q}{r} - \frac{Q}{r} \right) = 0,$$

т. е. во всех точках земной поверхности U обращается в нуль.

На рис. 23.3 напряженности поля, порождаемые зарядами $-Q$ и $+Q$, изображены соответственно векторами Ab и Ab' . Результирующая напряженность поля изобразится

$$E_z = \frac{2Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \sin \alpha,$$

где α — угол между r и l . Поскольку $\sin \alpha = h/r$, то последнее выражение для модуля напряженности поля в произвольной точке на земной поверхности принимает вид

$$E_z = \frac{2Qh}{4\pi\epsilon_0\epsilon (l^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (2.7)$$

Напряженность E_z убывает по мере увеличения высоты h расположения заряда и расстояния l . При заданной высоте h напряженность максимальна при $l=0$, т. е. в точке O — проекции центра заряда в облаке на земную поверхность. Так, при $Q = -10$ Кл и $h = 2$ км напряженность поля в точке O равна 45 кВ/м, а на расстоянии $l=15$ км — всего 0,095 кВ/м.

Из рис. 23.3 следует, что ось диполя есть ось симметрии: во всех точках земной поверхности, удаленных от точки O на одинаковые расстояния ($l = \text{const}$), напряженность поля E_z постоянна.

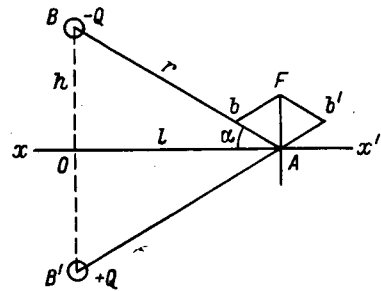


Рис. 23.3. Схема расположения дипольных зарядов.

вектором AF , направленным по вертикали вверх и по модулю равным

Если в нижней части облака сосредоточен отрицательный заряд $-Q_1$, и в верхней — положительный заряд $+Q_2$ (например, как в кучево-дождевом облаке), то, рассуждая, как и выше, найдем, что напряженность поля в произвольной точке A на земной поверхности, создаваемая перекрывающимися зарядами сферической формы, записывается в виде

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{2Q_1 h_1}{(l^2 + h_1^2)^{3/2}} - \frac{2Q_2 h_2}{(l^2 + h_2^2)^{3/2}} \right], \quad (2.8)$$

где h_1 и h_2 — средневзвешенные высоты расположения соответственно зарядов $-Q_1$ и $+Q_2$, l — расстояние точки A от вертикальной оси облака.

Формулы (2.7) и (2.8) легко обобщаются на тот случай, когда точка A находится не на земной поверхности, а на некоторой (произвольной) высоте z . В этом случае расстояние от A до B равно $r_1 = \sqrt{l^2 + (h-z)^2}$, а от A до B' — $r_2 = \sqrt{l^2 + (h+z)^2}$.

Потенциал поля, порождаемого зарядами $+Q$ в точке B' и $-Q$ в точке B (рис. 23.3), запишем в виде

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{Q}{[l^2 + (h+z)^2]^{1/2}} - \frac{Q}{[l^2 + (h-z)^2]^{1/2}} \right]. \quad (2.9)$$

Горизонтальная (E_l) и вертикальная (E_z) составляющие напряженности поля равны:

$$E_l = -\frac{\partial U}{\partial l} = \frac{1Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{[l^2 + (h+z)^2]^{3/2}} - \frac{1}{[l^2 + (h-z)^2]^{3/2}} \right), \quad (2.10)$$

$$E_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{h+z}{[l^2 + (h+z)^2]^{3/2}} + \frac{h-z}{[l^2 + (h-z)^2]^{3/2}} \right). \quad (2.11)$$

При $z=0$ потенциал U и составляющая E_l обращаются в нуль, а E_z совпадает с напряженностью E_z , определенной соотношением (2.7). При $0 < z < h$ вертикальная составляющая $E_z > 0$, а $E_l < 0$.

2.3. Электрические характеристики негрозовых облаков. Как известно, с появлением облаков связано резкое изменение характеристик электрического поля атмосферы. При этом следует иметь в виду, что не только кучево-дождевые (грозовые) облака, но и слоистообразные и волнистообразные облака вызывают значительные возмущения электрического поля. Поскольку повторяемость конвективных облаков, как правило, не превышает 10% (по отношению к общему числу облаков, наблюдаемых в данной местности), то становится очевидным, что роль других форм облаков в формировании электрического поля атмосферы, несмотря на меньшие заряды, не менее существенна, чем конвективных облаков.

Из анализа данных, полученных при исследовании электричества облаков различных форм с помощью самолета, следует, что облака вносят существенный вклад в заряд и потенциал электрического поля атмосферы и что параметры этого поля характеризуются большим разнообразием и пространственно-временной изменчивостью. Среди всех основных форм облаков нижнего (St, Sc, Ns), среднего (As) и верхнего (Cs) ярусов наблюдаются как многозарядные (в одних частях облака заряд одного знака, в других — другого), так и однозарядные (в пределах всего облака заряд одного знака) облака. Среди последних наиболее часто встречаются положительно заряженные облака. По данным Ленинграда, на долю положительно заряженных облаков приходится 67 %, а на долю отрицательно заряженных — 33 %. Среди облаков St, Sc и As, кроме однозарядных, наблюдаются еще двухзарядные облака, в которых или верхняя часть заряжена положительно, а нижняя — отрицательно (на долю таких облаков приходится 72 %) или, наоборот, верхняя часть несет отрицательный, а нижняя положительный заряд (на долю таких облаков приходится 28 %). Структура облаков Ns и Cs более сложная. Слоисто-дождевые (Ns) облака могут быть не только одно- и двухзарядными, но и трех- и даже четырехзарядными. Перисто-слоистые (Cs) облака по этим данным имеют двух- и трехзарядную структуру.

Средние толщины облаков однозарядной ($\Delta h_{од}$), двухзарядной ($\Delta h_{дв}$) и многозарядной ($\Delta h_{мн}$) структур в Ленинграде составили:

Облака	St	Sc	As	Ns
$\Delta h_{од}$ м	200	235	670	660
$\Delta h_{дв}$ м	450	415	850	1300
$\Delta h_{мн}$ м	—	—	1500	2000

Существенной зависимости зарядов и напряженности поля от толщины облаков не установлено. Из приведенных данных следует, что с ростом толщины увеличивается вероятность разделения зарядов в облаке.

В табл. 23.1 приведены сведения о средней плотности объемного заряда в облаках различных форм по наблюдениям в Ленинграде. Для двухзарядных облаков знаком «+» обозначены облака, в верхней части которых заряд положительный (его значение — над косой чертой), а в нижней — отрицательный (его значение — под косой чертой); знаком «-» обозначены облака, расположение зарядов в которых обратное: вверху заряд отрицательный (он над чертой), внизу — положительный (под чертой).

Видно, что плотность объемного заряда имеет порядок нескольких пКл/м³. Существенной зависимости плотности заряда от формы облаков не наблюдается.

Таблица 23.1. Средние значения плотности объемных зарядов в облаках (пКл/м³)

Форма облаков	Однозарядные		Двухзарядные	
	+	-	+	-
St	8,0	-4,0	7,3/-5,3	-0,2/8
Sc	6,7	-6,3	1,2/-7	-14/9
As	9,7	-9,3	8/-6	-12/5
Ns	7,0	-4,3	23/-13	-9/9
Cs	8,3	-17,0	5/-11	-9/7

Потенциал электрического поля (U_6) на высоте 6 км и заряд столба единичного сечения (Q_{0-6}) от поверхности земли до этой высоты при наличии облаков какой-либо формы таковы:

Облака	St	Sc	As	Ns	Cs
U_6 кВ	128	164	511	457	216
Q_{0-6} пКл/м ²	900	1170	130	670	730
Число случаев	37	117	30	75	11

2.4. Статистические характеристики электрического поля в негрозовых облаках. Статистические характеристики электрического поля слоистообразных и волнистообразных облаков получены по материалам самолетного зондирования атмосферы за 1958—1966 гг. Из полученных данных следует, что распределение модуля вертикальной составляющей напряженности (E) близко к логарифмически нормальному:

$$F(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\eta} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt.$$

Здесь $F(E)$ — функция распределения напряженности, $\eta = (\ln E - \ln E_{50})/\sigma$, где E_{50} и σ — параметры логарифмически нормального распределения. При $E = E_{50}$ переменная $\eta = 0$, а функция $F(E_{50}) = 0,5$; это означает, что вероятность неравенства $E \leq E_{50}$ составляет 50 %, т. е. E_{50} — медианное значение напряженности; σ — среднее квадратическое отклонение переменной $\ln(E/E_{50})$.

Результаты определения параметров E_{50} и σ , а также напряженности $E_{99,9}$, соответствующей значению функции распределения 99,9 % (вероятность выполнения неравенства $E > E_{99,9}$ равна 0,1 %), для пунктов зондирования приведены в табл. 23.2.

Согласно приведенным данным, наибольшие значения модуля напряженности электрического поля наблюдаются во фронтальных облаках Ns и As, наименьшие — в волнистообразных As и Sc. В Ташкенте облака электрически более активны (особенно по

Таблица 23.2. Параметры логарифмически нормального распределения напряженности электрического поля в облаках различных форм (N — объем выборок, E_{50} и $E_{99,9}$ — в В/см)

Облака	Ленинград				Киев				Ташкент			
	E_{50}	$E_{99,9}$	σ	N	E_{50}	$E_{99,9}$	σ	N	E_{50}	$E_{99,9}$	σ	N
St	1,3	20	8	877	1,4	15	7,5	670	1,5	10	6	208
Sc	0,8	21	9	3452	1,2	27	9	1420	1,0	77	12	697
Ac	0,4	25	11	1652	0,8	150	12	303	0,6	460	17	984
As	0,9	80	13	3317	1,9	75	11	1564	3,5	600	14,5	2557
Ns	1,6	160	13	6693	2,6	75	10,5	2291	5,5	1350	16,5	2557

максимально возможным значениям напряженности) по сравнению с облаками в Ленинграде и Киеве.

Электрическое поле в облаках изменяется не только с высотой, но и по горизонтали. Наиболее часто горизонтальный размер зон неоднородностей поля составляет 100—300 м, максимальные значения достигают 2000 м. Максимум повторяемости отношения ($E_{\max} - E_{\min}$)/ E_{50} приходится на 20—30 %.

По изменению E по горизонтали можно оценить плотность объемного заряда (предполагая, что неоднородности имеют сферическую форму). Во всех облаках наиболее часто встречаются заряды до 10 пКл/м³. Максимальные значения заряда (прежде всего в Ns) имеют порядок 10⁴ пКл/м³. В облаках Ns повторяемость больших значений заряда существенно выше, чем во всех других (негрозовых) облаках. По порядку величины плотность объемного заряда в Ns приближается к плотности заряда в облаках Сб.

Оценки показывают, что электрическое поле напряженностью 20—30 В/см начинает оказывать значительное влияние на процесс слияния капель радиусом 100—600 мкм, а при напряженности поля в несколько сотен В/см существенно возрастает коэффициент захвата капель радиусом до 10 мкм (где все другие механизмы не обеспечивают коагуляции). Вероятность полей с напряженностью 20—30 В/см в облаках Ns—As составляет около 10 %, с напряженностью в несколько сотен В/см — менее 0,5 %.

По напряженности легко оценивается потенциал (U) электрического поля. Предполагая, что по горизонтали поле однородно, имеем

$$E = -\partial U/\partial z \quad \text{и} \quad U(z) = -\int_0^z E(z) dz.$$

Распределение U подчиняется тому же логарифмически нормальному закону, что и распределение E . Параметры распределе-

ния потенциала для высоты 6000 м по данным за 1958—1966 гг. следующие:

Город	Ленинград	Киев	Ташкент
U_{50} кВ	150	150	140
σ	13,5	13,5	11,5
\bar{U} кВ	180	230	170

Здесь \bar{U} — среднее (арифметическое) значение U на высоте 6000 м.

3 Механизм образования электрических зарядов в грозовых облаках

Среди всех видов электрических зарядов и полей, наблюдаемых в атмосфере, заряды и поля, порождаемые облаками вообще и кучево-дождевыми (грозовыми) в особенности, достигают наиболее внушительных значений и, как следствие, представляют наибольший научный и особенно прикладной интерес.

С тех пор как в середине XVIII в. было открыто грозовое электричество (М. В. Ломоносов, Г. В. Рихман, Б. Франклин), предпринимались неоднократные попытки создать теорию образования зарядов облаков и осадков. Однако все эти теории до сего времени скорее носят характер гипотез, чем теорий, и далеко неполно объясняют различные стороны этого сложного явления.

Отметим прежде всего некоторые (достаточно прочно установленные путем наблюдений за осадками на земной поверхности) факты:

- количество положительных зарядов, приносимых осадками, а также продолжительность таких осадков больше, чем для случая осадков с отрицательными зарядами;

- число положительно заряженных капель и снежинок примерно в 1,7 раза больше числа отрицательно заряженных; заряд отдельной капли или снежинки колеблется в широких пределах (максимальные значения достигают ± 50 пКл, средние близки к +1 и -1,3 пКл);

- более крупные капли и снежинки несут, как правило, и большие заряды;

- плотность тока растет с увеличением интенсивности осадков, достигая в случае выпадения ливневых осадков и града значений порядка 10^{-8} А/м² = 10 нА/м² (для обложных осадков плотность тока имеет порядок 10^{-11} А/м² = 10^{-2} нА/м²).

Можно указать несколько механизмов возникновения зарядов в облаках.

1. **Электризация капель за счет захвата ими ионов.** На поверхности капли (или кристалла) образуется двойной электрический слой, состоящий из молекулярных диполей, которые ориентированы так, что капля захватывает из воздуха отрицательные ионы. Однако этот механизм менее интенсивен, чем механизм, связанный с влиянием внешнего электрического поля. В нормальном поле (напряженность направлена по вертикали вниз) крупные капли и кристаллы поляризуются: нижняя часть заряжается положительно, а верхняя отрицательно. При падении эти заряды взаимодействуют с зарядами ионов. Отрицательные ионы притягиваются к нижней части капли и захватываются ею, положительные — отталкиваются. Вследствие этого падающая капля заряжается отрицательно, а положительные ионы восходящим потоком переносятся в верхнюю часть облака.

Аналогично заряжаются поляризованные крупные капли под влиянием взаимодействия с мелкими разноименно заряженными каплями облака. При этом положительно заряженные мелкие капли восходящим потоком переносятся в верхнюю часть облака, а отрицательно заряженные капли, захватываемые нижней поверхностью крупной капли, увеличивают ее отрицательный заряд.

2. **Электризация при фазовых переходах.** Один из наиболее важных механизмов образования электрических зарядов связан с процессом замерзания переохлажденных капель воды. Кристаллизация капли начинается обычно в одной из точек ее поверхности. Образовавшийся на поверхности капли ледяной зародыш быстро разрастается и приобретает форму сферического сегмента. От зародыша внутрь капли распространяется фронт кристаллизации. Этот процесс обычно завершается деформацией капли и выбросом микрочастиц, а иногда — разрушением капли и отрывом крупных осколков.

Жидкая и твердая фазы воды являются самодиссоциирующими средами. Это означает, что в каждой из фаз происходит диссоциация (расщепление) молекул H_2O на положительный ион водорода H^+ и отрицательный ион гидроксила OH^- :



Поскольку концентрация ионов H^+ и OH^- в твердой фазе меньше, чем в жидкой, то возникает поток ионов H^+ и OH^- через фронт кристаллизации из жидкой фазы в твердую. Однако ионы H^+ , будучи более подвижными, чем OH^- , быстрее проникают через фронт кристаллизации из жидкой фазы в твердую и тем самым создают во льду избыточный положительный заряд. Вследствие этого ледяные частицы, образующиеся в процессе замерзания переохлажденной капли, оказываются заряженными, как правило, положительно.

