ПЕРМСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Н. А. Калинин

ФИЗИЧЕСКАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

Perm University Press
Пермь 2023

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Н. А. Калинин

ФИЗИЧЕСКАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

*Допущено методическим советом
Пермского государственного национального
исследовательского университета в качестве
учебного пособия для студентов, обучающихся
по направлению подготовки бакалавров
«Гидрометеорология»*

Perm University Press

Пермь 2023

УДК 551.5(075.8)
ББК 26.23я73
К172

Калинин Н. А.

К172 Физическая метеорология [Электронный ресурс] : учебное пособие / Пермский государственный национальный исследовательский университет. – Электронные данные. – Пермь, 2023. – 4,75 Мб ; 257 с. – Режим доступа: http://www.psu.ru/files/docs/science/books/uchebnie-posobiya/Kalinin-Fizicheskaya-meteorologiya.pdf. – Заглавие с экрана.

ISBN 978-5-7944-3959-5

«Физическая метеорология» является базовой частью профессионального цикла дисциплин, предназначенных для подготовки студентов по направлению «Гидрометеорология». Учебное пособие охватывает круг вопросов, связанных с фундаментальными знаниями о строении атмосферы, ее общих свойствах и физических процессах, протекающих в атмосфере Земли, их качественного и количественного описания.

Учебное пособие рассчитано на студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров «Гидрометеорология» (профиль «Метеорология»), а также может быть использовано практиками, работающими в области метеорологии и других наук о Земле.

УДК 551.5(075.8)
ББК 26.23я73

Издается по решению ученого совета географического факультета Пермского государственного национального исследовательского университета

Рецензенты: кафедра метеорологии и климатологии Национального исследовательского Томского государственного университета (зав. каф. – д-р геогр. наук, профессор ***В. П. Горбатенко***);

профессор кафедры метеорологии, климатологии и экологии атмосферы Казанского (Приволжского) федерального университета, д-р геогр. наук, профессор ***Ю. П. Переведенцев***

ISBN 978-5-7944-3959-5

© Калинин Н. А., 2023
© ПГНИУ, 2023

ПРЕДИСЛОВИЕ

Развитие современных наук об атмосфере и климате невозможно без формирования фундаментальных основ знаний в области физической метеорологии, которая представляет собой необходимую базу для построения различных теорий и разработки практических рекомендаций по использованию метеорологической информации в различных отраслях экономики.

Основополагающий вклад в разработку научных и методических основ курса физической метеорологии внесли В.Н. Оболенский, П.Н. Тверской, А.Х. Хргиан, Б.А. Семенченко и Л.Т. Матвеев.

Основное внимание в данном учебном пособии, наряду с изложением основных данных и фундаментальных законов, уделено построению теоретических моделей и разъяснению физической сущности тех атмосферных процессов и явлений, которые вносят наибольший вклад в формирование погоды и климата, оказывают существенное влияние на практическую деятельность человека.

Учебное пособие, в первую очередь, рассчитано на студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров «Гидрометеорология» (профиль «Метеорология»), а также может быть использовано практиками, работающими в области метеорологии и других наук о Земле. Кроме того, автор стремился максимально подробно изложить все математические преобразования, начиная от постановки задачи и заканчивая получением окончательных формул, поэтому учебное пособие может быть использовано всеми, кто пожелает изучить данный материал самостоятельно.

Автором учтены замечания и большинство предложений, высказанных рецензентами учебного пособия — коллективом кафедры метеорологии и климатологии Национального исследовательского Томского государственного университета во главе с д-ром геогр. наук, проф. В.П. Горбатенко, а также д-ром геогр. наук, проф. Ю.П. Переведенцевым. Весьма конструктивными были обсуждения ряда вопросов данного учебного пособия с канд. геогр. наук, доц. А.Л. Ветровым, д-ром геогр. наук, доц. А.Н. Шиховым, д-ром физ.-мат. наук, проф. Б.Л. Смородиным. Всем им, а также Д.Н. Полину и И.Л. Лукину, оказавшим большую помощь в оформлении рисунков, автор выражает свою искреннюю признательность.

Наконец, я благодарен своей жене Нине, создавшей самые благоприятные условия для работы над этим учебным пособием.

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Предмет и методы метеорологии

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

Метеорология — наука об атмосфере, ее строении, свойствах и протекающих в ней физических процессах, и явлениях. Само слово «метеорология» произошло от двух греческих слов: «метеор», что в древней Греции означало всякое небесное явление (движение звезд, облаков, полярные сияния и т.п.), и «логос», т.е. изучение, познание.

Метеорология существовала во многих древних государствах как умозрительная наука. Как наука об атмосферных явлениях она стала известна со времен Аристотеля. Тогда она была представлена в сохранившихся материалах в виде одного из физических трактатов «Метеорологика», написанного в IV в. до н.э., и снискавшего Аристотелю славу «отца метеорологии».

Как точная наука метеорология начала развиваться в средние века после изобретения термометра (Галилей, 1603 г.) и барометра (Торричелли, 1643 г.). Поскольку в то время все естественные науки объединяла физика, метеорология развивалась как один из ее разделов.

Как самостоятельная наука метеорология сформировалась в начале XVIII в. Связи с физикой она не утратила, поскольку ее основные положения базируются на фундаментальных физических законах. Однако отождествлять метеорологию с физикой атмосферы неправильно, так как кроме теоретического (физического) аспекта в метеорологии важен и аспект прикладной (географический). Самостоятельность метеорологии определяется интерпретацией физических законов применительно к воздушной оболочке нашей планеты и происходящим в ней процессам и явлениям в различных географических условиях. Таким образом, **объектом** изучения метеорологии является **атмосфера Земли**.

Предметом изучения физической метеорологии является состав, строение и свойства воздушной оболочки, окружающей земной шар.

Основная **задача** физической метеорологии — изучение общих закономерностей атмосферных процессов и явлений, установление связи между метеорологическими величинами и явлениями, качественное и количественное описание их внутренних закономерностей.

Метеорология — обобщенное определение науки об атмосфере. В процессе развития общества возникла необходимость детальной разработки ее отдельных

разделов, как и в ранее единой физике. Так, наряду с *физической метеорологией* развивается как важная часть единой науки *синоптическая метеорология* — учение о закономерностях распределения и изменения погоды на больших площадях и методах ее прогноза. В основе этой дисциплины лежит синоптический метод, который заключается 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.

Необходимость построения на основе уравнений гидродинамики, термодинамики, газовой динамики и теории излучения теоретических моделей процессов тепло-, влаго-, энерго- и массообмена, происходящих в атмосфере, с последующей экспериментальной проверкой этих моделей обусловила формирование *динамической метеорологии*, из которой, в свою очередь, выделилась такая научная дисциплина, как *численные методы анализа и прогноза погоды*, исповедующая гидродинамический метод в изучении атмосферных процессов и явлений.

В начале 30-х гг. XX в. профессором П.А. Молчановым был изобретен первый в мире радиозонд, позволивший измерять температуру и влажность воздуха на высотах от земной поверхности до 30–35 км, что способствовало развитию *аэрологии*.

Теоретические основы измерения метеорологических величин и наблюдения за атмосферными явлениями составляют содержание научной дисциплины *методы и средства метеорологических измерений*, из которой в последние годы сформировались такие самостоятельные разделы, как *радиометеорология* и *космические методы исследования атмосферы*.

Для обработки огромных объемов различной метеорологической информации возникла необходимость использования методов математической статистики, а соответствующая дисциплина получила название *методы статистической обработки и анализа метеорологических измерений*.

С целью использования установленных в метеорологии закономерностей и данных наблюдений для удовлетворения нужд различных отраслей экономики и обороны страны в составе метеорологической науки сформировалась серия прикладных дисциплин, таких, как *авиационная метеорология*, *агрометеорология*, *медицинская метеорология*, *морская метеорология*.

Важнейшим условием проведения инструментальных наблюдений в различных точках нашей планеты является их единообразие, которое необходимо для того, чтобы все получаемые при наблюдениях различия отражали реально существующие особенности физического состояния атмосферы, а не являлись

спецификой наблюдений или приборов. Необходимость стандартизации наблюдений, обмена метеорологической информацией, унификации форм оперативного обеспечения метеорологической информацией и прогнозами привела к образованию в 1947 г. Всемирной метеорологической организации (ВМО) — специализированного агентства ООН. Международное сотрудничество метеорологов отличается от других полным взаимопониманием и заинтересованностью сторон, что основано на том, что атмосфера не знает государственных границ и политических режимов, а погода нужна всем. В 2020 г. членами ВМО являлись 182 государства и 6 территорий.