Названные механизмы не исчерпывают всех возможных процессов, при которых происходит электризация облачных капель и

кристаллов. Более того, каждый из этих механизмов следует рассматривать как гипотезу, поскольку отсутствуют надежные оценки и экспериментальные данные о вкладе различных процессов в заряд облаков.

4 Электрическое поле и условия возникновения молний в грозовых облаках

Несмотря на большое число гипотез формирования электрического поля и схем строения грозовых облаков, общепринятого взгляда на эту сложную проблему не существует и до настоящего времени. Наибольшим признанием пользуется схема строения грозового облака, первоначально предложенная Симпсоном и Робинсоном (1941 г.), а затем уточнявшаяся Байерсом, Брейамом, Пирсом и др. В последние десятилетия широкие экспериментальные исследования грозовых облаков с помощью самолетов и локационной техники проведены в Советском Союзе.

Одна из схем электрической структуры грозового облака, обобщающая многолетние экспериментальные исследования, изображена на рис. 23.4. Согласно этой схеме, в верхней части облака (чаще всего располагающейся выше изотермы $-12^\circ C$) преобладают положительные заряды, преимущественно на ледяных частицах. В нижней части облака сосредоточены в основном отрицательные заряды.

Такое распределение объемных зарядов первого (крупного) масштаба обусловлено влиянием различных процессов электризации, при этом ни один из них нельзя считать главным и тем более единственным в формировании электрического поля грозового облака. В облаке одновременно наблюдаются процессы, способствующие и препятствующие накоплению зарядов на облачных частицах (каплях и кристаллах) и пространственному разделению значительных объемов разноименно заряженных частиц.

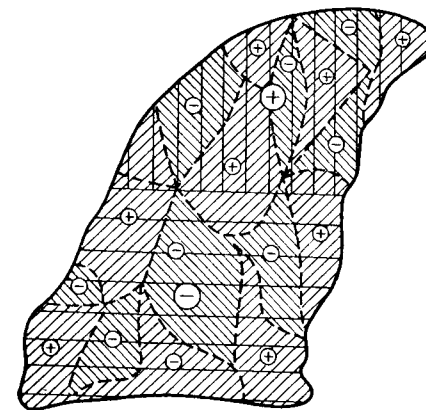


Рис. 23.4. Схема распределения электрических зарядов в развивающемся грозовом облаке.

Вертикальной и горизонтальной (редкой) штриховкой обозначены области, создающие основное электрическое поле E_0 ; косой (частой) штриховкой — области положительных и отрицательных зарядов меньшего масштаба, увеличивающие напряженность до $E_{кр}$.

Определяющая роль в формировании электрического поля конвективных облаков принадлежит вертикальным движениям и турбулентному обмену.

Под влиянием вертикальных движений происходит разделение зарядов в облаке с преобладанием положительных в верхней части и отрицательных в нижней (рис. 23.4). Эти заряды (первого масштаба) формируют электрическое поле, напряженность которого может достигать значений порядка 10^5 В/м.

Более высокие значения напряженности (порядка 10^6 В/м), необходимые для возникновения молний, создаются под влиянием турбулентных движений. Роль турбулентности двоякая. С одной стороны, если усиливается мелкомасштабная турбулентность, то увеличивается ток проводимости и, как следствие, уменьшается напряженность электрического поля первого масштаба (по облаку в целом). С другой стороны, достаточно крупные турбулентные объемы, отрываясь от общего потока и сближаясь со столь же крупными объемами, содержащими заряды противоположного знака, увеличивают напряженность поля. Порождаемые такой макротурбулентностью неоднородности электрического поля (явление меньшего масштаба) способны повысить напряженность поля до таких критических значений (порядка 10^6 В/м), когда начинаются разряды внутри облака, разряды между соседними облаками и разряды на землю, т. е. процесс *молниеобразования*.

В самой нижней части облака преобладают объемы (второго масштаба) с избытком положительных зарядов (см. рис. 23.4), чему способствует перенос положительных ионов почвенного происхождения конвективными потоками, а также испарение и разбрызгивание крупных капель под облаком. Именно между нижней (положительно заряженной) и средней (отрицательно заряженной) частями облака наиболее часто напряженность поля достигает значений, называемых *пробойными*, при которых происходит искровой пробой слоя воздуха. Сила тока при искровом разряде резко возрастает за счет ионизации воздуха по всему каналу разряда. Такой разряд называют самостоятельным, поскольку сила тока в нем (в отличие от тока проводимости) не зависит от начальной концентрации ионов в атмосфере. Значение пробойной напряженности ($E_{пр}$) сильно зависит от того, насколько однородна земная поверхность под облаком (с увеличением неоднородности $E_{пр}$ уменьшается).

На первой стадии искровой разряд состоит из большого числа отдельных разрядов — «сети проводящих нитей» (стриммеров). Разряд на землю начинается с объединения нескольких стриммеров в ступенчатый лидер, который прокладывает сильно ионизированный канал на пути от облака к земле. Когда ступенчатый лидер достигает земли, возникает возвратный удар (импульс), для которого характерен перенос положительного заряда вверх по ионизированному каналу. По мере усиления лидера происходит

распространение проводящей сети на более высокие уровни, при этом первоначальный положительный заряд исчезает, однако выше появляется новый и т. д. Образованная таким образом проводящая сеть будет располагаться выше прежней, превращая еще одну часть столба в проводник и вызывая следующий удар. Процесс продолжается до тех пор, пока стриммеры не выкачают из облака весь его отрицательный заряд.

Кучево-дождевое облако, в котором сформировалась двухрядная электрическая структура (дополненная очагами положительных зарядов в нижней части облака), представляет собой грозовую ячейку, порождающую разряд (молнию) на землю. Как правило, развитое кучево-дождевое облако включает несколько таких ячеек, находящихся на различных стадиях развития. Полное время жизни ячейки составляет 20—30 мин.

Под влиянием переноса положительных зарядов от земной поверхности к облакам (не только грозовым, но и других форм) земля получает отрицательный заряд. Согласно гипотезе Я. И. Френкеля, такой перенос зарядов является основным механизмом, вследствие которого земля оказывается в среднем заряженной отрицательно.

Виды молний. Наблюдаемые в атмосфере искровые разряды (молнии) принято делить на линейные (с подразделением на разветвленные, ленточные и ракетообразные), плоские, шаровые и четочные.

Средняя длина наиболее часто встречающихся *линейных молний* при разряде на землю составляет несколько километров, диаметр канала 15—20 см, сила тока изменяется в широких пределах (максимальные значения достигают нескольких килоампер), общее количество электричества за один разряд — 20—30 Кл, длительность молнии в среднем около 0,2 с (максимальные значения — около 1,5 с), мощность молнии — миллионы киловатт, энергия же разряда сравнительно невелика (энергии одной грозы хватает для питания в течение 1 ч лишь одной лампочки в 150 Вт). Температура разрядного канала повышается (практически мгновенно) до 15 000—20 000 К. Взрывы гремучего газа (образовавшегося в результате разложения воды) и повышение давления (под влиянием роста температуры) в канале сопровождаются образованием ударных волн, которые воспринимаются как *гром*. Частота колебаний грома около 20 Гц, а скорость распространения (за исключением первых мгновений после возникновения) практически совпадает со скоростью звуковой волны

$$v = 20,1 \sqrt{T_v},$$

где v — в м/с, $T_v = T(1 + 0,275e/p)$ — так называемая виртуальная акустическая температура; при $T_v = 273$ К значение $v = 331,8$ м/с.

Радиус области слышимости грома сравнительно невелик — 15—20 км. Поскольку звуковая волна приходит от разных частей

канала и его разветвлений, а также отражается от облаков, гор, фронтальных разделов и др., то возникает явление раскатов грома.

Остановимся несколько подробнее на механизме развития линейной молнии. В атмосфере преобладают разряды между отрицательно заряженной нижней частью облака и положительно заряженной (наведенным электричеством) земной поверхностью. По достижении пробойных значений напряженности от облака к земле развивается лидер, представляющий собой поток электронов, вызывающих ударную (лавинообразную) ионизацию воздуха. Собственное излучение головки лидера (имеющей температуру свыше 20 000 К) порождает фотоионизацию возбужденных газовых частиц. Фотоны обгоняют головку лидера, способствуя образованию впереди него коронных разрядов. Вследствие этого ступенчатый лидер движется с большой скоростью (около 150 км/с) отдельными толчками по извилистому пути. Длительность импульсов и пауз — 50—100 мкс, длина ступенек — около 50 м. После достижения одним из ответвлений лидера земной поверхности по образованному им каналу высокой проводимости происходит формирование основного канала молнии. При этом видимый канал нарастает снизу вверх. Такую фазу разряда называют возвратным ударом, в течение которой ток в канале быстро нарастает до максимальных значений (сотни килоампер), канал разогревается и светится особенно сильно, возникает гром.

Все последующие импульсы тока (а их при грозовом разряде 3—5) распространяются по каналам, подготовленным лидерами. Однако движение новых лидеров по старому каналу гораздо легче, чем первого (им достаточно восполнить потери проводимости за счет рекомбинации ионов). По этой причине все последующие лидеры (называемые стреловидными) движутся со скоростью, близкой к скорости импульса (в то время как скорость первого лидера примерно в 100 раз меньше скорости импульса тока, равной 10^4 — 10^5 км/с). Импульсы тока нейтрализуют не только отрицательный заряд лидера, но распространяются на все большую толщину облака, истощая его электрический заряд.

Если перерыв между импульсами (в среднем равный 0,03 с) оказывается слишком длительным (около 0,1 с), то лидер последующего разряда приобретает ступенчатый характер и движется с меньшей скоростью. Отмечаются случаи развития ступенчатых (положительных) лидеров от заостренных предметов на земле к облаку.

Плоская молния представляет собой суммарный эффект большого числа коронных разрядов на облачных элементах (подобных свечению газа вблизи положительного электрода), вызывающих красноватое бесшумное свечение значительной толщи грозового облака.

К числу наиболее загадочных и малоизученных явлений природы относятся *шаровые молнии*. Диаметр их у земной поверхно-

сти — 10—15 см, длительность существования — от долей секунды до нескольких минут, скорость движения (часто вдоль хорошо проводящих предметов) — несколько метров в секунду, цвет — белый или красноватый. При движении шаровая молния издает жужжащий или шипящий звук, исчезновение сопровождается или слабым треском, либо сильным взрывом и снопом искр (приводящим к разрушениям).

О природе шаровых молний высказаны лишь гипотезы. По гипотезе Я. И. Френкеля, шаровая молния — это шарообразный вихрь смеси частиц пыли и дыма с химически активными газами. Вихрь-шар в целом электрически нейтрален и способен на длительное независимое существование. Способность шаровой молнии обходить препятствия объясняется эффектом, наблюдаемым при движении шаровых колец. Взрыв шаровой молнии — следствие существования верхнего и нижнего пределов концентрации различных веществ, при которых они реагируют друг с другом или перестают реагировать. Химическая реакция, идущая как цепной процесс с огромной скоростью, — это и есть взрыв шаровой молнии.

Однако гипотезе Френкеля присущ существенный недостаток — она не учитывает и не объясняет происхождения энергии шаровой молнии. По оценке П. Л. Капицы, внутренней энергии шаровой молнии совершенно недостаточно для производимого ею эффекта. Источником энергии шаровой молнии, по Капице, служит энергия радиоизлучений в метровом и дециметровом диапазонах, возникающих (наряду с другими электромагнитными волнами) при атмосферных разрядах. Возникает шаровая молния под влиянием мощного колебательного процесса в электрическом поле облака или вблизи земной поверхности. Существенным доводом в пользу радиоволновой природы шаровой молнии служит характер ее движения — способность проникать в помещения через дымоходы, щели, иногда по проводам, неожиданно появляться из телеграфных и телефонных аппаратов и даже в герметизированных реактивных самолетах. Взрыв молнии происходит при внезапном прекращении подвода энергии — возникает явление, известное под названием схлопывания сферы разреженного ионизированного воздуха.

Четочные молнии — несколько десятков образований шарообразной формы, располагающихся вдоль канала линейной молнии; расстояние между ними около 1 м, диаметр — несколько сантиметров, время существования не превышает 1 с.

5 Статистические характеристики гроз

5.1. Грозовые облака. Выполненные в последние годы исследования позволили установить такие значения параметров конвективного облака, которые характерны для различных стадий его раз-

вития и определяют переход кучево-дождевого облака в грозное (табл. 23.3).

Таблица 23.3. Параметры конвективных облаков в различных стадиях их развития

Величина	Облака		
	Cu cong.	Cb (ливневая стадия)	Cb (грозная стадия)
Толщина облака, км	<4	2—4	$>4,5$
Скорость вертикальных движений, м/с	<6	6—8	≥ 9
Положение верхней границы радиоэха	—	Ниже изотермы -30°C	Выше изотермы -30°C
Массовая доля водяного пара (s_0, s_{850}, s_{700}), ‰	5,0, 3,0, 1,5	7,3, 5,2, 3,0	9,2, 7,0, 3,8

Согласно данным табл. 23.3, развивающееся конвективное облако переходит в грозную стадию, если его толщина и скорость восходящего потока превышают соответственно 4,5 км и 9 м/с. В развитии конвекции вообще и в формировании грозного облака в частности большую роль играет влажность воздуха благодаря двум эффектам: увеличение доли пара сопровождается уменьшением плотности воздуха (и, как следствие, ростом силы плавучести); чем больше массовая доля пара, тем больше выделяется тепла при подъеме воздуха выше уровня конденсации, что также способствует росту разности температур (между поднимающимся объемом воздуха и окружающей средой) и силы плавучести. Согласно опытным данным, содержание пара в воздухе при развитии конвекции в целом повышено, однако оно особенно велико в случае образования грозных облаков: массовая доля пара у земной поверхности (s_0), на уровне 850 гПа (s_{850}) и 700 гПа (s_{700}) не меньше соответственно 9,2, 7,0 и 3,8 ‰ (в то время как при образовании ливневого Cb эта доля составляет примерно 7,3, 5,2 и 3,0 ‰).

Результаты измерения напряженности поля в конвективных облаках и вблизи них представлены на рис. 23.5. Здесь по оси абсцисс отложен логарифм модуля напряженности, а по оси ординат — логарифм функции распределения напряженности (хотя на оси выписаны значения самой функции). Согласно этим данным, электрическое поле претерпевает существенные изменения по мере развития конвективного облака. Медианные значения напряженности составляют 40—50, 150—200 и 4000—5000 В/м соответственно в облаках Cu cong., в Cu cong., переходящих в Cb, и в Cb в негрозовой стадии. В 99,9 % случаев напряженность поля Cu cong. (переходящих в Cb, кривая 2) не превышает 10^4 В/м, а в 0,1 % случаев превосходит это значение. Поскольку медианное

значение E в Cb примерно в 25 раз больше, чем в Cu cong. (переходящем в Cb), то можно предположить что в Cb с вероятностью около 0,1 % могут наблюдаться напряженности, превосходящие $25 \cdot 10^4 = 2,5 \cdot 10^5$ В/м. В Cu cong. отмечается хаотическое расположение зарядов разных знаков. Организованное распределение зарядов начинается с момента появления осадков: в Cb, помимо многочисленных областей разноименных зарядов, появляются обширные области основных зарядов.

Вблизи конвективных облаков (над ними или около них) напряженность поля на 1—2 порядка меньше, чем в самих облаках.

Представляет интерес такая характеристика электрического поля, как частота разрядов (N) при грозах. В Ленинградской области среднее значение N составляет 1,5 разряда в 1 мин, по наблюдениям в Молдавии оно колеблется между 0,1 и 4,4 разряда в 1 мин. По данным 228 пролетов около вершин 100 грозных облаков на Европейской части СССР среднее время между разрядами составило 54, 70, 27 и 72 с соответственно в случаях внутримассовых Cb, облаков теплого и холодного фронтов и фронта окклюзии (при средних квадратических отклонениях 44, 65, 16 и 80 с).

При этом средняя высота вершин облака составляла 9,4 км, средняя площадь основания отдельного облака — около 40 км^2 , расстояние между облаками превышало 25 км; в 70 % случаев облака имели одноячейную структуру и в 26 % — двухъячейную.

В июне—августе 1978 г. на территории Ленинградской области наблюдалось (по данным грозорегистраторов с радиусом действия около 100 км, установленных на 17 станциях) 36 дней с грозами. Число разрядов за 1 ч (в среднем по всем станциям) изменялось (при переходе от одной грозы к другой) от 8 до 69 (с максимумом повторяемости 6—10 разрядов за 1 ч), продолжительность грозы колебалась от 3 до 16 ч (с максимумом 7—9 ч), тол-

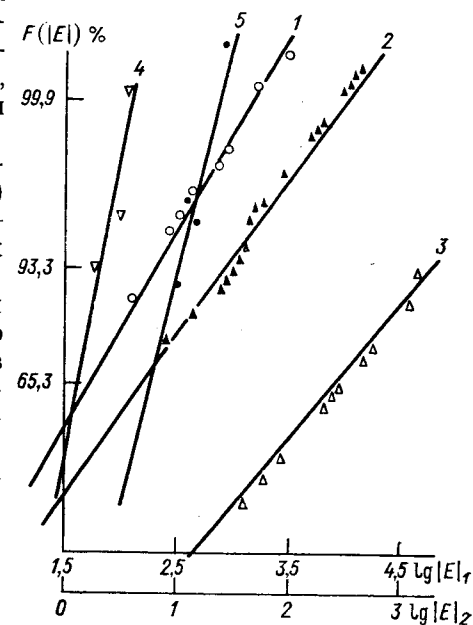


Рис. 23.5. Функция распределения модуля напряженности электрического поля в конвективных облаках.

1 — в Cu cong.; 2 — в Cu cong., переходящих в Cb; 3 — Cb (по шкале $\lg |E|_1$); 4 — над или около Cu cong. (на расстоянии 100—200 м); 5 — над Cu cong., переходящими в Cb (по шкале $\lg |E|_2$).

щина облаков — от 2,1 до 7,9 км, температура вершины — от —15 до —58 °С, массовая доля пара у земной поверхности — от 4 до 12 %; коэффициент вариации числа разрядов равен 80 %, а продолжительности гроз — 25 %. Все грозы наблюдались в области циклонов, при этом среднее число разрядов (на одну грозу) составило 75 в случае гроз на холодных фронтах (на их долю приходится 31 % общего числа гроз), 50 — в случае гроз в холодной воздушной массе (50 % общего числа гроз), 19 — для гроз в теплой массе (4,5 %) и 14 для гроз на теплом фронте (14,5 %). Таким образом, наиболее значительной интенсивностью (определяемой по числу разрядов) обладают грозы на холодных фронтах и в холодной воздушной массе; эти грозы обладают и наибольшей повторяемостью (по сравнению с другими видами гроз).

5.2. Продолжительность и число гроз. По материалам наблюдений на 950 станциях в среднем за 30-летний период исследована продолжительность гроз (t) на территории СССР. Средние значения (\bar{t}) продолжительности гроз приведены в табл. 23.4.

В первой долготной зоне (20—50° в. д.) характерна наиболее активная грозовая деятельность и сильная изменчивость t . Смещение на восток сопровождается на всех широтах в среднем ослаблением грозовой активности, уменьшением средних значений, а также изменчивости t .

Таблица 23.4. Средняя годовая продолжительность гроз (ч) в различных широтно-долготных зонах

λ° в. д.	φ° с. ш.						
	70	65	60	55	50	45	40
20—50	10	15	30	50	70	50	—
50—90	10	15	30	50	30	20	10
90—150	10	15	30	30	50	—	—
150 в.—170 з.	10	10	10	10	—	—	—

Сведения о функции распределения $F(t \leq t_c)$ продолжительности гроз представлены в табл. 23.5. Согласно этим данным, в 50 % годовая продолжительность гроз не больше 7, 32 и 88 ч при \bar{t} , заключенном соответственно в интервалах 0—10, 40—60 и 80—100; с вероятностью (обеспеченностью) 95 % значение t не превышает 20, 93 и 160 ч в тех же соответствующих интервалах t .

Среднее квадратическое отклонение σ_t с ростом \bar{t} растет, а отношение σ_t/\bar{t} уменьшается.

Анализ данных табл. 23.5 показал, что статистическое распределение продолжительности гроз описывается логарифмически нормальным законом.

Таблица 23.5. Годовые значения t_c (ч) продолжительности гроз, соответствующие различным значениям функции распределения $F(t < t_c)$

\bar{t} ч	Функция распределения (обеспеченность), %											σ_t ч
	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	95	
0—10	1	2	4	5	6	7	8	9	12	16	20	6
10—20	3	5	8	10	12	14	16	20	25	31	43	13
20—40	9	12	19	25	29	32	36	41	49	60	65	17
40—60	14	21	30	35	41	47	52	59	66	80	93	24
60—80	17	24	49	52	58	68	72	80	87	105	117	30
80—100	25	35	54	68	76	88	97	108	123	146	160	41
>100	25	34	59	83	99	113	130	153	173	207	234	64

Таблица 23.6. Повторяемость гроз на территории Восточной Сибири

Синоптическая обстановка	Повторяемость, % от общего числа	Число гроз на один случай синоптической обстановки
Холодный фронт	38	0,7
Вторичный холодный фронт	20	0,4
Фронт окклюзии	7	0,6
Теплый фронт	3	0,2
Малоградиентное поле давления	30	0,45
Антициклон	2	0,1

Осредненные по всей территории СССР годовые значения t_c , соответствующие обеспеченности в 5 и 95 % ($t_{c.5}$ и $t_{c.95}$), следующие:

\bar{t} ч	0—10	10—20	20—40	40—60	60—80	80—100	>100
$t_{c.5}$ ч	1	2	4	7	9	17	18
$t_{c.95}$ ч	28	50	92	114	176	250	320

Анализ материалов наблюдений показал, что с помощью некоторого общего выражения можно описать все основные характеристики гроз: годовое число дней (D) с грозой, продолжительность (P) гроз, число разрядов (N) на единицу площади и др. Для этого достаточно определить интервал времени x , в течение которого наблюдается явление: для D он равен одним суткам, для P — 0,1—1 ч и для N — 0,1—1 мин.

Связь между значениями x , с одной стороны, и величинами D ,

P и N , с другой, может быть аппроксимирована степенным выражением

$$y(x) = bx^q,$$

где y — любая из величин D , P или N , а x — соответствующий интервал времени.

По данным наблюдений (с помощью счетчиков грозовых разрядов) в ряде пунктов Ленинградской области летом 1979 г. выполнен подсчет интервалов времени x и характеристик гроз, изменявшихся на несколько порядков величины.

Результаты сопоставления $\lg x$ и $\lg y$ для разных пар исследуемых величин приведены на рис. 23.6. Видно, что связь между ними, в согласии с приведенным соотношением, практически линейная. Показатель степени q зависит от числа (n) зарегистрированных за декаду разрядов и возрастает от 0,25 при n , равных 10—20, до 0,5 при n , равных 1000.

5.3. Географические особенности грозовой деятельности. Поскольку изменяются условия, способствующие развитию конвекции, то наблюдается хорошо выраженная зависимость грозовой деятельности от времени года и суток, широты и долготы.

Приведем сведения о распределении по земному шару таких характеристик гроз, как число дней с грозой, продолжительность гроз, суммарное число разрядов и соотношение между числом разрядов различных типов (облако—облако и облако—земля), которые представляют интерес как для оценки вклада грозовой деятельности в поддержание заряда Земли, так и для практических целей электроэнергетики. Построены карты числа дней (D) с грозой за год по территории СССР (опубликована в Климатическом атласе СССР) и по земному шару (издана ВМО). Наибольшее число дней с грозой на территории СССР наблюдается на юго-западе Украины и в Молдавии, в горных районах Средней Азии, южной части Восточной Сибири и в Приморском крае.

Однако карты числа дней с грозой недостаточно информативны. Более полная информация содержится в данных о продолжительности гроз и числе грозовых разрядов. Для построения карты продолжительности гроз использованы материалы наблюдений за грозами на 1500 станциях СССР и примерно на 300 зарубежных станциях. В тех районах, где наблюдения за продолжи-

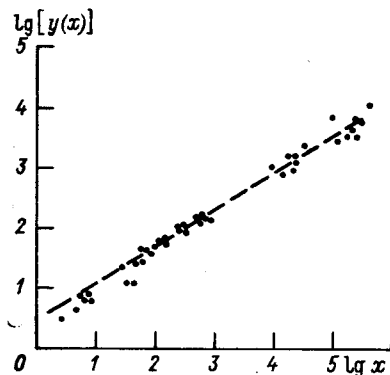


Рис. 23.6. Связь между величинами x и y .

тельностью гроз (P) отсутствуют, использована связь между P и числом дней с грозой (D). Эта связь в районах с различной грозовой деятельностью имеет вид:

$$P = 0,6D \quad \text{при } D = 0 \dots 5$$

$$P = D \quad \text{при } D = 5 \dots 15$$

$$P = 3,3(D - 10) \quad \text{при } D = 15 \dots 40$$

$$P = 0,14D^{1,7} \quad \text{при } D = 40 \dots 130$$

Здесь P — средняя за год продолжительность гроз (в часах), D — среднее годовое число дней с грозой.

Построенная по данным наблюдений и результатам расчета мировая карта средней годовой продолжительности гроз представлена на рис. 23.7. Наибольшая продолжительность гроз (свыше 200 ч) отмечается на материках и островах тропической области (между 20° с. ш. и 20° ю. ш.), где в отдельных районах (так называемых очагах гроз) значения P превышают 800 ч и достаточно равномерно распределены по сезонам (средние за сезон значения P в 3—5 раз меньше средних за год).

В июне—августе грозы наблюдаются преимущественно на материках северного полушария, при этом карта летней продолжительности гроз для Евразии и Северной Америки практически не отличается от карты годовых значений P . В сентябре—ноябре резко сокращается грозовая деятельность на материках северного полушария (во всем поясе 40 — 70° с. ш. продолжительность гроз не превышает 5 ч), усиливаются грозы на юге Северной Америки, в Южной Америке и Австралии, а также над морями и океанами. В декабре—феврале не наблюдается гроз на материках северного полушария, смещается к югу африканский очаг, несколько ослабевает очаг в Южной Америке, усиливаются грозы в северной Австралии, а также на Средиземном море. В марте—мае в поясе 40 — 70° с. ш. продолжительность гроз не превышает 5 ч, увеличивается продолжительность гроз на юге Азии и Северной Америки.

Четкая зависимость от широты выявлена для числа разрядов между облаком и облаком (n_0°), между облаком и землей (n_3°), а также для отношения n_0°/n_3° . Наибольшее число разрядов осуществляется между облаком и облаком: n_0° в несколько раз больше n_3° . Анализ наблюдений позволил получить эмпирические соотношения следующего вида

$$\frac{n_0^\circ}{n_3^\circ} = \frac{9 - (\varphi/30)^2}{1 + (\varphi/30)^2}, \quad (6.1)$$

$$\frac{n_0^\circ}{n_3^\circ} = 4,16 + 3,16 \cos 3\varphi, \quad (6.2)$$

где φ — широта в градусах.

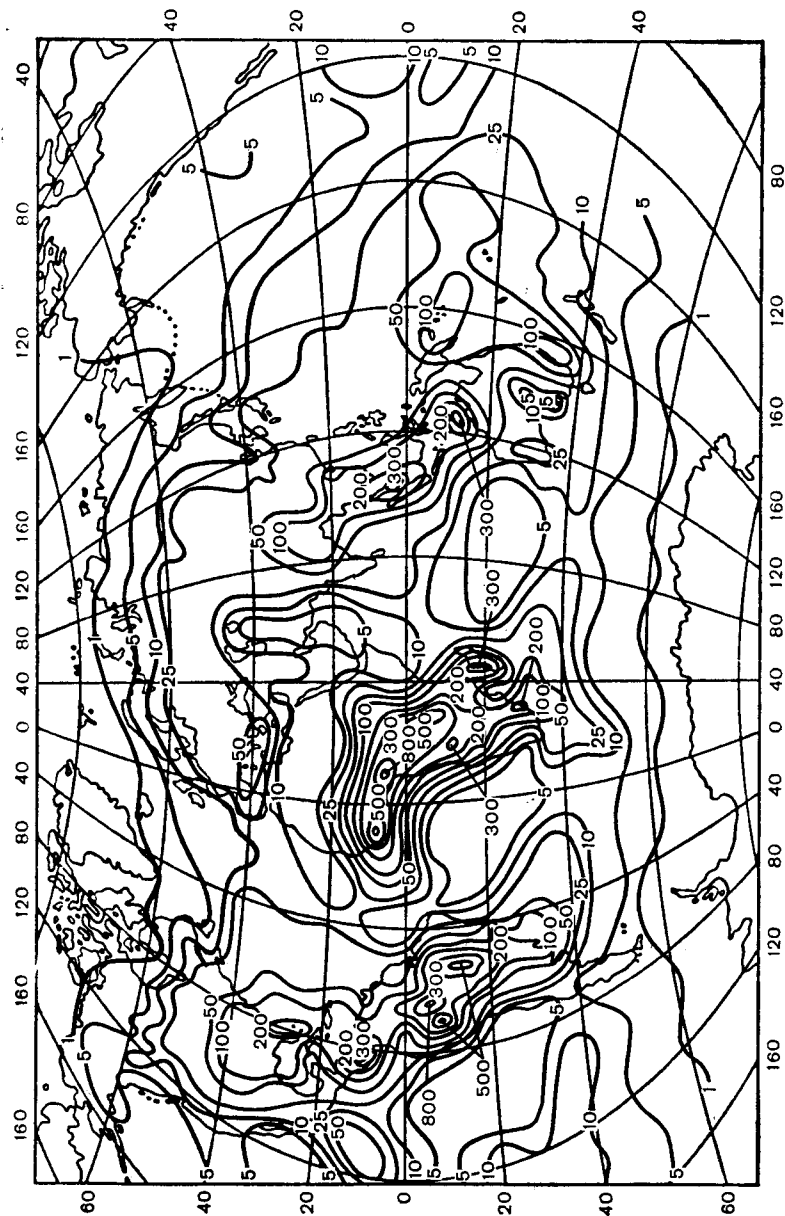


Рис. 23.7. Карта средней годовой продолжительности гроз (в часах) на земном шаре.

Согласно этим соотношениям, справедливым для широтного пояса $0-60^\circ$, вблизи экватора ($\varphi \approx 0$) средние (многолетние) зональные значения n_0° больше n_3° в 7—9 раз, на широте 30° отношение n_0°/n_3° близко к 4 и только на широте 60° значение n_0° примерно равно n_3° . В отдельных пунктах отношение n_0°/n_3° может существенно отличаться от зональных значений, оценку которых дают соотношения (6.1) и (6.2).

Эмпирические связи между числом разрядов на землю (n_3°) или общим числом разрядов ($n_0^\circ + n_3^\circ$), с одной стороны, и числом дней с грозой (D) или продолжительностью гроз (P), с другой, были использованы для построения карт распределения по земному шару числа грозовых разрядов (рис. 23.8 и 23.9). Поскольку между числом n и D или P существует прямая зависимость (например, $n_3^\circ = 0,05D^{1,22}$, $n_0^\circ + n_3^\circ = 0,06D^{1,82}$, $n_0^\circ + n_3^\circ = 0,085P^{1,4}$, P — в часах, n_3° — число разрядов на 1 км^2), то между картами D и P (см. рис. 23.7), с одной стороны, и n_3° и $n_0^\circ + n_3^\circ$ (рис. 23.8 и 23.9), с другой, отмечается много общего. В мировых очагах гроз в столбе с поперечным сечением 1 км^2 наблюдается свыше 200 разрядов в год.