Основной задачей ВМО является деятельность по поддержанию на должном уровне функционирования Всемирной службы погоды (ВСП). Все метеорологические станции, созданные на территориях отдельных государств и в нейтральных водах Мирового океана, Арктики и Антарктики, входят в состав ВСП и ведут наблюдения в синхронные сроки однотипными приборами. Наблюдения во всем мире проводятся каждые 3 часа по всемирному согласованному времени (ВСВ) (гринвичскому) и служат базой для построения синоптических карт и повседневной практики в обеспечении данными о погоде различных отраслей экономики.

Под эгидой ВМО и на основе международного сотрудничества реализуются также крупные проекты по согласованным программам, направленные на изучение особенностей формирования погоды в различных районах земного шара, что делается для более полного понимания физических процессов, происходящих в атмосфере, а также поисков путей совершенствования прогнозов погоды с различной заблаговременностью.

1.2. Метеорологические величины и атмосферные явления

Для количественной характеристики состояния атмосферы вводится понятие метеорологической величины — 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. До 1970 г. их называли метеорологическими элементами. Однако ГОСТ-16263-70 («Метрология. Термины и определения») разрешает употреблять только термин «величина».

Рассмотрим основные метеорологические величины, характеризующие состояние воздуха, атмосферных процессов и радиационного режима, уделяя особое внимание единицам, точности измерений и обработки. Под точностью изме-

рений будем понимать наименьшее значение, которое можно определить с уверенностью в правильности получаемых результатов. Основанием для такой уверенности служит оценка погрешностей.

Температура воздуха (T или t). Единицей измерения температуры по шкале Кельвина служит кельвин (K), по шкале Цельсия — градус Цельсия (°С); 1 K = 1°С. Температуры по шкале Кельвина (T) и шкале Цельсия (t) связаны между собой следующим соотношением:

$$T = 273{,}15 + t.$$

Температура определяется с точностью до 0,1°С. На шкале Цельсия реперными точками являются 0°С (таяние льда) и +100°С (кипение воды).

В некоторых странах, например, США, используется шкала Фаренгейта (F), в которой интервал между точками таяния льда и кипения воды разделен на 180º, причем точке таяния льда соответствует значение +32º, а точке кипения воды — +212º. Переход от одной шкалы к другой рассчитывается по следующим формулам:

$$t°\mathrm{C} = \frac{5}{9}(t°F - 32), \quad t°F = \frac{9}{5}t°\mathrm{C} + 32.$$

Давление воздуха (p). Основной единицей измерения давления, согласно Международной системе единиц (СИ), служит паскаль (*Па*): 1 *Па* = 1 *Н*/*м*^{2} = 1 *кг*/(*м*·*с*^{2}). В метеорологии в качестве единицы давления используется гектопаскаль (*гПа*): 1 *гПа* = 10^2 *Па*. Гектопаскаль эквивалентен миллибару, однако последний (как и миллиметр ртутного столба (1 *гПа* ≈ 0,75 *мм* Hg)) является внесистемной единицей и в современной научной литературе неприменим. Атмосферное давление определяется с точностью до 0,1 *гПа*.

Парциальное давление водяного пара (e). Парциальное давление водяного пара выражается в тех же единицах, что и атмосферное давление с точностью до 0,1 *гПа*.

Относительная влажность воздуха (f) — отношение фактической влажности к влажности насыщения при той же температуре. Вычисляется до целых процентов. Более высокой точности определения относительной влажности не могут обеспечить и ее прямые измерения с помощью гигрометров.

Абсолютная влажность воздуха (a). Рассчитывается в *г*/*м*^{3} и равна плотности водяного пара ($\rho_п$, *кг*/*м*^{3}), умноженной на 10^3. Вычисляется с точностью до 0,1 *г*/*м*^{3}.

Массовая доля водяного пара (q) — отношение плотности водяного пара $\rho_п$ к плотности влажного воздуха ρ в этом же объеме. *Отношение смеси* (r) — отношение плотности водяного пара $\rho_п$ в определенном объеме воздуха к плотности сухого воздуха (ρ_c) в том же объеме. Обе характеристики вычисляются с

точностью до 0, 0001.

Скорость ветра (V) измеряется с помощью анеморумбометра с точностью до 1 *м/с* и до 0,1 *м/с* с помощью ручных анемометров.

Направление ветра по анеморумбометру определяется с точностью до 5°. Направление ветра по флюгеру определяется с точностью до румба.

Осадки измеряются с точностью до 0,1 *мм*.

Количество облаков определяется в баллах с точностью до 1 балла, а в долях единицы — до 0,1.

Метеорологическая дальность видимости оценивается в баллах или в километрах (до 0,1 *км*).

Продолжительность солнечного сияния по гелиографу определяется с точностью до 5 *мин*.

Время начала и конца атмосферных явлений фиксируется наблюдателем до целых минут.

Радиационные потоки измеряются в $Вт/м^2$ с точностью до 10 $Вт/м^2$.

Оптические характеристики атмосферы — коэффициент прозрачности, фактор мутности, оптическая толщина и оптическая плотность вычисляются с точностью до 0,01.

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.

Все наблюдения за состоянием атмосферы обобщаются в понятии *погода*. Погода в данном месте в данный момент времени характеризуется совокупностью метеорологических величин и атмосферных явлений. При этом можно говорить о погоде в определенной точке пространства, о погоде района, о погоде по маршруту и т.п.

Характерный для данного района многолетний режим погоды называется *климатом*.

1.3. Градиент метеорологической величины

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

$$f = f(x, y, z),$$

где f — произвольная метеорологическая величина.

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

Для характеристики пространственного распределения метеорологических величин в фиксированный момент времени вводится понятие *эквискалярной поверхности*. Эквискалярной называется поверхность, в каждой точке которой метеорологическая величина сохраняет постоянное значение

$$f(x, y, z) = C,$$

где C — величина, постоянная для данной эквискалярной поверхности.

Эквискалярные поверхности различных метеорологических величин носят следующие названия: например, в случае 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 ($grad\, f$) 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:

$$|grad\, f| = -\frac{d\, f}{d\, N}.$$

Проекции градиента на оси координат x, y, z равны $-\partial f / \partial x$, $-\partial f / \partial y$, $-\partial f / \partial z$ (плоскость xoy — горизонтальная, совпадающая с уровенной поверхностью; ось z направлена по вертикали вверх).

Наибольший интерес представляют горизонтальная и вертикальная проекции $grad\, f$:

$$grad_n\, f = -\frac{d\, f}{d\, n},\ grad_z\, f = -\frac{\partial f}{\partial z},$$

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 нормаль 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. При этом справедливо следующее общее правило: если величина f убывает с высотой, то вертикальный градиент ее положителен ($-\partial f/\partial z > 0$); если величина f возрастает 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

$$\frac{\partial f}{\partial n} \approx \frac{\Delta f}{\Delta n}, \frac{\partial f}{\partial z} \approx \frac{\Delta f}{\Delta z},$$

где Δf — приращение величины f вдоль нормалей Δn и Δz.

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

$$G_1 = -\frac{\partial p}{\partial z}, \text{ или } G_1 = -\frac{\Delta p}{\Delta z},$$

$$G_2 = -\frac{\partial p}{\partial n}, \text{ или } G_2 = -\frac{\Delta p}{\Delta n}.$$

Поскольку давление всегда падает с высотой, вертикальный градиент давления всегда положителен, т.е. $G_1 > 0$. 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.

Горизонтальный и вертикальный градиенты температуры обозначим соответственно

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

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 колеблется в условиях атмосферы (в различных слоях и в разные моменты времени) в широких пределах. Он может быть как положительным, так и отрицательным. Вертикальный градиент температуры γ чаще всего рассчитывают в градусах Цельсия на 100 *м*.

На практике γ рассчитывают для различных слоев по формуле

$$\gamma = -\frac{\Delta T}{\Delta z},$$

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. 1.1).

Если $\gamma > 0$, то температура в данном слое понижается с высотой ($T_2 < T_1$), если $\gamma = 0$, то температура постоянна (изотермия); если $\gamma < 0$, то температура повышается с высотой (инверсия температуры).