Подчеркнем, что значения всех четырех параметров гроз (D , P , n_3° и $n_0^\circ + n_3^\circ$) на океанах существенно меньше, чем на материках.

Последние карты позволяют оценить (в среднем) число грозовых разрядов на всей планете. В течение года на Земле возникает около $8,5 \cdot 10^9$ разрядов или 270 разрядов в 1 с, в том числе 50 на Землю и 220 между облаками. На материках генерируется в среднем 170, на океанах — 100 разрядов в 1 с. В мировых очагах гроз ($D > 100$ дней) образуется около 25 % суммарного числа разрядов.

Приведем еще сведения о повторяемости гроз в зависимости от синоптической обстановки (табл. 23.6). Согласно данным наблюдений на 81 станции за летние месяцы 1965—1969 гг., практически все грозы (98 %) образуются в областях пониженного давления (68 %) или в малоградиентном поле давления (30 %). Только в 2 % случаев грозы наблюдались в антициклоне.

Объясняется это тем, что в областях пониженного давления (в циклонах и ложбинах) наблюдаются крупномасштабные (охватывающие всю барическую систему) восходящие вертикальные токи, растущие с высотой в нижней тропосфере. Эти токи, как показано в п. 9 гл. 20, способствуют увеличению термической неустойчивости во времени в этом слое тропосферы. Естественно, что рост неустойчивости приводит к развитию конвективных облаков и гроз. В областях повышенного давления (антициклонах и гребнях) преобладают нисходящие вертикальные движения (по модулю также растущие с высотой в нижней тропосфере). Под влиянием

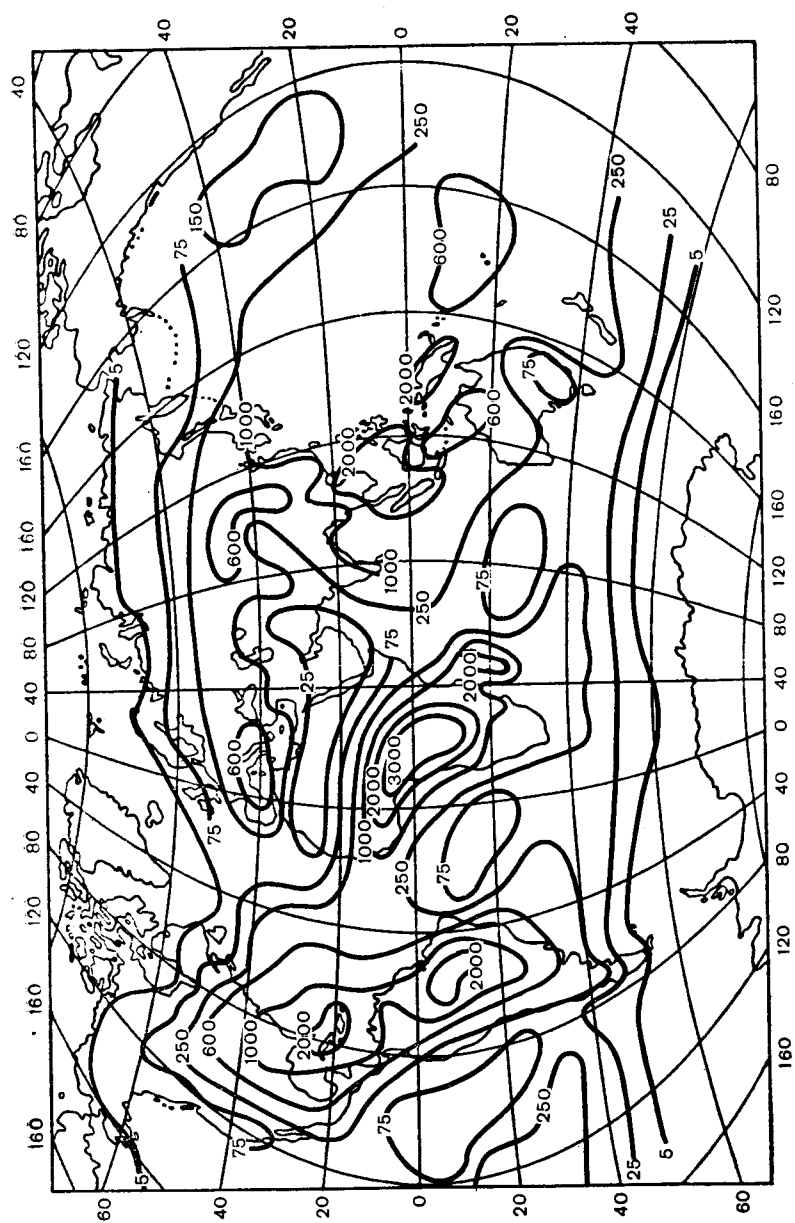


Рис. 23.8. Карта распределения числа грозных разрядов (на 1 км² в год) между облаком и землей.

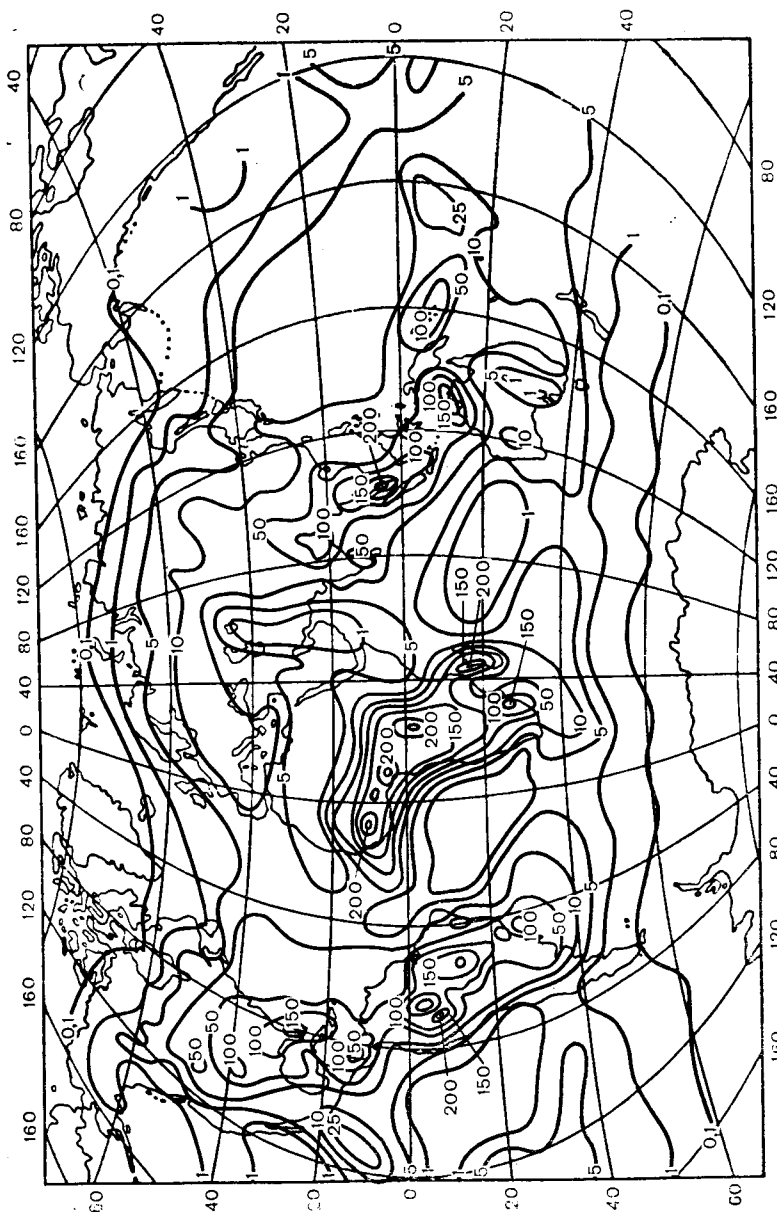


Рис. 23.9. Карта распределения общего числа грозных разрядов (на 1 км² в год) по земному шару.

их усиливается термическая устойчивость и, как следствие, создаются условия, неблагоприятные для развития конвективных облаков.

В областях пониженного давления наиболее часто грозы образуются на холодных фронтах (38 %) и на вторичных холодных фронтах в тылу циклона (20 %).

5.4. Годовой и суточный ход гроз. Число гроз по данным пеленгования атмосфериков в 1961—1967 гг. на территории, заключенной между 30 и 60° с. ш. и 30° з. д. и 80° в. д., колеблется в широких пределах. На Европейской части Союза годовое число гроз, регистрируемых на площади 100 тыс. км², изменяется от 35 до 185. В Западной Европе грозовая деятельность более активна — здесь годовое число гроз в большинстве квадратов (по 100 тыс. км²) превышает 400 при более значительных колебаниях — от 30 до 500. Максимум грозовой активности отмечается на юге Франции и севере Италии. В Западной Сибири и Средней Азии, а также в северо-восточной части Атлантического океана годовое число гроз невелико — 35—60 на площади в 100 тыс. км².

В течение года наибольшее число гроз на суше наблюдается весной и летом, а на море — осенью и зимой (табл. 23.7). В Европе с мая по август возникает 61 % гроз, а на Европейской части Союза 78 % гроз приходится на летние месяцы. На Атлантическом океане (в его северо-восточной части) 77 % гроз образуется с октября по март. На суше в течение суток наиболее часто грозы возникают днем и вечером (хотя и в другие часы суток повторяемость их значительна), на океане — практически равномерно образование гроз в любую часть суток (табл. 23.8).

Таблица 23.7. Повторяемость числа гроз (% среднего годового числа)

Район	Месяц											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Европа	3	3	3	6	13	17	17	14	9	7	5	3
Средняя Азия	2	3	8	16	16	15	12	9	6	5	5	3
Северо-Восток Атлантики	19	16	14	4	3	3	4	4	5	8	11	9

5.5. Унитарная (глобальная) составляющая электрического поля атмосферы. Установлено, что напряженность электрического поля (E) и ток проводимости (I) в атмосфере включают составляющую, которая изменяется в течение суток одинаково (синхронно) во всех точках Земли. Такую составляющую E и I принято называть *унитарной*, или *глобальной*.

Отклонения от унитарной составляющей называют *локальными* (местными). Амплитуда колебаний местной составляющей E и I

Таблица 23.8. Повторяемость (%) гроз в различное время суток

Район	Время, ч							
	3	6	9	12	15	18	21	24
Европа	8	9	10	16	20	17	11	9
Средняя Азия	7	8	9	17	22	16	13	8
Северо-Восток Атлантики	12	15	14	14	13	12	8	12

в высоких широтах меньше, чем в низких. Поэтому для выделения унитарной составляющей E и I использованы данные наблюдений за 1957—1958 и 1964—1965 гг. (когда активность Солнца была соответственно максимальной и минимальной) на восьми северных станциях, расположенных в различных долготных поясах.

Анализ наблюдений позволил установить, что суточный ход унитарной составляющей напряженности электрического поля и тока проводимости несколько различен в разные сезоны года. Зимой максимум E и I наступает в 18—19 ч, а летом в 20—21 ч по гринвичскому времени; минимум — зимой и летом в 3—5 ч. Амплитуда суточного хода E и I наибольшая (33—35 % среднего значения) зимой, наименьшая (23—25 %) — летом. Объясняется это, по-видимому, тем, что переход от зимы к лету сопровождается смещением бразильского и африканского центров грозовой деятельности к северо-западу и их ослаблением. Смещение центров к западу вызывает более позднее наступление максимума E и I , а их ослабление — уменьшение амплитуды.

Амплитуда суточного хода унитарной составляющей E и I в 1964—1965 гг. оказалась несколько (на 4—7 %) больше, чем в 1958—1959 гг. Однако это отличие лежит в пределах погрешностей определения E и I (которые составляют около 10 %).

Таблица 23.9. Осредненные по широтным зонам значения напряженности (E) и вертикального тока проводимости (I)

Зона	E В/м		$10^{12} I$ А/м ²	
	океан	матернки	океан	матернки
80—60° с. ш.	—	92	4,2	2,7
60—40	155	120	3,1	2,1
40—20	125	91	3,2	2,2
20—0	120	75	3,0	2,4
0—20° ю. ш.	121	91	3,2	—
20—40	124	123	3,4	2,3
40—60	153	—	3,6	—
60—80	—	125	—	3,6

Отметим, что вопрос о наличии унитарной составляющей E и I нельзя считать решенным. Так, Л. Г. Махоткин отмечает, что в Мурманске летом, а на Эльбрусе во все сезоны года суточный ход не имеет ничего общего с существующими представлениями об унитарном суточном ходе E .

Приведем данные об осредненных по широтным зонам характеристиках электрического поля атмосферы — напряженности и тока проводимости (табл. 23.9). Видно, что четкой зависимости параметров электрического поля от широты по этим данным не прослеживается.

6 Структура грозового облака. Рост града

Исследования кучево-дождевых облаков (Cb) с помощью самолетов и локационной техники (проведенные в США, Советском Союзе и других странах) позволили установить, что эти облака состоят из одной или нескольких ячеек. В зависимости от преоб-

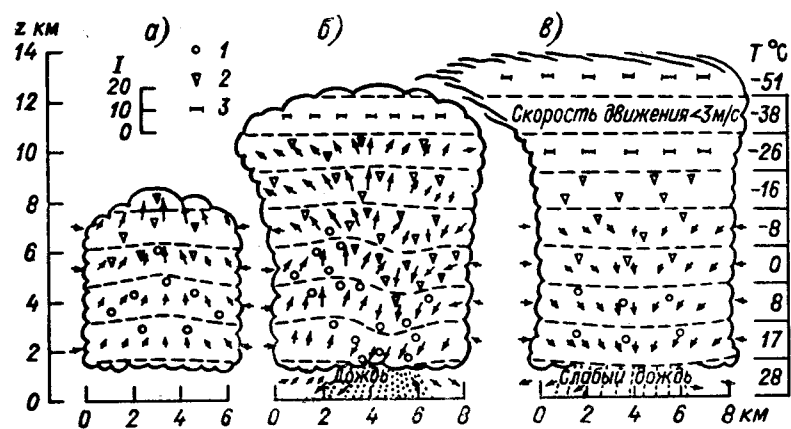


Рис. 23.10. Модель строения грозовой ячейки в стадиях развития: начальной (а), зрелости (б) и распада (в).

1 — масштаб скорости (м/с); 1 — капли, 2 — частицы крупы и града, 3 — кристаллы.

ладания знака вертикальной скорости выделяют три стадии развития ячейки (рис. 23.10): а) *начальную*, в течение которой в верхней части ячейки движение воздуха восходящее, а продуктами конденсации служат капли воды, некоторая часть которых в верхней части уже замерзла, образовав частицы крупы; б) *зрелости*, которая характеризуется преобладанием восходящего движения

в центральной части ячейки и нисходящего на ее периферии; верхняя часть ячейки полностью обледенела (состоит из кристаллов льда), в средней (большей) части наряду с каплями наблюдаются частицы крупы. Под влиянием увеличения веса единичного объема воздуха за счет содержащейся в нем жидкой воды в сочетании с более низкой температурой (в ячейке воздух при подъеме охлаждается влажноадиабатически, вне ее при опускании нагревается сухоадиабатически) в нижней части ячейки (и под ней) возникает нисходящее движение, способствующее внезапному началу выпадения ливневых осадков (дождя). Нисходящий поток воздуха, растекаясь вблизи земной поверхности под облаком, оказывает влияние на поле ветра; в) *распада*, в течение которой нисходящее движение воздуха распространяется практически на всю ячейку. Поскольку подток водяного пара с восходящим потоком воздуха, позволявший обновлять влагу в облаке, в этой стадии прекращается, то выпадающие осадки постепенно размывают облако.

Первая стадия продолжается 10—15 мин, вторая — 15—30 мин и третья — примерно 30 мин (со значительными отклонениями в каждом конкретном случае).