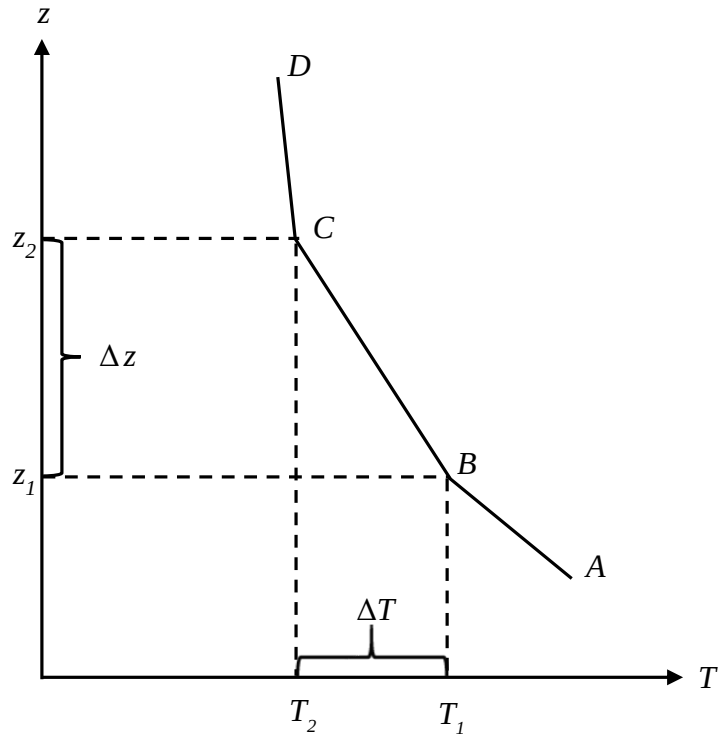


Рис. 1.1. Кривая распределения температуры по высоте (кривая стратификации)

Кривую распределения температуры по высоте, или кривую стратификации, обычно строят по данным измерений с помощью радиозонда. По этим данным наносят на график точки *A*, *B*, *C*, *D* (рис. 1.1). Так как закономерности изменения температуры между этими точками неизвестны, то обычно предполагают, что 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.

1.4. Понятие о барических системах

Метеорологические станции, на которых производится измерение давления и других метеорологических величин, расположены на различной высоте над уровнем моря. Поскольку 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 только тогда, когда

давление приведено (т.е. пересчитано) к какому-либо уровню. В качестве такого уровня выбирается обычно уровень моря. Приведенное к уровню моря давление и значения других метеорологических величин (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 ($tg\alpha_p$) изобарических поверхностей. Пусть давление на уровне моря падает справа налево (рис. 1.2). Тогда изобарические поверхности будут иметь такой наклон, как показано на рис. 1.2. Если наоборот, то давление в точке *C* (1005 *гПа*) окажется выше, чем в точке *D*. Однако 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 от десятков секунд до десятков минут).

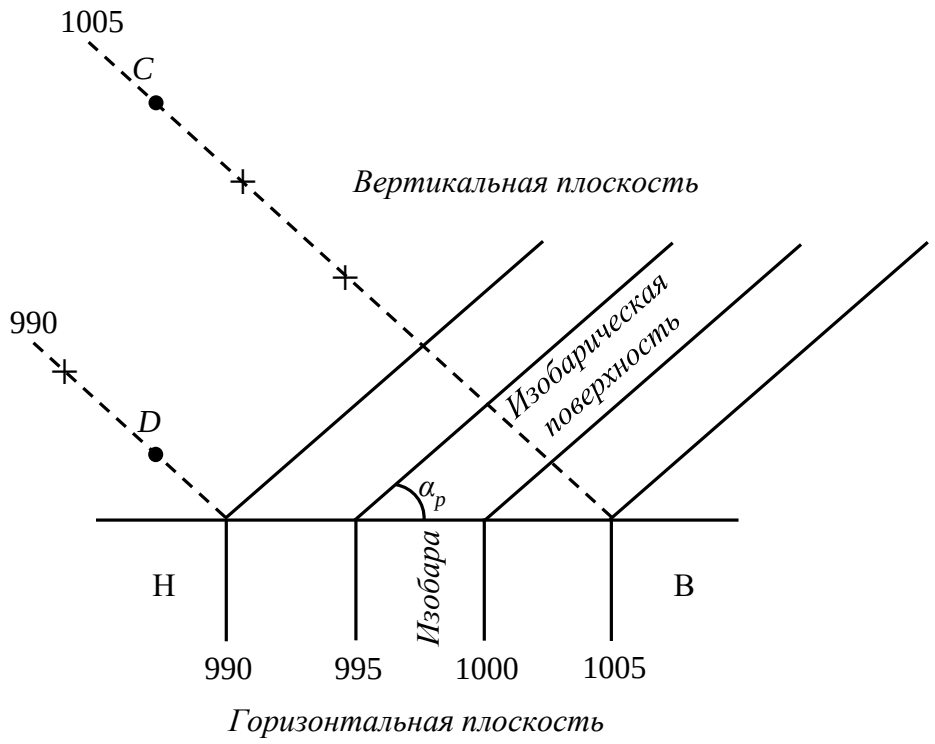


Рис. 1.2. Связь между положением изобарических поверхностей в пространстве и изобарами

Если провести изобары на достаточно обширной территории, то окажется, что они имеют различную форму. В зависимости от последней различают следующие виды барических образований: область низкого давления Н, ограниченная замкнутыми изобарами, называется циклоном, а область высокого давления В –

– антициклоном (рис. 1.3). Области с U- или V-образными изобарами на периферии циклонов носят название ложбин, а на периферии 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 понимаются относительные значения давления (по сравнению с давлением в соседних областях). Из рисунка 1.2 следует, что изобарические поверхности над циклоном вогнуты по направлению к земной поверхности, а над антициклоном — выпуклы.

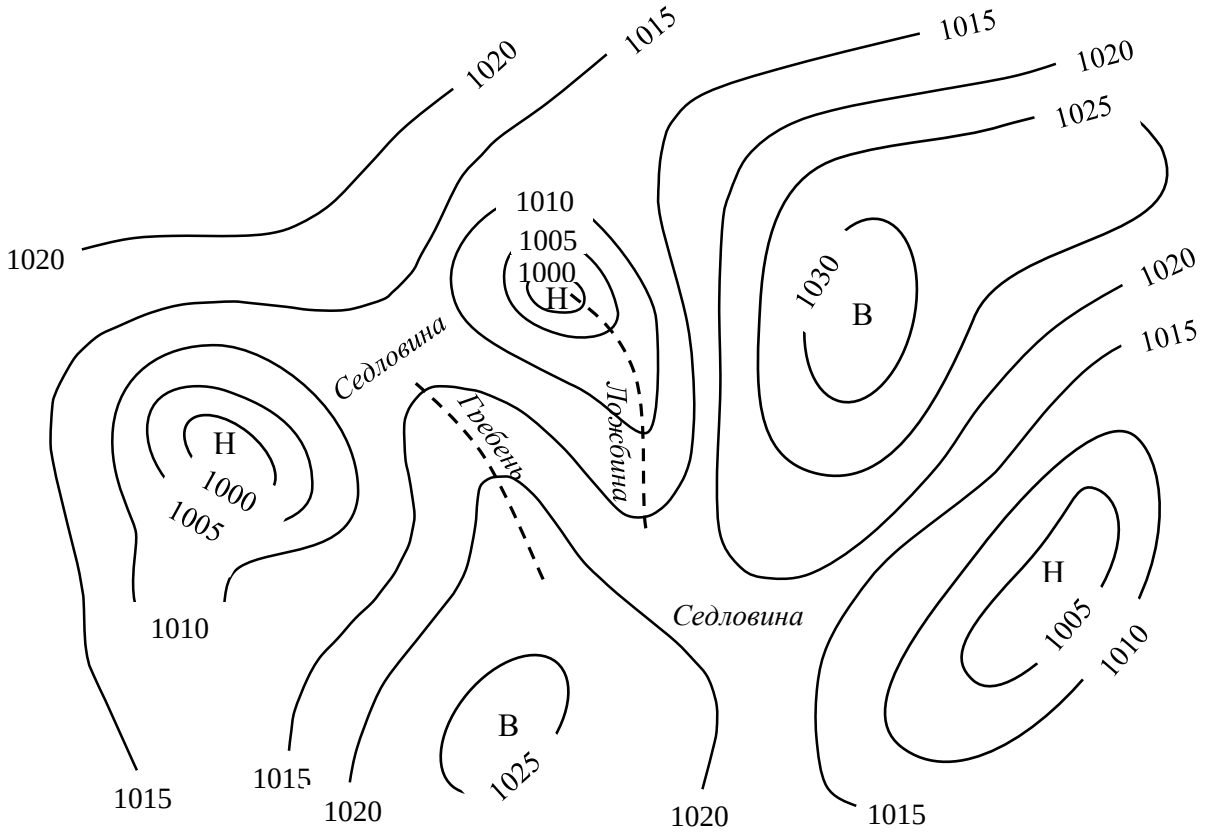


Рис. 1.3. Виды барических систем

Горизонтальные размеры циклонов и антициклонов колеблются от нескольких сотен до нескольких тысяч 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.

2. СОСТАВ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА

2.1. Состав атмосферного воздуха и его изменение с высотой

Метеорология — наука о физических процессах и явлениях в атмосфере Земли в их взаимодействии с земной поверхностью и космической средой. 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 соответствовало бы название «аэрология» («аэрос» — атмосфера, воздух).

Атмосфера представляет собой механическую смесь нескольких газов. Смесь, в состав которой не входит водяной пар, называется сухим воздухом. Состав сухого воздуха вблизи поверхности Земли характеризуется данными, приведенными в таблице. На долю основных газов — N_2, O_2, Ar, как показывает таблица, приходится около 99,95%, а на долю остальных — около 0,05%.

Состав сухого воздуха вблизи земной поверхности

Газ	Объемное содержание*, %	Относительная молекулярная масса (по углеродной шкале)	Плотность по отношению к воздуху
Азот (N_2)	78,08	28	0,97
Кислород (O_2)	20,94	32	1,10
Аргон (Ar)	0,93	40	1,38
Углекислый газ (CO_2)	0,04	44	1,52
Неон (Ne),		20	0,69
Гелий (He),		4	0,14
Криптон (Kr),	В сумме	84	2,90
Водород (H_2),	0,01	2	0,07
Ксенон (Xe),		131	4,52
Озон (O_3)		48	1,66
Сухой воздух	100	28,96	1,00

* 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 водяной пар, озон и углекислый газ — три переменные, крайне важные ее составные части. Значение этих газов определяется, прежде всего, тем, что они очень сильно поглощают лучистую энергию

и таким образом оказывают существенное влияние на температурный режим поверхности Земли и атмосферы.

Современный состав воздуха атмосферы Земли установился 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 производственная 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. Содержание углекислого газа оценивается в ppm (parts per million – частей на миллион) и колеблется в пределах от 350 ppm (или 0,035%) в сельской местности до 700 ppm (0,070%) в крупных промышленных городах. Средняя величина концентрации CO_2 в атмосфере Земли за последние 100 лет увеличилась от 290 ppm в 1922 г. до 421 ppm — в 2022 г.

Под влиянием деятельности человека увеличивается в глобальном масштабе содержание не только CO_2, но и других газообразных примесей, например, сернистого газа, метана, закиси и двуокиси азота.

Пока не отмечено изменения содержания в атмосфере основных газов — N_2, O_2, Ar.

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 увеличилась примерно в 1,5 раза. 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. Наблюдения в крупных городах показали, что существует довольно тесная связь между уровнем загрязнения воздушного бассейна и уровнем заболеваемости и смертности.

Содержание водяного пара в атмосфере колеблется в широких пределах: оно близко к нулю при очень низкой температуре и может достигать 4% при высокой температуре. С учетом различного содержания водяного пара в воздухе в нем несколько изменяется содержание других газов.

Изучение состава воздуха на различных высотах начали свыше 200 лет назад, когда в 1802 г. Дальтон сформулировал 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 фор-

мулы, согласно которой давление более тяжелых газов должно убывать с высотой быстрее, чем давление более легких. Следовательно, на больших высотах должны преобладать легкие газы. В этом состоит идея гравитационного разделения газов, обнаружению которого посвящено большое число исследований.

Новый период в изучении строения верхних слоев наступил, когда для исследования свойств атмосферы, в том числе состава воздуха, были применены ракеты, а затем искусственные спутники Земли, с помощью которых был доказан факт отсутствия разделения газов в пределах нижних 95 *км* (гомосфера).

Выше 95 *км* состав атмосферы существенно изменяется. Определяющую роль в этом изменении играет процесс гравитационного разделения газов, который приводит к тому, что преобладающим газом в слое 300–1000 *км* является атомный кислород (O) с небольшой примесью атомов азота. Относительная молекулярная масса атомного кислорода в 2 раза меньше относительной молекулярной массы воздуха ниже уровня 100 *км*. Вследствие этого относительная молекулярная масса воздуха выше 100 *км* уменьшается и на высоте 500 *км* приближается к 16 по углеродной шкале.

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

2.2. Озон в атмосфере

Среди газов, входящих в состав атмосферы, исключительно важную роль играет озон, представляющий собой трехатомный кислород O_3. Несмотря на малое количество озона в земной атмосфере, он играет важную роль в происходящих в атмосфере физических процессах, а также оказывает существенное воздействие на растительный (флору) и животный (фауну) мир планеты.

Озон сильно поглощает ультрафиолетовую радиацию с длиной волны в интервале 0,22–0,29 *мкм* (с максимумом поглощения при $\lambda = 0{,}254$ *мкм*), благодаря чему температура воздуха на уровнях 45–55 *км* прогревается до значений, близких к 0ºС.

В атмосфере озон существует в виде сферического слоя от земной поверхности до высоты 70–80 *км* с ярко выраженной изменчивостью его содержания по высоте. Содержание озона, согласно наблюдениям, мало́ вблизи земной поверхности и в тропосфере в целом. С увеличением плотность и давление озона возрастают. Максимальное содержание озона в полярных областях наблюдается на высотах 15–20 *км*, в умеренных широтах — 20–25 *км*, а в тропических и субтропических широтах — 25–30 *км*. Выше этих уровней содержание озона убывает и практически обращается в нуль в мезосфере.

Озон относится к радиационно-активным газам и вносит пятый по значимости вклад в парниковый эффект атмосферы, наряду с NO_x, CO, SO_2, PM10 (взвешенные частицы диаметром менее 10 *мкм*), которые по решению Всемирной организации здравоохранения являются обязательными при мониторинге качества воздуха.

Плотность озона ρ_3 принято выражать в микрокилограммах на кубический метр (*мкг*/*м*^{3} = 10^{-9} *кг*/*м*^{3}). В зарубежной литературе используется обозначение pphm (parts per hundred million – частей на сто миллионов). Парциальное давление озона p_3 чаще всего оценивают в миллипаскалях (1 *мПа* = 10^{-3} *Па* = 10^{-5} *гПа*). Общее содержание озона, или приведенная толщина озона, под которой понимается толщина слоя озона во всем вертикальном столбе атмосферы, если его привести к нормальному давлению (1013,2 *гПа*) и температуре (288,15 *К*), подвержено значительным изменениям во времени, а также различно на разных широтах и заключается в пределах от 2 до 6 *см*, что составляет менее одной миллионной от всей массы атмосферы.

Озон относится к малым газовым примесям, которые являются вторичными по своему происхождению. Он не имеет прямых антропогенных и естественных источников выброса в атмосферу, а образуется непосредственно в ней, в ходе фотохимических реакций из газов-предшественников. Простейшая схема образования молекулы озона O_3 заключается в том, что под влиянием поглощения ультрафиолетовой радиации происходит распад молекулы кислорода на два атома, которые под влиянием поглощения солнечной энергии, оказываются возбужденными, обладающими большим запасом энергии по сравнению с нормальным состоянием, поэтому молекула озона может образоваться лишь при тройном соударении:

$$O_2 + O' + M \rightarrow O_3 + M', \tag{2.1}$$

где M — молекула азота или какого-либо другого газа, принимающая на себя избыток энергии, выделяющейся при образовании молекулы озона.

Малое количество озона в атмосфере свидетельствует о том, что наряду с процессом образования должен происходить и процесс разрушения озона. Простейшая реакция разрушения озона имеет следующий вид:

$$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2, \tag{2.2}$$

однако скорость этой реакции мала, поэтому быстрее всего разрушается озон при поглощении им кванта ультрафиолетовой радиации:

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O. \tag{2.3}$$

Продукты этой реакции, соединяясь по реакции (2.1), снова образуют озон.

Несмотря на то, что в 1995 г. Crutzen P. (Пауль Крутцен (1933–2021), Германия), Molina M. (Ма́рио Моли́на (1943–2020), США) и Rowland S. (Шервуд

Ро́уленд (1927–2012), США) получили Нобелевскую премию за создание фотохимической теории тропосферного озона, многие детали механизмов его формирования в тропосфере до сих остаются малоизученными.

Исследованиями последних двух десятилетий установлено, что в распределении озона очень важную (нередко определяющую) роль играют такие динамические факторы, как перенос озона и других малых газов горизонтальными и вертикальными воздушными потоками, а также турбулентный обмен по горизонтали и вертикали. Показано, что направление градиента концентрации озона зависит от состава воздуха в холодной и теплой воздушных массах: в арктической он меньше, в тропической — больше.