Кратко описанная одноячейковая структура наиболее характерна для ливневых облаков; град из них выпадает сравнительно редко (на юге СССР примерно в 20—30 % от общего числа случаев выпадения града) и, как правило, небольшой интенсивности: диаметр таких облаков редко превышает 5—7 км.

Чаще всего градовое облако включает несколько ячеек, каждая из которых проходит, хотя и не одновременно с другими, описанные выше стадии развития. Такое облако носит название *мультиячейкового*. Вначале оно возникает как одноячейковое. Через 15—20 мин от момента зарождения первой ячейки, когда она достигает стадии зрелости, в 20—30 км и, как правило, справа от общего направления движения облака возникает вторая (дочерняя) ячейка. Дочерняя ячейка, как и первичная, проходит все три стадии развития. Последующее возникновение новых ячеек приводит к тому, что мультиячейковое кучево-дождевое облако (чаще всего — фронтальное) может существовать несколько часов. С такими облаками связаны наиболее интенсивные ливневые осадки (4 июля 1956 г. в Юнновилле (США) за 1 мин выпало 30,8 мм осадков, а 25 мая 1920 г. в Фюссене (ФРГ) за 8 мин — 124 мм), а также градобития и грозы.

Типичная схема грозо-градового четырехячейкового кучево-дождевого облака, построенная по данным самолетных, локационных и наземных наблюдений, приведена на рис. 23.11. Первой возникла ячейка $n-2$, она находится на стадии распада; ячейка $n-1$ — в зрелой стадии; ячейки n и $n+1$ — в начальной стадии зарождения. По касательной к линиям тока 1 направлена скорость движения воздуха относительно облака. Линии тока 2 соответст-

вуют частям облака, ориентированным под большим углом к плоскости рисунка. Кривая 3 изображает траекторию градин. Скорость восходящего движения максимальна (около 20 м/с) в передней части облака на высоте около 7 км. В тыловой части, из которой выпадают осадки (дождь и град), преобладают нисходящие движения (максимум скорости — около 15 м/с — вблизи основания

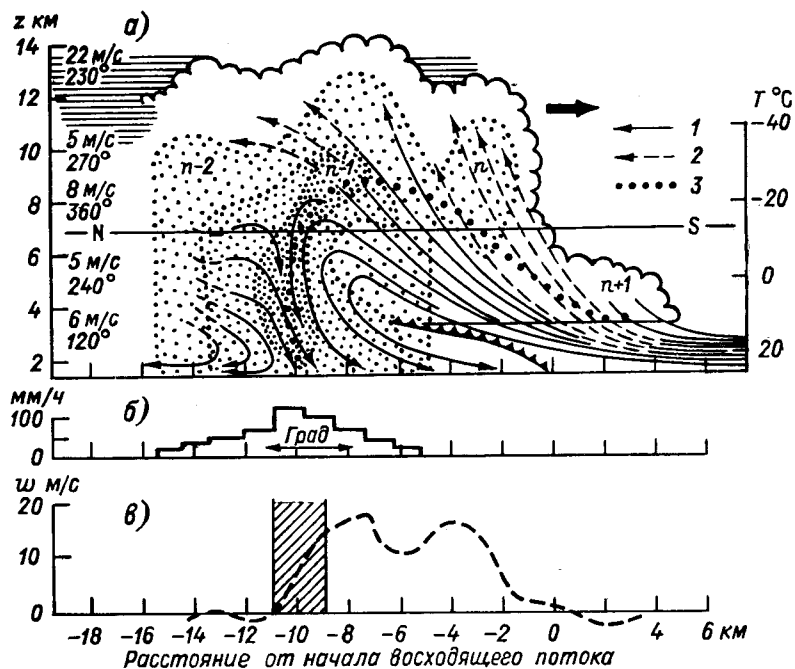


Рис. 23.11. Мультиячейковое грозное облако.

а — схема строения облака (на оси ординат кроме высоты указаны скорость и направление ветра относительно облака, а также температура воздуха), б — интенсивность осадков (дождя или града), в — вертикальная скорость (заштрихован участок сильной турбулентности).

облака; под этой частью облака у земной поверхности дивергенция скорости ветра составляла $4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$; под зрелой ячейкой дивергенция скорости ветра отрицательная порядка $(-1 \dots -2) \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Время существования каждой ячейки около 45 мин, промежуток времени между зарождением последовательных ячеек — около 15 мин.

Обратим внимание на то, что наблюдается значительное движение воздуха по отношению к облаку (скорость и направление этого движения указаны на оси ординат рис. 23.11). Конечно, капли и градины движутся (не отставая) по горизонтали со скоростью ветра на данном уровне. Однако облако смещается не

только с воздушным потоком, но и по отношению к нему за счет образования новых ячеек.

Мультиячейковые облака имеют многокупольные вершины, которые заканчиваются наковальнями, расположенными, как правило, на разной высоте; поскольку направление ветра изменяется с высотой, то наковальни ориентированы под большим или меньшим углом друг к другу.

Наиболее сильные (катастрофические) градобития связаны с формированием так называемых *суперячейковых* кучево-дождевых облаков большой вертикальной (10—15 км) и горизонтальной (15—20 км) протяженности. Благоприятные условия для их образования создаются тогда, когда наблюдается значительный (чаще

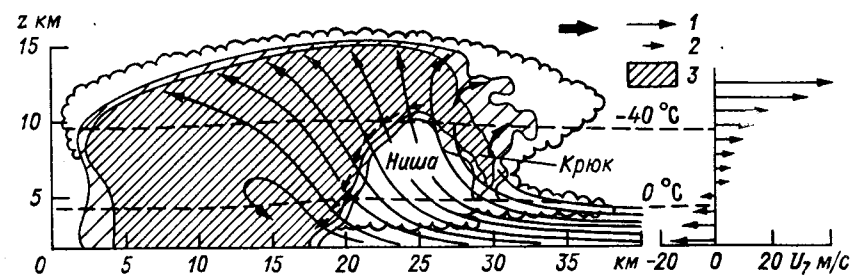


Рис. 23.12. Схема строения суперячейкового грозного облака.

1 — линии тока, 2 — траектории градин, 3 — область наиболее интенсивного радиоэха, V_r — скорость движения воздуха по отношению к облаку.

всего — правый) поворот скорости ветра с высотой. В этих случаях восходящий поток влажного теплого воздуха вблизи правого переднего (по отношению к направлению движения) сектора и нисходящий поток в тыловой части облака формируют мезомасштабную замкнутую циркуляцию, поддерживающую пополнение облака влагой и, как следствие, существование его в течение длительного (до нескольких часов) времени (рис. 23.12). Поскольку в восходящую ветвь вовлекаются все новые и новые массы воздуха справа от облака, то видимое перемещение его отклоняется вправо от направления ветра на нижних уровнях.

В передней части суперячейкового облака восходящий поток (скорость которого может достигать 50 м/с) переносит градины вверх. Выпадает град преимущественно в центральной и тыловой частях облака, где наблюдается нисходящее движение воздуха. Градины растут за счет слияния и соударения с жидкими и твердыми частицами как в восходящей, так и нисходящей ветви суперячейковой циркуляции. Мелкие частицы, вынесенные восходящим потоком в более высокие слои, уносятся горизонтальным потоком (ветром) в передний выступ наковальни и, падая здесь вниз, мо-

гут опять оказаться вовлеченными в восходящий поток. Такой многократный подъем и опускание частиц облака в его передней части способствуют образованию в суперячейковых Сб особенно крупных градин.

Следует подчеркнуть, что движение воздуха и траектории градин в суперячейковом Сб (с учетом изменения ветра с высотой и собственной скорости движения облака, отличной от скорости ветра) носят исключительно сложный характер.

Одной из особенностей строения суперячейковых облаков являются так называемые ниши — области, обнаруживаемые по слабому радиолокационному отражению от них. Предполагается, что в таких областях скорость восходящего движения достигает максимума, вследствие чего ледяные частицы быстро выносятся из них, не успев вырасти до значительных размеров. Вершина суперячейкового Сб, как правило, однокупольная, с наковальной внушительных размеров.

7 Электрическое поле верхних слоев атмосферы Земли

7.1. Ионосфера. Основным ионизатором верхней атмосферы (выше 40 км) служат ультрафиолетовая радиация и рентгеновские лучи (электромагнитное излучение) Солнца. При повышенной активности Солнца корпускулярное излучение его вызывает ионизацию, сравнимую (особенно в полярных районах) с воздействием электромагнитного излучения Солнца.

В атмосфере одновременно с образованием ионов происходит процесс соединения (рекомбинации) положительного и отрицательного ионов, при этом возникает нейтральная (нормальная или возбужденная) молекула. В зависимости от соотношения процессов ионизации и рекомбинации формируется поле концентрации ионов в атмосфере. В общем случае это поле подвержено сильным колебаниям во времени и пространстве.

Осредненная по большой площади и временному интервалу (сезон, год) концентрация ионов достаточно сложно изменяется с высотой. Первый максимум ее наблюдается вблизи земной поверхности (влияние распада радиоактивных элементов), второй — на высоте 14—18 км (космические лучи). Выше этого максимума концентрация ионов убывает с высотой (примерно до 40 км), а затем быстро растет и достигает максимума на высоте 60—80 км — это так называемый слой *D*. Этот уровень (около 60 км) принято считать нижней границей ионосферы. Кроме слоя *D* в ионосфере выделяют еще несколько слоев (*E*, *F1*, *F2*) с повышенной концентрацией ионов. Измерения со спутников и ракет показали, что эти слои разграничены не резко (переход от одного слоя к другому происходит плавно). Выше максимума в слое *F2* число ионов убывает

до высоты 1000—1500 км, в слое 1500—15 000 км концентрация ионов практически постоянна (порядка 10^3 эл/см³). От 15 000 до 20 000 км число ионов вновь убывает до значения, характерного для межпланетной среды (порядка 10^2 заряженных и нейтральных частиц в 1 см³).

В табл. 23.10 приведены основные сведения об ионосферных слоях. Отметим, что в слое *D* концентрация ионов в несколько раз больше, чем в тропосфере и стратосфере, а в слоях *E* и *F* она в сотни и тысячи раз больше, чем в слое *D*. Однако и в этих слоях доля ионов не превышает 0,1 % от числа молекул воздуха.

Выше 90—100 км, наряду с молекулярным азотом (N_2) и кислородом (O_2), в возрастающем с высотой количестве образуется атомный кислород (O). Установлено, что на высоте 150—200 км днем и около 225 км ночью концентрации N_2 и O под влиянием гравитационного разделения и усиления роли фотохимических процессов уравниваются: $n(N_2) = n(O)$. Выше этих уровней до высоты 1200—2500 км днем и 600—800 км ночью атмосфера остается азотно-кислородной с преобладанием в ней атомного кислорода. К тому же с высотой увеличивается число ионизированных частиц (преимущественно ионов O^+) и на уровне около 1000 км составляет 20—25 % от общего их числа. В зависимости от солнечной активности с высоты 1200 км (при минимуме ее) и 2500 км (при максимуме) преобладающей составляющей воздуха становится атомный водород, и чем выше, тем все более ионизированный (на высоте 10—12 тыс. км концентрация нейтральных частиц около $3 \cdot 10^2$ см⁻³, ионов — около $3 \cdot 10^3$ см⁻³, на высоте 18—20 тыс. км соответственно 85 и 600 частиц в 1 см³).

Отметим некоторые особенности строения ионосферы (см. табл. 23.10). Слой *D* образуется и существует только днем вслед-

Таблица 23.10. Основные характеристики внутренней ионосферы

Слой	z_m км	ТК	n см ⁻³	N см ⁻³		
				День		Ночь
				Солнечная активность		
макс	мин					
<i>D</i>	70	220	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^2$	10
<i>E</i>	110	270	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
<i>F1</i>	180	800—1500	$1,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^3$
<i>F2</i> (зима)	220—280		$(2 \div 5) \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	10^3
<i>F2</i> (лето)	250—320	1000—2000	$(1 \div 3) \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$(2 \div 5) \cdot 10^3$

Примечание. В таблице обозначено: z_m — высота, на которой концентрация ионов достигает максимума; T — температура воздуха; n — число молекул в 1 см³; N — число ионов в 1 см³.

ствие ионизации молекул NO ультрафиолетовой радиацией в верхней части и молекул N_2 и O_2 космическими лучами в нижней. Слой E ($z_m \approx 110$ км) наблюдается круглосуточно и возникает под влиянием ионизации O_2 , N_2 и O ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца. Слой этот (равно как и все другие) неоднороден по горизонтالي, особенно при высокой солнечной активности: внутри него наблюдаются отдельные облака с повышенной концентрацией ионов, перемещающихся со скоростью 40—70 м/с и существующих в течение нескольких часов. Слой F1 ($z_m \approx 180$ км) по своим свойствам и условиям образования близок к слою E, максимум концентрации ионов в нем достигается в местный полдень. Высота слоя F2 ($z_m \approx 220—320$ км) и концентрация ионов в нем подвержены значительным колебаниям (сезонным и суточным в зависимости от солнечной активности); в образовании этого слоя основную роль играют ультрафиолетовая радиация и корпускулярное излучение Солнца.

Нередко ионосферу подразделяют на внутреннюю (от 60 до 300—400 км) и внешнюю (от 300—400 км до внешней границы атмосферы).

Следует указать на сильную изменчивость (временную и пространственную) всех характеристик ионосферы. Вслед за изменением солнечной активности (числа и площади пятен, интенсивности вспышек и др.) возникают ионосферные возмущения, охватывающие отдельные слои или ионосферу в целом. Возмущения в слое F2 возникают в высоких широтах, а затем распространяются в умеренные и низкие. Наиболее интенсивные возмущения называют ионосферными или ионосферно-магнитными бурями, оказывающими особенно сильное влияние на распространение радиоволн и качество радиосвязи на коротких волнах.

7.2. Полярные сияния. Полярные сияния — наиболее впечатляющее геофизическое явление. Они возникают в результате взаимодействия заряженных частиц внеземного происхождения с частицами верхней атмосферы в магнитном поле Земли. Полярные сияния наблюдаются преимущественно в высоких широтах обоих полушарий, а наиболее интенсивные, сопровождающие сильные магнитные бури, также в умеренных и даже низких широтах. Исключительно разнообразна (и можно добавить — красива) форма полярных сияний. Принято делить их на две большие группы.

К первой группе относят: *корону* (лучистое свечение вблизи магнитного полюса), *лучи* (одинокые и в виде пучков) и *драпри* (полоса из длинных лучей, имеющая вид свисающего занавеса). Ко второй группе относят: *дуги* (светящаяся полоса вдоль магнитной параллели, нижняя граница которой резко очерчена, а верхняя размыта), *полоса* (подобна дуге, но не столь однородна, вдоль нее заметны движения) и *пульсирующие поверхности* (в виде светящегося облака, интенсивность которого колеблется

с периодом в несколько секунд). Нередко наблюдаются смешанные сияния, включающие несколько форм.

Большинство полярных сияний — цветные. Преобладают, особенно в дугах, зеленовато-желтый, красный (драпри и пульсирующие поверхности), а также голубой и фиолетовый цвета.

Интенсивность полярных сияний (превосходящая не менее чем в 3—4 раза нормальное свечение ночного неба) оценивается при визуальных наблюдениях с помощью следующей шкалы: I — яркость Млечного пути; II — яркость перистых облаков, освещенных Луной; III — яркость кучевых облаков, освещенных Луной; IV — освещенность земной поверхности в период полнолуния.

Сияния I и II классов — бесцветные, III и IV классов имеют цветную окраску.

При инструментальных наблюдениях (с помощью электрофотометров) определяется световой поток при $\lambda = 0,5577$ мкм (зеленый цвет). Наблюдения показали, что световой поток, порождаемый полярными сияниями, подвержен значительным колебаниям (пульсациям) во времени, особенно в случае полярных сияний с лучистой структурой.