Величина концентрации озона зависит от типа воздушной массы и составляет: тропическая (55 ± 20 *мкг/м*^{3}), субтропическая (50 ± 23 *мкг/м*^{3}), умеренная (40 ± 24 *мкг/м*^{3}), арктическая (27 ± 16 *мкг/м*^{3}). При смене воздушных масс содержание озона изменяется скачкообразно, а внутри каждой из них содержание достаточно однородно. Также установлено, что при атмосферных осадках может происходить рост и падение приземной концентрации озона независимо от их вида, интенсивности, продолжительности и района измерений. Скорость образования озона зависит от температуры воздуха и имеет нелинейный характер. Снежный покров выполняет экранирующее действие для поступления в воздух озонобразующих веществ, и содержание озона уменьшается.

Суточный ход концентрации озона зависит от сезона года. Он хорошо выражен в теплый период и значительно уменьшает свою амплитуду в холодный. Только учет всех этих факторов совместно с фотохимическими эффектами позволяет объяснить наблюдаемые пространственно-временные особенности распределения озона в атмосфере.

Физико-химические свойства озона определяют его особенную роль в атмосфере. Озон является сильнейшим окислителем, оказывающим разрушающее действие на объекты живой и неживой природы. Установлено, что при увеличении концентрации озона возникают затруднения дыхания у человека и животных.

В больших концентрациях озон представляет собой яд, отравляющий биосферу. При повышенном содержании озона поражаются листья культурных растений, а также леса, преимущественно хвойных пород, произрастающие на бедных почвах.

Воздействие озона на растения и материалы усиливается тогда, когда он находится в смеси с другими окислителями, в частности, в загрязненной атмосфере городов. Коррозия металлов и разрушение различных строительных материалов многократно увеличиваются при сочетании воздействия озона, сернистого газа (SO_2) и водяного пара (H_2O).

2.3. Атмосферные аэрозоли

Любая двухфазная система, в которой одна фаза дисперсионно распределена в другой, называется коллоидом. В том случае, когда дисперсная среда газообразная, коллоид называют аэрозолем. В метеорологии под аэрозолем понимают не всю систему воздух–частицы, а только взвешенные в воздухе жидкие и твердые частички.

Существует множество классификаций аэрозольных частиц.

В физике аэрозолей наиболее распространенной считается классификация частиц по размерам Юнге (Junge C.E.), предложенная им в 1953 г. Аэрозольные частицы размером от 10^{-7} до 10^{-5} *см* относятся к ядрам Айткена, которые называют также мелкодисперсными аэрозольными частицами. Следующие по размеру частицы (от 10^{-5} до 10^{-4} *см*) считаются большими или среднедисперсными. Аэрозоли, превышающие 10^{-4} *см,* называются гигантскими или грубодисперсными. При этом следует заметить, что аэрозоли, как показывают их исследования под электронными микроскопами, кроме капель, довольно далеки от сферической формы. Они представляют собой либо кристаллы, либо обломки твердых веществ, поэтому, говоря об их размерах (радиусе), мы будем иметь в виду сферу, в которую аэрозольные частицы могут вписаться.

При экосистемных исследованиях используют генетическую классификацию аэрозолей, согласно которой аэрозоли следует подразделять на *природные* и *антропогенные, первичные* и *вторичные*.

Природными аэрозолями считаются все частицы, образовавшиеся вследствие природных процессов диспергирования (измельчения) вещества, а именно: минеральная пыль (частицы почвы, продукты выветривания горных пород, вулканическая пыль); морской аэрозоль (капли морского раствора, частицы морской соли); органический аэрозоль (микроорганизмы, пыльца растений, дымы от сгорающей биомассы). К *антропогенным* аэрозолям традиционно относят те частицы, которые возникают в процессе хозяйственной деятельности человека. Например, при добыче полезных ископаемых открытым способом, сельскохозяйственной деятельности, работе ТЭС, воздействии автомобильных выхлопных газов, стихийных пожарах и взрывах. К *первичным* аэрозолям относятся все вновь образовавшиеся частицы —почвенная пыль, морская соль, вулканический пепел; к *вторичным* – фотохимические аэрозоли, образующиеся либо в результате химических реакций в самой атмосфере, либо путем сорбции или десорбции на уже присутствующих в атмосфере частицах.

Кроме того, существует классификация частиц по месту отбора аэрозольных проб. К ним принадлежат: *городские аэрозоли* (частицы самого различного химического состава, происхождения, размеров и свойств, собранные в пределах

городской черты, *аэрозоли аграрного сектора* и *внутрикомнатные аэрозоли*. В экологических и экотоксикологических изысканиях, направленных на выявление влияния аэрозольного вещества на население, принято выделять следующие группы аэрозолей: PM2,5 (все частицы независимо от состава и происхождения, имеющие радиус < 2,5 *мкм*); PM5 (радиус < 5 мкм); PM10 (радиус < 10 *мкм*).

Аэрозольные частицы в атмосфере находятся в постоянном движении и подвержены как физическим процессам (подъем, захват, диспергирование, перенос и осаждение), так и химическим (перемена состава, свойств и размеров). Основными источниками образования аэрозолей являются почва, поверхность океанов и морей, растения, химические и фотохимические реакции в атмосфере, пожары, вулканы, хозяйственная деятельность человека. Мощность всех природных источников составляет $2{,}31 \cdot 10^9$ *т/год*. Общий вклад антропогенных частиц составляет $3{,}5 \cdot 10^8$ *т/год*.

Общая концентрация частиц в атмосфере зависит от таких параметров, как характер подстилающей поверхности, режим осадков, скорость ветра, влажность. Ядра Айткена присутствуют в количествах от 10^4 до 10^1 *шт/см*^{3}, более крупные частицы – от 10^3 до 10^{-3} *шт/см*^{3}.

Поскольку размеры аэрозольных частиц различаются на несколько порядков, механизм их удаления из атмосферы также различен.

Выведению аэрозольных частиц из атмосферы способствуют следующие механизмы:

1. Наиболее мелкие частицы (ядра Айткена) выводятся из атмосферы главным образом за счет коагуляции и диффузионного осаждения.

2. Наиболее крупные выпадают в процессе седиментации (гравитационное оседание).

Оценим процесс седиментации на основе закона Стокса.

Для сферических частиц малого диаметра силу сопротивления среды F по Стоксу можно выразить следующим соотношением:

$$F = 6\pi\gamma r v, \tag{2.4}$$

где $\gamma = 1{,}72 \cdot 10^{-4}\, г/см \cdot с$ при 0°С — коэффициент внутреннего трения; r — радиус частицы, *см*; v — скорость падения, *см/с*.

В атмосфере на падающую частицу также действуют сила тяжести (mg) и противоположная ей сила Архимеда. Частица будет падать равномерно, когда эти силы уравновешиваются. С учетом того, что масса частицы равна

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho_a - \rho),$$

где ρ_a — плотность частицы, *г/см*$^{-3}$; ρ — плотность воздуха, *г/см*$^{-3}$,
получаем

$$6\pi\gamma r v = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho_a - \rho)g,$$

откуда

$$v = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho_a - \rho)g\,\frac{1}{6\pi\gamma r} = \frac{2}{9}\frac{g}{\gamma}r^2(\rho_a - \rho).$$

Учитывая малость ρ в сравнении с ρ_a, получим

$$v = \frac{2}{9}\frac{g}{\gamma}\rho r^2. \qquad (2.5)$$

На основании того, что ρ_a = 1, что имеет место, например, для капелек воды, определим скорость их падения

$$v = \frac{2}{9}\frac{9{,}8\cdot 10^2\,см\cdot см\cdot с\cdot г}{с^2 1{,}72\cdot 10^{-4}\,г\cdot см^3}r^2 см^2 = 1{,}26\cdot 10^6\cdot r^2\,см/с.$$

Полагая $r = 10^{-4}$ *см*, найдем $v = 1{,}26\cdot 10^{-2}\,см/с$.

Приведенные формулы показывают, насколько мала скорость падения аэрозолей, преобладающие размеры которых составляют доли микрона.

3. Следующим важным механизмом выведения аэрозольных частиц из атмосферы является разномасштабная конвекция и турбулентное перемешивание.

В процессе развития конвективных и турбулентных движений аэрозоли переносятся из нижних слоев атмосферы в верхние и вовлекаются выше уровня конденсации в облака. В облаках происходит их абсорбция водяными каплями, т.е. внутриоблачное вымывание.

4. Очищению атмосферы способствует также механизм вымывания аэрозолей атмосферными осадками. Снежные и ледяные осадки также очищают атмосферу.