Нижняя граница обычных полярных сияний (имеющих зеленоватый оттенок) располагается между 80 и 150 км с максимумом повторяемости вблизи 95 и 110 км. В периоды высокой солнечной активности интенсивные полярные сияния (красноватой окраски) могут возникать на значительно больших высотах (выше 250 км). Ширина дуг — около 20 км, полос и драпри — до 80 км, а лучи могут распространяться вверх до высот нескольких сотен километров.

Основным механизмом возникновения полярных сияний в настоящее время принято считать вторжение в атмосферу Земли протонов с энергией порядка 10^{-17} Дж и электронов с энергией порядка 10^{-15} Дж. Протоны представляют собой частицы солнечных корпускулярных потоков; они проникают внутрь магнитосферы Земли через нейтральные точки.

Электроны образуются в шлейфе магнитосферы. Внутренняя граница потока электронов находится над экватором на расстоянии 6—10 радиусов Земли. Под влиянием магнитного поля Земли электроны из всех областей движутся в сторону магнитных полюсов.¹ Электроны, находящиеся над экватором на расстоянии 6—10 радиусов Земли при смещении вдоль магнитных силовых линий оказываются на высоте 200—300 км над земной поверхностью в области 66—70° геомагнитной широты, где обычно и наблюдаются наиболее часто полярные сияния.

Во время магнитных бурь магнитное поле Земли под влиянием корпускулярных потоков деформируется так, что магнитные сило-

¹ Напомним, что магнитные полюса не совпадают с географическими; их географические координаты

74° с. ш., 101° з. д. и 68° ю. ш., 144° в. д. Положение магнитных полюсов изменяется со временем.

вые линии приближаются к земной поверхности. Вследствие этого электроны (а вместе с ними и полярные сияния) начинают проникать в умеренные широты (в ночь с 8 на 9 марта 1970 г. интенсивное полярное сияние наблюдалось на широте Москвы). Чем мощнее магнитная буря, тем меньше широта возникновения полярного сияния.

Ширина светящейся области составляет, как правило, около 1° широты.

В течение суток наиболее часто полярные сияния отмечаются за 1 ч до местной полуночи. При этом яркие быстро движущиеся формы полярных сияний возникают чаще до этого момента, а слабые спокойные формы — преимущественно после него. В районах, расположенных южнее зоны полярных сияний (в северном полушарии), вечером они появляются в северной стороне неба, ночью распространяются все более к югу, а затем (после полуночи) полярные сияния снова отступают к северу.

В течение года повторяемость полярных сияний максимальна в равноденственные месяцы (март, сентябрь) и минимальна вблизи летнего и зимнего солнцестояний.

Установлена связь частоты появления полярных сияний со средним годовым количеством солнечных пятен, при этом максимум сияний на 1—2 года запаздывает по отношению к максимуму солнечных пятен, а минимумы практически совпадают. Повторяемость полярных сияний возрастает примерно через 1 сут после прохождения больших групп солнечных пятен через центральный меридиан Солнца. По мере усиления геомагнитных возмущений происходит смещение полярных сияний в более низкие широты.

7.3. Радиационный пояс Земли. Одно из наиболее крупных геофизических открытий последних десятилетий — обнаружение в окрестностях Земли зон захваченных магнитным полем Земли заряженных частиц высоких энергий (электронов и протонов), которые получили название *внутреннего* и *внешнего радиационного пояса Земли* (рис. 23.13). Определяющий вклад в это открытие внесли советские геофизики акад. С. Н. Вернов и А. Е. Чудаков, а также американский геофизик Ван-Аллен, осуществившие первые измерения потоков и энергий заряженных частиц сначала с помощью космических ракет, а затем — ИСЗ.

Формируется радиационный пояс под влиянием процессов взаимодействия магнитного поля Земли с потоками корпускулярного излучения Солнца. Состояние радиационного пояса тесно связано с другими глобальными процессами и явлениями земной атмосферы — полярными сияниями, магнитными бурями и т. д.

Анализ уравнения движения заряженной частицы в неоднородном магнитном поле (уравнения Лоренца) показывает, что такая частица участвует в трех видах движения: а) вращательном вокруг магнитной силовой линии; б) колебательном вдоль этой линии между так называемыми зеркальными точками северного и

южного полушарий (в которых, согласно их определению, продольная составляющая скорости частицы обращается в нуль; область между зеркальной точкой и магнитным полюсом, куда не может из-за большой напряженности магнитного поля проникнуть заряженная частица, называют магнитной пробкой); в) зональном (дрейфовом) в западном или восточном направлении (положительно и отрицательно заряженные частицы соответственно).

Изучение радиационного пояса с помощью ИСЗ, космических ракет и станций с момента (1958 г.) открытия его показало, что структура пояса (форма, размеры, распределение в пространстве захваченного корпускулярного излучения — протонов и электронов) исключительно сложна и подвержена изменениям во времени. Лишь после осреднения удается наметить некоторую общую картину строения радиационного пояса Земли.

Внутренняя граница радиационного пояса в плоскости геомагнитного экватора находится на высоте около 600 км в западном полушарии (Америка) и 1600 км — в восточном (Австралия). С увеличением геомагнитной широты высота нижней границы пояса уменьшается и на широте 75° — 80° составляет около 100 км.

Высота внешней границы радиационного пояса, обнаруживаемой с широты около 80° , растет с уменьшением широты. На дневной (освещенной) стороне Земли над экватором внешняя граница пояса совпадает с границей магнитосферы (на расстоянии около 10 радиусов от центра Земли), на ночной (неосвещенной) стороне она располагается на расстоянии около 8 радиусов от центра Земли.

Хотя радиационный пояс представляет собой единое образование со сложным распределением частиц по составу и энергиям, выделяя несколько зон, соответствующих максимальным потокам протонов и электронов:

а) внутренняя зона — область энергичных протонов с энергией, превышающей $5 \cdot 10^{-12}$ Дж (максимум потока энергии на расстоянии 1,5 радиуса от центра Земли);

б) внешняя зона — область электронов с энергией больше 8×10^{-14} Дж (с максимумом на расстоянии 3,5—5,5 радиуса от центра Земли);

в) самая внешняя зона — область электронов малых энергий со средним значением около 10^{-16} Дж, внутренняя граница которой совпадает с внешней границей магнитосферы.

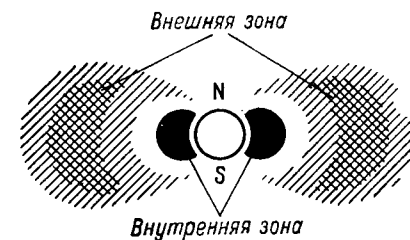


Рис. 23.13. Радиационный пояс Земли.

Список литературы

- Адаменко В. Н. Мелиоративная микроклиматология.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 184 с.
- Адаменко В. Н., Масанова М. Д., Четвериков А. Ф. Индикация изменений климата.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 111 с.
- Астапенко П. Д., Баранов А. М., Шварев И. М. Погода и полеты самолетов и вертолетов.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 280 с.
- Атмосферно-оптические явления по наблюдениям с орбитальных научных станций «Салют».— Тарту: 1981.— 187 с.
- Атмосферная циркуляция и ее взаимодействие с океаном/Под ред. В. С. Самойленко.— М.: Наука, 1981.— 287 с.
- Баранов А. М. Облака и безопасность полетов.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 231 с.
- Безуглая Э. Ю. Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 182 с.
- Беляев В. И. Теория сложных геосистем.— Киев: Наукова Думка, 1978.— 156 с.
- Богородский В. В., Козлов А. И., Тучков Л. Т. Радиотепловое излучение земных покровов.— Л.: Гидрометеоздат, 1977.— 224 с.
- Борисенков Е. П. Климат и его изменения.— М.: Знание, 1976.— 64 с.
- Борисенков Е. П., Альтер-Залик Ю. Ж., Кузнецов А. Д. Зондирование атмосферы метеорологическими аэростатами.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 175 с.
- Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 158 с.
- Бронштэн В. А. Серебристые облака и их наблюдение.— М.: изд. «Наука», 1984.— 127 с.
- Будыко М. И. Климат в прошлом и будущем.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 351 с.
- Буйков М. В. Численное моделирование облаков слоистых форм. Обзор.— Обнинск: 1978.— 62 с.
- Бютнер Э. К. Динамика поверхностного слоя воздуха.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 158 с.
- Ван Мигем Ж. Энергетика атмосферы/Пер. с англ. под ред. и с пред. Л. Т. Матвеева.— Л.: Гидрометеоздат, 1977.— 327 с.
- Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 312 с.
- Волощук В. М., Седунов Ю. С. Процессы коагуляции в дисперсных системах.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.— 320 с.
- Воробьев В. И., Фадеев В. С. Характеристика облачного покрова северного полушария по данным метеорологических спутников.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 171 с.
- Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере.— Л.: Гидрометеоздат, 1966.— 323 с.
- Гледзер Е. Б., Должанский Ф. В., Обухов А. М. Системы гидродинамического типа и их применение.— М.: изд. «Наука», 1981.— 366 с.
- Голицын Г. С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 156 с.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере/Пер. с англ. под ред. Г. С. Голицына.— М.: Мир, 1978.— 532 с.
- Груза Г. В., Ранькова Э. Я. Вероятностные метеорологические прогнозы.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 271 с.
- Гущин Г. П., Виноградова Н. Н. Суммарный озон в атмосфере.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 237 с.
- Добрышман Е. М. Динамика экваториальной атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 287 с.
- Довгалюк Ю. А., Излев Л. С. Физика водных и других атмосферных аэрозолей.— Л.: изд. ЛГУ, 1977.— 255 с.
- Дроздов О. А. Засухи и динамика увлажнения.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 92 с.
- Дубов А. С., Быкова Л. Т., Марунич С. В. Турбулентность в растительном покрове.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 179 с.
- Дубровина Л. С. Облака и осадки по данным самолетного зондирования.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 216 с.
- Жуковский Е. Е. Метеорологическая информация и экономические решения.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 303 с.
- Задачник по общей метеорологии. Под ред. В. Г. Морачевского.— Л.: Гидрометеоздат, 1984.— 309 с.
- Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: «Радио и связь», 1981.— 287 с.
- Излев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.— Л.: изд. ЛГУ.— 365 с.
- Израэль Ю. А. Экология и контроль состояния природной среды.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 375 с.
- Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1965.— 239 с.
- Исследования атмосферно-оптических явлений с борта орбитальной научной станции «Салют-4».— Тарту: 1979.— 207 с.
- Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 192 с.
- Келдыш М. В., Маров М. Е. Космические исследования.— М.: Наука, 1981.— 190 с.
- Клинов Ф. Я. Нижний слой атмосферы в условиях опасных явлений погоды.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 255 с.
- Кобышева Н. В., Наровлянский Г. Я. Климатическая обработка метеорологической информации.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 295 с.
- Кондратович К. В. Долгосрочные гидрометеорологические прогнозы в Северной Атлантике.— Л.: Гидрометеоздат, 1977.— 184 с.
- Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата.— Л.: Гидрометеоздат.— 278 с.
- Кондратьев К. Я. Спутниковая климатология.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 262 с.
- Константинов А. Р. Погода, почва и урожай озимой пшеницы.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 263 с.
- Курбаткин Г. П. О влиянии океана на климат.— Новосибирск: Препринт ВЦ СО АН СССР, 1977.— 83 с.
- Лазарев А. И., Коваленок В. В., Савиных В. П. Визуально-инструментальные наблюдения с «Салют-6».— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 136 с.
- Лазарев А. И., Николаев А. Г., Хрунов Е. В. Оптические исследования в космосе.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 255 с.
- Ландсберг Г. Е. Климат города/Пер. с англ. под ред. А. С. Дубова.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 248 с.
- Литвинов В. И. Осадки в атмосфере и на поверхности земли.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 208 с.
- Ловинов К. Т., Раевский А. Н., Айзенберг М. М. Опасные гидрометеорологические явления в Украинских Карпатах.— Л.: Гидрометеоздат, 1973.— 198 с.
- Мазин И. П., Шмелер С. М. Облака. Строение и физика образования.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 279 с.

- Марчук Г. И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды.— М.: Наука, 1982.— 317 с.
- Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Дымников В. П. Некоторые проблемы теории климата.— М.: ВИНТИ, 1983.— 208 с.
- Матвеев Л. Т. Динамика облаков.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 311 с.
- Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана/Г. И. Марчук, В. П. Дымников, В. Б. Залесный, В. Н. Лыкосов, В. Я. Галин.— Л.: Гидрометеоздат, 1984.— 318 с.
- Маховер З. М. Климатология тропоплаузы.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 256 с.
- Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы/Под ред. М. Е. Берлянда.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 142 с.
- Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы/Под ред. М. Е. Берлянда.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— т. I — 181 с., т. II — 185 с., т. III — 202 с.
- Метеорология верхней атмосферы Земли/Под ред. Г. А. Кокина и С. С. Гайгерова.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 270 с.
- Монин А. С. Введение в теорию климата.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 244 с.
- Мусаелян Ш. А. Проблемы предсказуемости состояния атмосферы и гидродинамический долгосрочный прогноз погоды.— Л.: Гидрометеоздат, 1984.— 183 с.
- Мусаелян Ш. А. О природе некоторых сверхдлительных атмосферных процессов.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 141 с.
- Оке Т. Р. Климаты пограничного слоя. Пер. с англ. под ред. А. С. Дубова.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 359 с.
- Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 279 с.
- Панчев С. Динамична метеорология.— София: 1981.— 496 с. (на болг. языке).
- Пененко В. В. Методы численного моделирования атмосферных процессов.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 351 с.
- Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 263 с.
- Пивоварова З. И. Радиационные характеристики климата СССР.— Л.: Гидрометеоздат, 1977.— 335 с.
- Радиация в облачной атмосфере. Под ред. Е. М. Фейгельсон.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 280 с.
- Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Динамика верхних слоев атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.— 255 с.
- Рамад Ф. Основы прикладной экологии. Воздействие человека на биосферу/Пер. с франц. под ред. Л. Т. Матвеева и с пред. Ю. А. Израэля.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 543 с.
- Росс Ю. К. Радиационный режим и архитектура растительного покрова.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.— 339 с.
- Семенченко Б. А., Белов П. Н. Метеорологические аспекты охраны природной среды.— М.: изд. МГУ, 1984.— 96 с.
- Сергин В. Я., Сергин С. Я. Системный анализ проблемы больших колебаний климата и оледенения Земли.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 279 с.
- Скорер Р. Аэро-гидродинамика окружающей среды. Пер. с англ. под ред. М. Я. Прессмана.— М.: изд. «Мир», 1980.— 545 с.
- Смит К. Основы прикладной метеорологии/Пер. с англ. под ред. и с пред. Л. Т. Матвеева.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 423 с.
- Сонечкин Д. М. Стохастичность в моделях общей циркуляции атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1984.— 278 с.
- Тараканов Г. Г. Тропическая метеорология.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 175 с.
- Тепловой баланс Земли/М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Н. А. Ефимова и др.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 41 с.
- Трешников А. Ф. Антарктика: исследования, открытия.— Л.: Гидрометеоздат, 1980.— 120 с.
- ТРОПЭКС-74. Т. I. Атмосфера/Под ред. М. А. Петросянца и др.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 736 с.

- Фалькович А. И. Динамика и энергетика внутритропической зоны конвергенции.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 247 с.
- Федоров Е. К. Экологический кризис и социальный прогресс.— Л.: Гидрометеоздат, 1977.— 176 с.
- Фейгельсон Е. М. Потоки солнечного излучения и облака.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— 157 с.
- Хаин А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 271 с.
- Хандождо Л. А. Метеорологическое обеспечение народного хозяйства.— Л.: Гидрометеоздат, 1981.— 232 с.
- Хргиан А. Х. Физика атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.— т. I — 247 с., т. 2 — 319 с.
- Хргиан А. Х., Кузнецов Г. И. Проблема наблюдений и исследований атмосферного озона.— М.: изд. МГУ, 1981.— 215 с.
- Хромов С. П. Метеорология и климатология для географических факультетов.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 455 с.
- Чемберлен Дж. Теория планетных атмосфер.— М.: Мир, 1981.— 352 с.
- Швер Ц. А. Закономерности распределения количества осадков на континентах.— Л.: Гидрометеоздат, 1984.— 283 с.
- Энциклопедия «Океан—атмосфера»/Пер. с англ. с предисловием М. А. Петросянца.— Л.: Гидрометеоздат, 1983.— 464 с.

Предметный указатель

А

- Абсолютная топография 92
 Абсолютно белое отражение 125
 — черное тело 125
 — — —, излучательная способность 174
 Авогадро число 46
 Адвекция тепла 563
 — холода 563
 Адиабата влажная 106, 110
 — сухая 105, 110
 Альбедо 173
 — атмосферы 178
 — Земли 206
 — земной поверхности 177
 — облаков 176, 206
 Амплитуда колебаний температуры в пограничном слое 235
 — — — в тропосфере и нижней стратосфере 235
 Антипассат 574
 Антициклон 35, 567, 580
 Архимедова сила (сила плавучести) 102
 Атмосфера 5, 51
 — бароклинная 565
 — баротропная 565
 —, вертикальный масштаб 89
 — верхняя 57
 — изотермическая 82
 — нижняя 57
 —, общая циркуляция 53
 — однородная 80
 —, оптическая масса 155
 —, оптическая толщина 156
 — политропная 84
 — свободная 56, 554
 — Солнца 131
 Атмосферное электричество 691
 Атмосферные явления 30
 Аэрозоль 39
 Аэрологическая диаграмма 109

Б

- Баланс влаги в облаке 428
 Барическая ступень 87
 Барические образования 35

- системы 36
 Барометрические формулы 79
 — — — изотермической атмосферы 82
 — — — политропной атмосферы 84
 — — — реальной атмосферы 86
 Бездивергентное движение (соленоидальное) 569
 Больцмана постоянная 44
 Бора 620
 Боуэна отношение 626
 Бугера формула 156

В

- Величина гигрометрическая 49
 — зональная 550
 — метеорологическая 30
 —, поле 31
 Велопауза 571
 Венцы 656
 Вероятность образования ледяных зародышей 343
 Вертикаль истинная 75
 Вертикальные токи в пограничном слое 610
 — — — конвективные 611
 — — — неупорядоченные 611
 — — — упорядоченные 611
 Ветер в пограничном слое 582, 586
 — геострофический 558
 — горно-долинный 616
 — градиентный 565
 — ледниковый 617
 —, логарифмический закон распределения в приземном слое 606
 — местный 614
 — пассатный 572
 —, суточный ход в пограничном слое 589
 — термический 561
 Ветропауза 571
 Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью 290
 Вина закон 127
 — — — второй 128
 Вихрь абсолютный 570
 — скорости ветра 568
 — — —, уравнение переноса 568

- Влагообмен 307
 Влагосодержание вертикального столба воздуха 456
 — удельное 441, 447
 Влажность абсолютная 50
 — воздуха 50
 — —, распределение в пограничном слое 318
 — — — в тропосфере и стратосфере 312
 — относительная 50
 — туманов 392
 — — средняя барометрическая 85
 Влажноадиабатический процесс 105
 Вовлечение 421
 —, показатель 422
 Водность абсолютная 386
 — облака 418, 449, 475
 — туманов 386
 — удельная 386
 —, уравнение переноса 441
 Водозапас 458
 Водяной пар 155
 — —, конвекция 312
 — —, коэффициент турбулентной диффузии 307
 — —, турбулентный поток 307
 — —, уравнение переноса в турбулентной атмосфере 307
 Воздух арктический 63
 — сухой 38
 — —, состав 39
 — тропический 63
 — умеренных широт 63
 — экваториальный 63
 Воздушные массы 63
 Возмущения электрического поля 699
 Волны длинные (гироскопические) 579
 Время релаксации 471
 — — — стабильного состояния частицы 343
 — жизни частицы 550
 Вязкий подслон атмосферы 553, 602

Г

- Газ углекислый 156
 Гало 661
 Геоид 53
 Геопотенциал 91
 Геопотенциальная высота 91
 Геопотенциальный метр 91
 Гетеросфера 55
 Глории 657
 Гомосфера 40, 55
 Гравитационное разделение газов 40
 Град 502, 725

- Градиент влажноадиабатический 106, 463
 — зональной температуры в тропосфере горизонтальный 275
 — критический 119
 — потенциальной температуры вертикальный 103
 — стратификации вертикальный 34
 — сухоадиабатический 99, 463
 — температуры нижней тропосферы горизонтальный 280
 Градиентные наблюдения 232
 Граница облака верхняя 449
 — — — нижняя 447
 Гребень 36
 Грозовые разряды 713
 Грозы 711
 — внутримассовые 713
 —, продолжительность 714
 — фронтальные 713
 —, число 711
 Гром 710
 Гряда облачная 433

Д

- Давление воздуха 33, 78
 — высоких слоев атмосферы 92
 — изотермической атмосферы 82
 — насыщенного водяного пара 49
 — насыщения 49
 — — над водой и льдом 49
 —, силы 76
 —, суточный ход 610
 Дальность видимости 644
 — — — горизонтальная 646
 — — — наклонная 646
 — — — метеорологическая 650
 — — — полетная 653
 — — — посадочная 650
 Дальтона закон 44
 Движение ламинарное 126
 — турбулентное 126
 Дефицит влажности 110
 — точки росы 51
 — давления 51
 Деятельный слой почвы 295
 Диффузия водяного пара 314
 Дождь 500
 —, формула распределения капель 497
 Дымка 685

З

- Закон Вина 127
 — — — второй 128
 — Дальтона 44
 — Кирхгофа 126

- логарифмически нормального распределения 480, 527, 703
- распределения температуры воздуха в приземном слое логарифмический 228
- сохранения энергии 94
- Стефана—Больцмана 128
- Стокса 509
- Законы излучения 123
- Замерзание капель 356
- Заморозки 257
- Западный перенос 571
- Заря 641
- Заряд 694
- положительный 694
- облаков 705
- отрицательный 694
- земной поверхности 722
- Зеркальное тело 125
- Зона тропическая 573
- фронтальная 64
- экваториальной конвергенции 573

И

- Избирательность поглощения (отражения, пропускания) 124
- Излучательная способность тела 124
- земной поверхности 192
- Излучение атмосферы 182
- эффективное 190, 196
- Земли уходящее 208
- земной поверхности эффективное 181
- тепловое 124
- Изменения температуры непериодические 138
- периодические 139
- периодические в тропосфере и стратосфере 275
- Изменчивость температуры в различных слоях атмосферы 283
- Изобары 109
- Изогипсы 92
- Изограмма 110
- Изотермы 109
- Изэнтропический анализ 112
- Инвариант 427
- Инверсия подоблачная 464
- Индикатриса рассеяния 147
- Инерционный путь пробега частицы 512
- Индекс рефракции 666
- Инсоляция 138
- зимняя 139
- летняя 139
- суточная 138
- Ионизаторы атмосферы 691
- Ионосфера 56

- Ионы 693
- легкие 692
- средние 693
- тяжелые 693
- Ионосферно-магнитные бури 694
- Испарение 327, 365
- с водной поверхности 331
- с поверхности снега 339
- , скорость 616
- Испаряемость 332

К

- Кармана постоянная 130
- Квазигеострофическая модель 560
- Квазизоднородный слой 272
- Квазистатическое условие 95, 560
- Кирхгофа закон 126
- Коагуляция броуновская 536
- гравитационная 507, 530
- градиентная 536
- Количество облаков абсолютное 481
- относительное 481
- Клаузиуса—Клапейрона уравнение 337
- Конвекция водяного пара 326
- свободная, уровень 405
- Конденсация 47, 517
- , уровень 106, 403
- Контраст 646
- видимый 648
- истинный 648
- яркостный 646
- Кориолисова сила 74
- Корона 731
- Корпускулы солнечного излучения 132
- Космическое околоземное пространство 55
- Коэффициент аккомодации 493
- влагообмена 310
- вымывания (захвата) 539
- вязкости динамический 552
- кинематический 552
- молекулярной диффузии 130
- прозрачности атмосферы 157
- пропускания радиации относительный 125
- слияния капель 516
- соударения (захвата) 513, 515
- температуропроводности почвы 290
- теплообмена 225
- теплоотдачи 226
- теплопроводности почвы 130
- трения 624
- турбулентного обмена 436
- турбулентной диффузии водяного пара 309

- — температуропроводности 130
- — теплопроводности 130
- турбулентности 125
- Кривая состояния влажного воздуха 115
- сухого воздуха 102
- стратификации 34, 113, 563
- Кривизна испаряющей поверхности капли 337
- Кристаллизация спонтанная 350
- Критерий устойчивости слоя 120
- Крупа 502
- Ледяные зародыши 351
- кристаллы 354
- Ложбина 35
- Лучистая энергия 124
- Лучистый теплообмен 124
- Льдообразование гетерогенное 354
- гомогенное 350

М

- Магнитные бури 729
- Майера уравнение 98
- Массовая доля водяного пара 50
- Массовые силы 76
- Масштаб атмосферы вертикальный 89
- — средний барометрический 93
- турбулентности 605
- Мгла 357
- Медиана 181
- Мезопауза 56
- Мезосфера 55, 59
- , годовой ход температуры 271
- , термический режим 267
- Метастабильное состояние переохлажденной воды 336
- Метеорологические шумы 560
- Метод слоя 117
- Мираж 670
- боковой 672
- верхний 670
- нижний 671
- сложный 670
- Мода 181
- Модели формирования туманов 686
- Моли турбулентные 602
- Молнии 707
- линейные 709
- плоские 710
- шаровые 710
- четочные 711
- Морось 500
- Морфологическая классификация облаков 59, 61, 402
- Мультиячейковые облака 125

Н

- Наземная конденсация 539

- Напряжение молекулярного трения 552
- Напряженность электрического поля 696
- —, распределение с высотой 696
- —, годовой ход 698
- турбулентного трения 550
- Небесный свод 636
- Неустойчивость слоя потенциальная 119
- — избирательная 125

О

- Облака 401
- , водность 418
- , водозапас 458
- волнистые 402, 428, 471
- , гряды 453
- , количество абсолютное 451
- , — относительное 452
- кучевообразные 402
- перламутровые 60
- , радиационные характеристики 218
- серебристые 60
- , уравнение баланса влаги 437
- , уравнение притока тепла 421
- Объемная плотность электрического заряда 703
- Озон атмосферный 65
- , плотность 65
- , приведенная толщина слоя 65
- , типы распределения 67
- Озоносфера 56
- Окно прозрачности атмосферы 183
- Оптические явления 632
- Осадки 500, 502
- , интенсивность 502
- Освещенность энергетическая 642
- Относительная топография 96
- молекулярная масса водяного пара 45
- — сухого воздуха 43
- Отношение Боуэна 626
- смеси 50
- Отражательная способность тела 125
- Отражение лучистой энергии 140

П

- Параметр Россби 568
- шероховатости 602
- Парниковый эффект 529
- Парообразование (конденсация), удельная теплота 517
- Парциальное давление водяного пара 49
- Перенос водяного пара в турбулентной атмосфере 310
- Переохлажденное состояние воды 331

- Планка формула 145
 Плоскость эклиптики 52
 Плотность влажного воздуха 49
 —, изменение с высотой 82
 — тока проводимости 723
 Плотные слои атмосферы 57
 Поверхность изобарическая 559
 — изопикническая 31
 — изотермическая 31
 — урвенная 75
 — эквискалярная 31
 Поглощательная способность земной поверхности 181
 — тела 125
 Погода 30
 Пограничный слой 56, 58, 554
 —, ветер 585
 —, годовой ход температуры 241
 —, распределение влажности 310
 —, температуры 240
 —, суточный ход скорости ветра 607
 —, суточный ход температуры 243
 Подвижность ионов 693
 Показатель преломления комплексный 146
 Показатель ослабления солнечной радиации 128
 —, —, — массовый 154
 —, —, — объемный (линейный) 157
 Поле величины 31
 Поляризация рассеянного света 635
 Полярные сияния 730
 —, интенсивность 731
 —, повторяемость 732
 Постоянная барометрическая 86
 — Больцмана 128
 — газовая удельная 44
 — Кармана 130
 Поток водяного пара турбулентный 310
 — излучения абсолютно черного тела 125
 — капель воды и кристаллов льда 437
 — чистой энергии 124
 — радиации интегральный 158
 — монохроматический 153
 — рассеянной радиации 165
 — суммарной радиации 168
 — тепла 623
 —, — молекулярный 130
 —, — турбулентный 128
 Приземный слой 56, 604
 —, логарифмический закон распределения ветра с высотой 590
 —, —, — температуры воздуха 227
 —, —, —, — распределение массовой доли водяного пара 310
 —, —, —, — суточные колебания температуры 275
 —, —, —, — тепловой режим 220
 Приток тепла 135
 —, — лучистый 135
 —, — турбулентный 135
 —, — адвективный 134
 —, — конвективный 133
 Производная индивидуальная 120
 — локальная (местная) 120
 Противозлучение атмосферы 190
 Процесс адиабатический 105
 — во влажном насыщенном воздухе 105
 —, —, —, — ненасыщенном воздухе 106
 — молниобразования 707
 — политропный 108
 — псевдоадиабатический 111
 — сухоадиабатический 106
 Псевдоадиабата 111
 Пуассона уравнение 97
 Путь смещения 604
- Р**
- Радиационные диаграммы 188
 Радиационный баланс 198
 — атмосферы 202
 — Земли 203
 — земной поверхности 198
 — системы земная поверхность—атмосфера 202
 — пояс Земли 732
 Радиус капли поверхностно-эквивалентный 473
 — эквивалентный 488
 Радуги 657
 Распределение капель по размерам 526
 —, —, — гамма 528
 —, —, — логарифмически-нормальное 527
 Рассеяние солнечной радиации 145
 —, —, — аэрозольное 145, 150
 —, —, — многократное 146
 —, —, — релевское (молекулярное) 145, 146
 Рейнольдса число 521
 Рефракция 665
 — астрономическая 667
 — земная 669
 Ричардсона число (динамическое) 625
 Россби параметр 568
- С**
- Самолетные облачные (конденсационные) следы 397

- Световой поток 632
 — эквивалент радиации 638
 Свечение ночного неба 643
 Седловина 36
 Селективное поглощение радиации 125
 Серое тело 128
 Сила Архимеда (сила плавучести) 102
 — вращения Земли отклоняющая 74, 550
 — давления 74
 — кориолисова 551
 — массовая 74
 — поверхностная 74
 — трения 74, 552, 603
 — тяжести 74
 — центробежная 74
 Скорость вращения Земли угловая 75
 — движения мгновенная 558
 — пульсационная 127
 — средняя 552, 556
 — испарения 525, 627
 — трения (динамическая) 605
 Слой шероховатости 602
 Смерч 627
 Снег 501
 Соленоидальное движение 569
 Соленость морской воды 320
 Солнечная постоянная 131, 135
 — метеорологическая 136
 — радиация 122
 — длинноволновая 135
 — зимняя 138
 — инфракрасная 188
 — коротковолновая 135
 — летняя 138
 —, — ослабление 149
 —, — поглощение в атмосфере 139
 —, —, — поток 162, 164
 —, —, — поток интегральный 158
 —, —, — рассеянная 145
 —, —, —, — рассеяние 145
 —, —, — суммарная 168, 171
 —, —, — суточная 167
 —, —, — ультрафиолетовая 156
 Солнце 131
 —, — активность 132
 —, — атмосфера 131
 —, — ветер 132
 —, — корона 131
 —, — корпункула 132
 —, — температура эффективная 137
 —, — фотосфера 131
 —, — хромосфера 131
 —, — хромосферные вспышки 132
 Спектральная плотность потока радиации 124
 Спираль Экмана 604
 Статика атмосферы 74
 Статическое состояние атмосферы 76
 Стефана—Больцмана закон 128
 Стокса закон 509
 — формула скорости падения капель 480
 Стратификация атмосферы влажно-неустойчивая (абсолютно неустойчивая) 115
 —, — изотермическая 116
 —, — потенциально устойчивая 116
 —, — сухобезразличная 115
 —, — сухонеустойчивая 115
 —, — сухоустойчивая 115
 Стратопауза 56, 59
 Стратосфера 55, 58
 —, — годовой ход температуры 280
 — нижняя 265
 —, — потепление Арктики 281
 —, — распределение температуры 251
 —, — термический режим 261
 Струйные течения 488, 574
 Сублимация 46
 Сумерки 639
 — астрономические 639
 — гражданские 639
 — морские 639
 Сфероид земной 55
- Т**
- Тайфуны 592
 —, —, — глаз 592
 Температура воздуха 33, 688
 —, — адвективные изменения 131
 —, — виртуальная 48
 —, —, — добавок 48
 —, — годовые колебания в стратосфере и мезосфере 270
 —, — земной поверхности 300
 —, — зональное распределение 251
 —, — критическая 43
 —, — непериодические изменения 131
 —, — периодические изменения 132
 —, —, — в тропосфере и стратосфере 270
 —, — потенциальная 111
 —, — почвы 250
 —, — псевдопотенциальная 111
 —, — псевдоэквивалентная 111
 —, — смоченного термометра потенциальная 111
 —, — средняя барометрическая 86
 —, —, — суточные колебания 280
 —, — точки росы 53
 —, — туманов 393
 Тепловой баланс поверхности воды 300