Изучение химической структуры осадков позволяет исследовать качественный и количественный состав аэрозолей и растворимых в воде газов, содержащихся в атмосфере. При этом следует упомянуть возникновение так называемых «кислотных дождей», под которыми понимаются все виды метеорологических осадков, при которых наблюдается понижение водородного показателя (pH) дождевых осадков из-за загрязнений воздуха кислотными оксидами, обычно оксидами серы (SO_2) и оксидами азота (NO и NO_2).

Относительно времени существования аэрозолей в атмосфере необходимо отметить, что время жизни аэрозолей в тропосфере составляет от 6 до 40 сут. В стратосфере среднее время жизни аэрозольных частиц увеличивается с высотой и составляет 1–2 года на высоте 20 *км* и от 4 до 20 лет на высоте 50 *км*.

3. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА

3.1. Уравнение состояния сухого воздуха

Состояние каждого из атмосферных газов характеризуется значениями трех величин: температуры (T), давления (p) и плотности (ρ) (или удельного объема (V)). 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, 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. Критическая температура основных атмосферных газов имеет следующие значения:

Газ	N_2	O_2	CO_2	H_2O
$T_{кр}$,°C	–147	–119	31	374

Из этих данных видно, что критическая температура основных атмосферных газов, кроме углекислого газа и водяного пара, очень низкая. Температура, которая наблюдается в атмосфере на всех высотах, значительно выше критической температуры этих газов. Хотя критическая температура углекислого газа выше, чем обычно наблюдаемая температура воздуха, этот газ далек от состояния насыщения, поскольку его парциальное давление в условиях атмосферы мало, то в атмосфере углекислый газ не может существовать в жидком или твердом состоянии.

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:

$$p_i V_i = R_i T, \quad i = 1, 2, \ldots, n, \tag{3.1}$$

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.

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.

$$p = \sum_{i=1}^{n} p_i. \qquad (3.2)$$

Пусть масса сухого воздуха равна 1, а масса i-го газа m_i. Тогда

$$m_i = \frac{\rho_i}{\rho} = \frac{1/V_i}{1/V} = \frac{V}{V_i}.$$

Откуда

$$V_i = V / m_i, \qquad (3.3)$$

где V — удельный объем сухого воздуха.

Подставляя V_i из (3.3) в формулу (3.1) и суммируя уравнения (3.1), получаем

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

или с учетом (3.2),

$$pV = R_c T, \qquad (3.4)$$

где R_c — удельная газовая постоянная сухого воздуха:

$$R_c = \sum_{i=1}^{n} m_i R_i. \qquad (3.5)$$

Уравнение (3.4) 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 (3.5).

С учетом данных о составе воздуха получаем следующее значение удельной газовой постоянной сухого воздуха: R_c = 287 *Дж*/(*кг* · *К*).

Если вместо удельного объема V в уравнение (3.4) ввести плотность ρ, связанную с V соотношением $\rho = 1/V$, то оно примет следующий вид:

$$p = \rho R_c T. \qquad (3.6)$$

3.2. Уравнение состояния влажного воздуха

Влажный воздух представляет собой механическую смесь сухого воздуха и водяного пара. Поскольку критическая температура водяного пара ($T_{кр}$ = 374°С) выше наблюдаемой в атмосфере температуры, то он в реальных условиях атмосферы может переходить в жидкое (конденсироваться) и твердое (сублимироваться) состояния. Однако 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.

Поскольку реально наблюдаемая температура 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

$$eV_n = R_n T, \tag{3.7}$$

где e — парциальное давление водяного пара; V_n — удельный объем водяного пара; R_n — удельная газовая постоянная водяного пара:

$$R_n = R_c \frac{\mu_c}{\mu_n} = 461{,}5\ Дж/(кг \cdot К),$$

где μ_c и μ_n — относительные молекулярные массы сухого воздуха и водяного пара соответственно.

Эксперименты показали, что уравнение (3.7) 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 q *г* водяного пара и $(1 - q)$ *г* сухого воздуха. Обозначим через V_n, V_c и V удельные объемы водяного пара, сухого и влажного воздуха соответственно, которые связаны следующими соотношениями:

$$V_n = V / q; V_c = V/(1-q). \tag{3.8}$$

Примем такие обозначения: p — общее давление; e — парциальное давление водяного пара; $(p - e)$ — парциальное давление сухого воздуха; T — температура, одинаковая для водяного пара, сухого и влажного воздуха. Уравнением состояния водяного пара служит уравнение (3.7). Уравнение состояния сухой части воздуха имеет вид

$$(p-e)V_c = R_c T. \tag{3.9}$$

Составим отношение

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

из которого следует, что

$$R_n = 1{,}608 R_c. \tag{3.10}$$

При этом также имеем

$$\frac{R_c}{R_n} = \frac{\mu_n}{\mu_c} = \frac{18}{28{,}96} = 0{,}622. \tag{3.11}$$

Подставим в уравнения (3.7) и (3.9) значения удельных объемов в соответствии с (3.8) и удельной газовой постоянной водяного пара в соответствии с (3.10):

$$e(V/q) = 1{,}608 R_c T, \text{ или } eV = 1{,}608 R_c\, qT; \tag{3.12}$$

$$(p-e)\frac{V}{1-q} = R_c T, \text{ или } (p-e)V = R_c(1-q)T. \tag{3.13}$$

Сложив два последних уравнения, получим уравнение состояния влажного воздуха:

$$pV = R_c T(1+0{,}608\,q)\ . \tag{3.14}$$

Здесь

$$T_v = T(1+0{,}608\,q)\ — \tag{3.15}$$

виртуальная температура.

Нередко виртуальную температуру представляют в виде суммы:

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

где ΔT_v — виртуальный добавок.

Из сравнения последнего выражения с (3.15) следует

$$\Delta T_v = 0{,}608\ T\,q \approx 0{,}608T \cdot 0{,}622(e/p) \approx 0{,}378T(e/p). \tag{3.16}$$

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

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

которое при фиксированном p является функцией одной лишь температуры. При p = 1000 *гПа* максимальный виртуальный добавок ΔT_{vm} имеет следующие значения:

T, °C	–40	–20	0	20	40
ΔT_{vm}, °C	0,01	0,1	0,6	2,6	8,9

Из этих данных следует, что виртуальный добавок, а соответственно и роль влажности в изменении плотности воздуха малы при низкой температуре и достаточно велики при высокой.

С введением виртуальной температуры уравнение состояния влажного воздуха принимает вид

$$pV = R_c T_v, \tag{3.17}$$

или

$$p = \rho R_c T_v, \tag{3.18}$$

где ρ — плотность влажного воздуха.

Из сравнения уравнения (3.18) с уравнением (3.6) 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.

3.3. Характеристики влажности воздуха и связь между ними

Водяной пар — это переменная составная часть атмосферного воздуха, играющая важную роль во всех происходящих в атмосфере явлениях. Необходимо отметить следующие моменты:

1. Водяной пар непрерывно поступает в атмосферу в результате испарения воды с земной поверхности.

2. В атмосфере водяной пар переносится упорядоченными воздушными течениями и путем турбулентного перемешивания.

3. Максимальное содержание водяного пара в атмосфере ограничено его давлением насыщения, при достижении которого происходит его конденсация, и образуются облака, а затем и осадки, выпадающие на земную поверхность.

4. Процессы испарения и конденсации сопровождаются затратами или выделением тепла, что сказывается на тепловом режиме атмосферы и земной поверхности.

5. Водяной пар сильно поглощает длинноволновую инфракрасную радиацию, которую излучает земная поверхность. В свою очередь он и сам излучает инфракрасную радиацию, большая часть которой идет к земной поверхности, что уменьшает ночное выхолаживание земной поверхности и нижних слоев воздуха.

6. Содержание водяного пара в воздухе называют **влажностью** воздуха, которая оценивается с помощью характеристик влажности воздуха, или гигрометрических величин, к которым относятся:

1) давление водяного пара;
2) абсолютная влажность;
3) относительная влажность;
4) массовая доля водяного пара;
5) отношение смеси;
6) точка росы;
7) дефицит давления;
8) дефицит точки росы.

1. Парциальное давление водяного пара *e* (или упругость водяного пара).

В дальнейшем эту величину будем называть давлением водяного пара или давлением пара. Парциальное давление водяного пара измеряется в *гПа*. 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 повышением температуры.

Парциальное давление водяного пара *e* в среднем с высотой быстро убывает по закону

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{\beta}}, \tag{3.19}$$

где *e* и e_0 — среднее значение давления водяного пара на любой высоте и у земной поверхности; *z* — высота, *м*; β — эмпирический коэффициент, который для нижних слоев атмосферы равен 5000 *м*.