- суши 300
- слоя воды 300
- почвы 297
- Теплоемкость почвы объемная 295
- Теплообмен лучистый 124
- Теплопроводность почвы 256
- Теплосодержание 100
 - потенциальное 131
- Теплота парообразования (конденсации) удельная 107, 311
 - сублимации удельная 311
- Терминатор 641
- Термодинамика атмосферы 94
- Термодинамический график 109
 - потенциал 335
- Термопауза 56
- Термосфера 55
- Точка инея 51
 - льда 51
 - росы 51
 - тройная (воды) 338
- Трансформация воздушной массы 138
- Трение молекулярное 560
- Тропические циклоны 583, 587
- Тропопауза 56, 58, 579
 - , исчезновение 571
- Тропосфера 55, 58
 - , горизонтальный градиент зональной температуры 276
 - , распределение влажности 308
 - , — температуры 256
 - , термический режим 275
- Туман 362, 686
 - , агрегатное состояние 372
 - адвективный 368
 - береговой 369
 - восхождения 369
 - , дальность видимости 372
 - испарения 364
 - , относительная влажность 368
 - радиационный 368
 - смешения 366
 - , температура 375
 - , удельная водность 372
- Турбулентный режим движения 126, 602

У

- Углекислота твердая 544
- Уравнение Клаузиуса—Клапейрона 337
 - Майера 95
 - первого начала термодинамики 94
 - — — влажноадиабатического процесса 107
 - переноса водности 425
 - — водяного пара в турбулентной атмосфере 314

- инфракрасной радиации в атмосфере 185
 - притока тепла 94
 - — — в турбулентной атмосфере 95
 - — — тепла и влаги в облаке 439
 - Пуассона 97
 - состояния влажного воздуха 48
 - — водяного пара 46
 - — газа 43
 - — сухого воздуха 45
 - статки атмосферы основное 76
 - сухой адиабаты 101
 - — — приближенное 102
 - теплового баланса деятельного слоя суши и воды 331
 - — — поверхности воды 300
 - — — суши 300
 - — — слоя воды 300
 - — — почвы 297
 - теплопроводности атмосферы 131
 - — почвы 256
- Уравнения движения атмосферы в векторной форме 555
 - — — в координатной форме 555
 - — турбулентной атмосферы 555
- метеорологии (система уравнений погоды) 556
- непрерывности (сплошности) среды 556
- переноса вихря скорости движения 568, 569
- Ураганы 585
- Устойчивость атмосферы 115, 131

Ф

- Фазы воды 333
- Фактор мутности 161
- Формула Бугера 156
 - Планка 145
 - психрометрическая 520
 - Стокса скорости падения капель 510
- Форбса эффект 159
- Фронт теплый 65
 - кристаллизации 350
 - тропический 573
 - холодный 65
- Функция поглощения прямой радиации 126
 - пропускания прямой радиации 126

Ц

- Циклон 35, 487, 567, 580
- Циркуляция бризовая 608
 - муссонная 574
 - ячейковая 430

- Ч
- Частота разрядов 713
- Число Авогадро 45
 - Рейнольдса 521
 - Ричардсона (динамическое) 625
- Э
- Эквивалентный добавок 112
- Экзосфера 55
- Экмана спираль 604
- Экосфера 514
- Электрические заряды грозных облаков 705
- Электрическое поле тропосферы 696
- Электричество облаков 701
- Энергия неустойчивости 113
 - потенциальная 113
- Энергетическая яркость 130, 185
- Энтальпия 113
- Я
- Ядра Айткена 323
 - конденсации 316
 - — гигантские 323
 - — крупные 323
 - кристаллизации 351
 - ледяные 351
- Яркость 648
 - небесного свода 633
 - рассеянного света 650
 - облаков 682

Оглавление

Раздел I	
Общие сведения о воздушной оболочке Земли	
Предисловие	3
Введение	5
1. Предмет и метод метеорологии	—
2. Связь метеорологии с другими науками. Деление на научные дисциплины	7
3. Значение метеорологии для народного хозяйства и обороны страны	9
4. Особенности атмосферных процессов как объекта изучения в метеорологии	13
5. Краткий исторический очерк развития метеорологии	14
6. Краткий очерк развития метеорологии и гидрометеорологической службы в СССР	18
7. Международное сотрудничество в области метеорологии	26
8. Метеорологические величины и атмосферные явления	30
9. Градиент метеорологической величины	31
10. Понятие о барических системах	34
Глава 1	
Состав и уравнение состояния атмосферного воздуха	
1. Состав воздуха вблизи земной поверхности	—
2. Состав воздуха в более высоких слоях атмосферы	40
3. Уравнение состояния сухого воздуха	43
4. Уравнение состояния влажного воздуха	46
5. Характеристики влажности воздуха и связь между ними	49
Глава 2	
Строение атмосферы	
1. Основные сведения о Земле как планете	—
2. Принципы деления атмосферы на слои. Краткие сведения о методах исследования атмосферы	55
3. Тропосфера, стратосфера и мезосфера	58
4. Понятие о воздушных массах и фронтах	62
5. Атмосферный озон	65
Глава 3	
Статика атмосферы	
1. Силы, действующие в атмосфере в состоянии равновесия	—
2. Основное уравнение статики атмосферы	76
3. Барометрические формулы	79
4. Барическая ступень	87

Раздел II

Радиационный режим
атмосферы

Глава 5	
Солнечная радиация	
1. Основные законы излучения	122
2. Солнце и солнечная постоянная	131
3. Распределение солнечной радиации по земному шару при отсутствии атмосферы	137
Глава 6	
Ослабление солнечной радиации	
1. Поглощение солнечной радиации в атмосфере Земли	—
2. Рассеяние солнечной радиации в атмосфере	145
3. Законы ослабления солнечной радиации в земной атмосфере	153
4. Прямая солнечная радиация	162
5. Рассеянная радиация	165
6. Суммарная радиация	168
7. Альbedo	173
Глава 7	
Излучение Земли и атмосферы	
1. Излучение земной поверхности	—
2. Излучение атмосферы	182
3. Полуэмпирические формулы для излучения атмосферы и эффективного излучения земной поверхности	190
4. Влияние облачности на встречное и эффективное излучение	193
5. Суточный и годовой ход эффективного излучения	196
Глава 8	
Радиационный баланс земной поверхности и атмосферы	
1. Радиационный баланс земной поверхности	—
2. Радиационный баланс атмосферы и системы земная поверхность—атмосфера	202

5. Вертикальный масштаб атмосферы	88
6. Геопотенциал. Абсолютная и относительная высота изобарических поверхностей	91
7. Суточный ход давления	93

Глава 4

Термодинамика атмосферы	
1. Первое начало термодинамики применительно к атмосфере	—
2. Адиабатический процесс	96
3. Сухоадиабатический градиент	97
4. Потенциальная температура	99
5. Критерии устойчивости атмосферы на основе метода частицы	101
6. Изменение потенциальной температуры с высотой при различных видах стратификации атмосферы	103
7. Адиабатические процессы во влажном ненасыщенном воздухе	104
8. Влажноадиабатические процессы	105
9. Уравнение первого начала термодинамики для влажноадиабатического процесса	107
10. Термодинамические графики	109
11. Анализ состояния атмосферы с помощью термодинамических графиков	110
12. Стратификация атмосферы по отношению к влажноадиабатическому и сухоадиабатическому движению частицы	115
13. Метод слоя	117

Раздел III

Тепловое состояние атмосферы

Глава 9

Турбулентное состояние атмосферы. Приземный слой	212
1. Ламинарное и турбулентное состояние атмосферы	—
2. Простейшие характеристики турбулентности	214
3. Конвективный и турбулентный потоки тепла	217
4. Уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере	220
5. Определение и высота приземного слоя	225
6. Распределение температуры по высоте в приземном слое. Логарифмический закон	228
7. Методика расчета турбулентных потоков тепла по данным градиентных наблюдений	230

Глава 10

Суточный ход температуры воздуха в пограничном слое атмосферы	233
1. Экспериментальные данные	—
2. Распределение температуры воздуха по высоте в пограничном слое атмосферы	242
3. Теория суточного хода температуры воздуха в пограничном слое атмосферы	245
4. О роли радиационных притоков тепла в пограничном слое атмосферы	251
5. Ночное понижение температуры. Заморозки	254

Глава 11

Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью (сушей и водой)	258
1. Уравнение теплопроводности почвы	259
2. Уравнение теплового баланса земной поверхности	260
3. Взаимодействие атмосферы с деятельным слоем. Температура земной поверхности	264
4. Вертикальное распределение температуры почв. Роль рас-	

тительного и снежного покрова	269
5. Суточные и годовые колебания температуры воды в морях и крупных водоемах	271

Глава 12

Термический режим тропосферы, стратосферы и мезосферы	275
1. Распределение температуры в тропосфере и нижней стратосфере	—
2. Термический режим стратосферы и мезосферы по ракетным данным	281
3. Влияние материков и океанов на распределение температуры в атмосфере	285
4. Периодические изменения температуры воздуха в тропосфере и стратосфере	288
5. Непериодические изменения температуры в различных слоях атмосферы	295
6. Стратосферные потепления	299
7. Особенности термического режима Арктики и Антарктики	303

Раздел IV

Облака, туманы и осадки

Глава 13

Общие условия фазовых переходов воды в атмосфере	307
1. Физические свойства льда, воды и водяного пара	—
2. Зависимость скрытой теплоты фазового перехода и давления насыщения от температуры	308
3. Другие факторы, влияющие на давление насыщения	315
4. Ядра конденсации	319

Глава 14

Влажность воздуха	327
1. Уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере	328
2. Распределение характеристик влажности по высоте в приземном слое	331
3. Распределение влажности в тропосфере и стратосфере	332
4. Распределение и суточный ход характеристик влажности в пограничном слое атмосферы	338
5. Испарение	341
6. Круговорот воды на Земле	346

Глава 15

Переохлаждение и замерзание воды в атмосфере	350
1. Понятие о равновесном и метастабильном состоянии	—
2. Основы теории образования кристаллов льда в атмосфере	351
3. Особенности самопроизвольного (спонтанного) образования ледяных зародышей в переохлажденной воде	354
4. Естественная кристаллизация облаков и туманов	356

Глава 16

Туманы	362
1. Физические условия образования и классификация туманов	—

2. Физические характеристики туманов	371
3. Модели образования и строения туманов	383
4. Роль смещения масс воздуха в образовании туманов	399

Глава 17

Облака	401
1. Конвективные вертикальные движения. Кучевообразные (конвективные) облака	402
2. Волновые движения атмосферы. Волнистообразные облака	428
3. Динамика формирования слоистообразных облаков	434
4. Влияние вертикальных токов, турбулентного обмена и радиации на профиль температуры	462
5. Статистические данные о слоистообразных и волнистообразных облаках	471
6. Основные результаты исследования облачных систем с помощью спутников	485
7. Глобальное поле облачности	488
8. Фазовое состояние облаков	495

Глава 18

Осадки	500
1. Классификация осадков	—
2. Процессы укрупнения облачных элементов и образования осадков	506
3. Скорость падения твердых и жидких частиц в атмосфере	509
4. Коэффициент соударения (захвата)	513
5. Теория испарения и роста капель под влиянием конденсации	517
6. Распределение капель облаков и осадков по размерам	526

Раздел V

Основы динамики атмосферы

Глава 19

Уравнения движения атмосферы. Основные уравнения метеорологии. 550

1. Силы, действующие в атмосфере —
2. Уравнения движения турбулентной атмосферы 554

Глава 20

Движение свободной атмосферы 558

1. Геоострофический ветер —
2. Изменение геоострофического ветра с высотой 560
3. Градиентный ветер в циклонах и антициклонах 565
4. Уравнение переноса вихря скорости движения 568
5. Особенности глобального распределения скорости ветра в атмосфере 570
6. Струйные течения 574
7. Длинные волны 579
8. Тропические циклоны 583
9. О роли крупномасштабных вертикальных движений в возникновении конвекции в атмосфере 594
10. Вертикальные скорости и притоки тепла в тропической зоне 599

Глава 21

Особенности движения воздуха в пограничном слое атмосферы 602

1. Ветер в пограничном слое атмосферы —
2. Приземный слой. Логарифмический закон распределения скорости ветра с высотой 604
3. Суточный ход скорости ветра в пограничном слое атмосферы 607
4. Вертикальные токи в пограничном слое атмосферы 610
5. Местные ветры 614

7. Рост капель облаков и осадков под влиянием гравитационной коагуляции 530
8. Роль твердой фазы в образовании осадков. Формирование града 534
9. Влияние других факторов на коагуляцию капель 536
10. Наземная конденсация и осадки 539
11. Активные воздействия на облака и туманы 542

Раздел VI

Оптические и электрические явления в атмосфере

Глава 22

Оптика атмосферы 632

1. Яркость, поляризация и форма небесного свода 633
2. Освещенность земной поверхности 638
3. Видимость в атмосфере 644
4. Оптические явления в облаках и осадках 655
5. Рефракция света в атмосфере 665
6. Оптические характеристики облаков, туманов и осадков 672
7. Загрязнение атмосферы, видимость, дымки, смоги и туманы в больших городах 683

6. Закономерности распределения метеорологических величин в приземном слое атмосферы на основе теории подобия и размерности 621
7. Смерчи и пыльные бури 627

Глава 23

Атмосферное электричество 691

1. Ионизация атмосферы —
2. Электрическое поле тропосферы 696
3. Механизм образования электрических зарядов в грозовых облаках 705
4. Электрическое поле и условия возникновения молний в грозовых облаках 707
5. Статистические характеристики гроз 711
6. Структура грозового облака. Рост града 724
7. Электрическое поле верхних слоев атмосферы Земли 728

Список литературы 734

Предметный указатель 738

Леонид Тихонович Матвеев

**Курс общей
метеорологии**

Физика атмосферы

ИБ № 1563

Редактор Л. И. Штанникова
Художник Э. Д. Кузнецов
Художественный редактор
Б. А. Денисовский
Технический редактор Л. М. Шишкова
Корректор Л. Б. Лаврова

Сдано в набор 17.07.84. Подписано в пе-
чать 07.12.84. М-44155. Бумага тип. № 1.
Гарнитура литературная. Печать высокая.
Печ. л. 47,25. Кр.-отт. 47,0. Уч.-изд. л. 50,11.
Тираж 6720 экз. Индекс МОЛ-143. Заказ
№ 241. Цена 2 р. 10 к.

Гидрометеоздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.