Из формулы (3.19) следует, что к высоте 1,5–2 *км* *e* убывает в 2 раза, а к высоте 5 *км* — в 10 раз. При этом общее давление атмосферы на высоте 5 *км* примерно в 2 раза меньше давления на уровне моря. Таким образом, убывание давления водяного пара в вертикальном направлении происходит гораздо быстрее, чем общего давления атмосферы, поэтому уже на высоте 8–10 *км* содержание водяного пара становится очень малым, т.е. на больших высотах воздух, как правило, довольно сухой.

2. Абсолютная влажность *a* — масса водяного пара в граммах в 1 $м^3$ влажного воздуха ($г/м^3$). Между абсолютной влажностью и плотностью водяного пара ρ_n существует простая связь: $a = 10^3\rho_n$, если ρ_n — в $кг/м^3$.

Поскольку $\rho_n = 1/V_n$, то из уравнения (2.7) находим

$$e = \rho_n R_n T\ ;\ \rho_n = \frac{e}{R_n T}.$$

С учетом того, что *e* измеряется в *гПа*, получаем

$$\rho_n = \frac{e\,гПа}{461{,}5\dfrac{Дж}{кг \cdot К} T\,К} = \frac{e10^2\,\dfrac{н}{м^2}}{461{,}5\dfrac{н \cdot м}{кг} T} = 0{,}217\frac{e}{T},$$

или

$$a = 217\frac{e}{T}, \tag{3.20}$$

так как *a* имеет размерность $г/м^3$.

Зная закон изменения с высотой ρ_n (или *a*), можно найти количество водяного пара *W*, заключенное в столбе атмосферы единичного сечения ($м^2$), до любой высоты, а также и до верхнего предела атмосферы как интеграл

$$W = \int_0^\infty \rho_n dz. \qquad (3.21)$$

Допустим, что весь водяной пар, содержащийся в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 *м*^{2}, будет сконденсирован. Тогда образовавшийся в результате конденсации слой воды (в *мм* или, что то же самое, в *кг*/*м*^{2}) и даст общую массу водяного пара, содержащегося в данном столбе воздуха. Высота слоя осажденной воды часто принимается в качестве удобной характеристики для оценки общего содержания водяного пара в атмосфере.

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

$$f = \frac{e}{E} 100. \qquad (3.22)$$

4. Массовая доля водяного пара *q* — количество водяного пара в граммах в 1 *г* влажного воздуха (в дальнейшем эту величину будем называть долей водяного пара или долей пара. Нередко ее называют удельной влажностью).

Поскольку

$$q = \frac{\rho_n}{\rho} = \frac{V}{V_n},$$

то из уравнений (3.7) и (3.14) последовательно получим

$$V_n = \frac{R_n T}{e}; V = \frac{R_c T(1+0,608q)}{p}; \; q = \frac{eR_c T(1+0,608q)}{R_n Tp}.$$

С учетом (3.11) далее получим

$$q = \frac{0,622e(1+0,608q)}{p}.$$

$$qp = 0,622e(1+0,608q); qp - 0,378eq = 0,622e; q(p-0,378e) = 0,622e.$$

Окончательно получаем

$$q = \frac{0,622e}{p-0,378e}. \qquad (3.23)$$

При практических, а также при многих теоретических расчетах слагаемым $0,378e$ можно пренебречь по сравнению с *p*. Поэтому формулу (3.23) чаще всего записывают в виде

$$q = 622\frac{e}{p}, \qquad (3.24)$$

где *q* — в граммах в 1 *кг* влажного воздуха.

5. Отношение смеси *r* — количество водяного пара в граммах в 1 *г* сухого воздуха, т.е.

$$r = \frac{\rho_n}{\rho_c} = \frac{V_c}{V_n}.$$

где ρ_c — плотность сухого воздуха.

С учетом уравнений (3.7) и (3.9) последнюю формулу можно преобразовать

$$r = \frac{R_c T}{p - e} \frac{e}{R_n T},$$

или

$$r = \frac{R_c e}{(p - e) R_n}.$$

С учетом (3.11) окончательно получаем

$$r = \frac{0{,}622 e}{p - e}. \qquad (3.25)$$

Как видно из формул (3.23) и (3.25), количественное различие между q и r мало. Формула (3.24) может быть использована для расчета как q, так и r.

6. 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 этом

$$e = E(\tau). \qquad (3.26)$$

7. Дефицит давления *d* — разность между давлением насыщенного водяного пара E при данной температуре и фактическим давлением пара e:

$$d = E - e. \qquad (3.27)$$

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

$$\Delta = T - \tau. \qquad (3.28)$$

4. СТРОЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

4.1. 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°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 сделает 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

$$1\,зв.\,сут = \frac{365{,}25}{366{,}25} \cdot 1\,солн.\,сут.$$

Угловая скорость суточного вращения Земли определяется как скорость вращения по отношению к неподвижным звездам:

$$\omega = \frac{2\pi}{1\,зв.\,сут} = \frac{2\pi}{1\,солн.\,сут}\frac{366{,}25}{365{,}25} = \frac{2\pi \cdot 366{,}25}{86400 \cdot 365{,}25} = 7{,}29 \cdot 10^{-5}\,c^{-1},$$

так как 1 *солн. сут* равны 24·60·60 *с* = 86400 *с*.

В последние десятилетия было обнаружено, что угловая скорость суточного вращения Земли и продолжительность суток несколько изменяются в течение 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. 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 угловой скорости вращения Земли.

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

Если бы Земля не вращалась вокруг своей оси, она имела бы форму шара. Поскольку 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 уровенная поверхность Земли, т.е. поверхность, в каждой точке которой сила тяжести перпендикулярна к ней, имеет особую форму, которая называется *геоидом.* При решении подавляющего большинства метеорологических проблем оказывается возможным совершенно пренебречь малыми отклонениями геоида от эллипсоида вращения и, более того, отклонением Земли от сферической формы. Данные о размерах земного сфероида (по Ф.Н. Красовскому) и Солнца приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Основные характеристики земного сфероида

№ п/п	Характеристика	Численное значение
1.	Большая полуось (экваториальный радиус)	6378,245 *км*
2.	Малая полуось (полярный радиус)	6356,830 *км*
3.	Радиус шара, имеющего такой же объем	6371,210 *км*
4.	Длина меридиана	40009, 153 *км*
5.	Длина экватора	40075,603 *км*
6.	Площадь поверхности	$510{,}098 \cdot 10^6$ *км*^{2}
7.	Масса	$5{,}9737 \cdot 10^{24}$ *кг*
8.	Масса атмосферы Земли	$5{,}15 \cdot 10^{18}$ *кг*
9.	Средняя плотность	6,517 *г/см*^{3}
10.	Расстояние Земли от Солнца наибольшее (около 4 июля)	$152{,}00 \cdot 10^6$ *км*
11.	Расстояние Земли от Солнца наименьшее (около 3 января)	$147{,}01 \cdot 10^6$ *км*
12.	Расстояние Земли от Солнца среднее	$149{,}53 \cdot 10^6$ *км*
13.	Радиус Солнца	695 600 *км*

Из 510,1 *млн. км*^{2} земной поверхности 70,8% (т.е. 360,8 *млн. км*^{2}) приходится на долю водной поверхности Мирового океана, причем эта доля составляет 60,7% в северном полушарии и 80,9% — в южном.

Вертикальная протяженность атмосферы составляет 60–70 *тыс. км*. Резкой верхней границы атмосферы не существует. Атмосфера постепенно переходит в межпланетную среду.

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*, 90% — до 16 *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 вертикальные масштабы наблюдаемых в атмосфере процессов и явлений оказываются значительно меньше горизонтальных: воздушные массы, циклоны и антициклоны, фронтальные поверхности по горизонтали занимают области в сотни и тысячи километров, а по вертикали распространяются лишь на несколько километров.

4.2. Принципы деления атмосферы на слои

Атмосфера по своим физическим свойствам неоднородна как по вертикали, так и до 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 в среднем на расстоянии 500 *км*. Таким образом, по вертикали температура изменяется примерно в 500 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 принципа, на основе которых атмосферу делят на слои в вертикальном направлении, а именно:

1. Термический режим атмосферы (распределение температуры по высоте).
2. Состав атмосферного воздуха и наличие заряженных частиц.
3. Характер взаимодействия атмосферы с земной поверхностью.
4. Влияние атмосферы на летательные аппараты.

Рассмотрим это подробнее.

1. 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*. В таблице 4.2 указаны средние высоты границ этих слоев и наименование переходных слоев. Могут наблюдаться

значительные отклонения от этих средних в зависимости от широты, времени года, и метеорологической обстановки. Так, например, высота тропопаузы колеблется от 8 до 18 *км*.

Таблица 4.2

Основные н переходные слои (сферы)

Слой	Средняя высота верхней и нижней границы, *км*	Переходный слой
Тропосфера	0 – 11	Тропопауза
Стратосфера	11–50	Стратопауза
Мезосфера	50–90	Мезопауза
Термосфера	90–450	Термопауза
Экзосфера	> 450	

2. 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 масса воздуха практически не изменяются с высотой ($\mu = \mu_0 = 28{,}96$ *кг/кмоль*). В гетеросфере (на высотах более 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 такому 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*, верхняя граница которого простирается до 400 *км*.

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

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. В свободной атмосфере (на высотах в среднем более 1,5 *км*) в первом (достаточно грубом) приближении силами турбулентного трения можно пренебречь.

4. В связи с запуском искусственных спутников Земли (ИСЗ) особо остро встал вопрос о влиянии атмосферы на полет ИСЗ и время их существования.

Условия полета ИСЗ и других тел существенно различны на высотах больше и меньше 150 *км*. Исходя из этого признака атмосферу делят на *плотные слои* 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 более 150 *км* время существования ИСЗ превышает время, необходимое для совершения одного оборота (при этом оно тем больше, чем выше располагается орбита). На основании этого полеты ИСЗ называют космическими, хотя орбиты метеорологических спутников Земли проходят в основном на высотах 800–900 *км*, т.е. 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.

4.3. Вертикальное строение атмосферы

Рассмотрим строение атмосферы, зависящее от распределения температуры по высоте, более подробно. Нижний слой атмосферы, в котором температура в среднем убывает с высотой, называется *тропосферой*. В тропиках тропосфера простирается от земной поверхности до высоты 15–17 *км*, в умеренных широтах обоих полушарий — до высоты 10–12 *км* и над полюсами — до 8–9 *км*. Нижний слой атмосферы, прилегающий к земной поверхности, прогревается в основном от нее, поэтому в тропосфере температура воздуха с высотой, как правило, убывает. Как было отмечено выше в п. 4.2 среднее значение вертикального градиента температуры в тропосфере составляет около 0,65ºС/100 *м*. Однако атмосфера не является неподвижной, в ней происходят фазовые превращения воды, и она не однородная в аэрозольном отношении, поэтому в каждый фиксированный момент времени убывание температуры во всем слое может прерываться отдельными слоями, где температура остается постоянной (*изотермия*) или даже растет с высотой (*инверсия*). При этом значения вертикального градиента температуры (γ) могут изменяться в широких пределах — от положительных значений порядка десятков градусов на 100 *м* до таких же отрицательных значений. В тропосфере среднегодовая температура убывает с высотой от +26ºС в экваториальных широтах у земной поверхности до –80ºС на ее верхней границе, в умеренных широтах от +3 до –56ºС, а над Северным полюсом — от –23 до –60ºС зимой и –48ºС летом.

В тропосфере сосредоточено 4/5 всей массы атмосферного воздуха, содержится почти весь водяной пар атмосферы, возникают все основные виды облаков, а также циклоны и антициклоны, воздушные массы и фронты. В тропосфере часто развивается значительный вертикальный тепло- и влагообмен, обмен количеством движения.

Тропосферу принято делить на несколько слоев: 1) нижний, или пограничный слой атмосферы (от земной поверхности до высоты 1–1,5 *км*); 2) средний (от 1–1,5 до 6–8 *км*); 3) верхний (от 6–8 *км* до тропопаузы).

Верхняя граница тропосферы, т.е. тонкий переходный слой толщиной 1–2 *км*, где падение температуры с высотой сменяется ее постоянством (изотермией), называется *тропопаузой*. Вблизи тропопаузы формируются горизонтальные потоки воздуха в виде узких течений с очень большими скоростями (150–300 *км*/*ч*), получившие название струйных течений.

Выше тропопаузы и до высоты 50–55 *км* простирается *стратосфера*, характеризующаяся тем, что температура в ней в среднем растет с высотой. В нижних слоях стратосферы (от тропопаузы и до 25 *км*) температура постоянна ($\gamma = 0$) или медленно растет с высотой ($\gamma < 0$). Выше этого уровня температура возрастает. Повышение температуры с высотой объясняется поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации озоном, сосредоточенным в стратосфере. Среднее значение γ в слое 25–46 *км* составляет примерно –0,28ºС/100 *м*. За стратосферой следует *стратопауза* (46–54 *км*), которая разделяет стратосферу и мезосферу. Средняя температура стратопаузы, в которой $\gamma = 0$, близка к 0ºС, с возможными отклонениями ±20ºС.

В *мезосфере* — слое атмосферы, расположенном за стратопаузой, наблюдается понижение температуры с высотой при среднем значении $\gamma = 0{,}35$ºС/100 *м*. В переходном от мезосферы к термосфере слое — *мезопаузе* (на высоте 80–95 *км*) — температура воздуха изменяется от –85 до –90ºС.

Выше мезопаузы до высоты 450–500 *км* простирается *термосфера* — самый мощный слой атмосферы, температура в котором на высоте около 250–300 *км* может превышать 1500ºС. Высокая температура термосферы означает, что молекулы и атомы атмосферных газов движутся на этих высотах с очень большими скоростями. Однако плотность воздуха в термосфере так мала ($\rho \approx 2 \cdot 10^{-18}$ *кг*/*м*^{3}), что теплосодержание газов в ней ничтожно. Следовательно, любое тело, находящееся здесь (например, летящий спутник или ракета), не будет нагреваться путем теплообмена с воздухом. Температурный режим спутника или ракеты будет зависеть от непосредственного поглощения ими солнечной радиации и отдачи их собственных излучений в окружающее пространство.

Выше 500 *км* располагается внешняя атмосфера, называемая *экзосферой*, которая простирается до высот 2000–3000 *км*. Скорости движения частиц газов здесь очень велики и нередко достигают второй космической скорости (10,68 *км*/*с*). Вследствие чрезвычайной разреженности воздуха создается возможность такого свободного пробега частиц, при котором они могут покинуть атмосферу без столкновения с другими частицами, перейдя в космическое пространство. Таким образом в экзосфере происходит диссипация (ускользание) атмосферных газов, поэтому экзосферу называют также *сферой ускользания газов*. Ускользанию подвергаются преимущественно атомы водорода и гелия, которые являются господствующими газами в наиболее высоких слоях атмосферы.

В настоящее время наряду с изложенным выше классическим представлением о вертикальном строении атмосферы рассматривается и более обобщенное ее деление. Так, вся атмосфера делится на *нижнюю* атмосферу, состоящую из тропосферы и тропопаузы, *среднюю*, включающую в себя стратосферу, стратопаузу, мезосферу и мезопаузу, а также *верхнюю* атмосферу — выше мезопаузы.

4.4. Горизонтальная неоднородность атмосферы. Понятие о воздушных массах и фронтах

Анализ состояния атмосферы с помощью приземных и высотных карт погоды, а также данных вертикального зондирования свидетельствует о 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 величины. 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. Наиболее отчетливо это проявляется в тропосфере, так как этот атмосферный слой непосредственно участвует в теплообмене с подстилающей поверхностью.

Большие объемы воздуха, соизмеримые по площади 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 обусловливает изменение во времени метеорологических величин и погоды в целом.

Различают *теплые* (ТМ) и *холодные* (ХМ) воздушные массы. Теплой называется воздушная масса, температура которой на данном уровне выше температуры на том же уровне в соседней 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.

Географическое положение — широта места, распределение суши и водной поверхности, высота над уровнем моря, особенности орографии — определяют условия формирования характеристик атмосферы в конкретном районе, которые дают возможность по их комплексу выделять в атмосфере различные воздушные массы.

В зависимости от района формирования выделяют четыре основных типа воздушных масс: *массы арктического* (в Южном полушарии — *антарктического*), *умеренного* (*полярного*), *тропического* и *экваториального воздуха*. Каждый тип характеризуется своими значениями температуры у земной поверхности и на высотах, своими значениями влажности, дальности видимости и др. Свойства воздушных масс и прежде всего температура непрерывно меняются при их перемещении из одних районов в другие, т.е. происходит *трансформация воздушных масс*.

Каждый из основных типов воздушных масс делят, в свою очередь, на морской и континентальный воздух в зависимости от того, над какой поверхностью (водой или сушей) формировалась и длительное время перемещалась воздушная масса до прихода в интересующий нас район.

Фронтальные зоны в реальных условиях всегда представляют собой переходные зоны сравнительно малой толщины. На рисунке 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 на 10–15ºС).

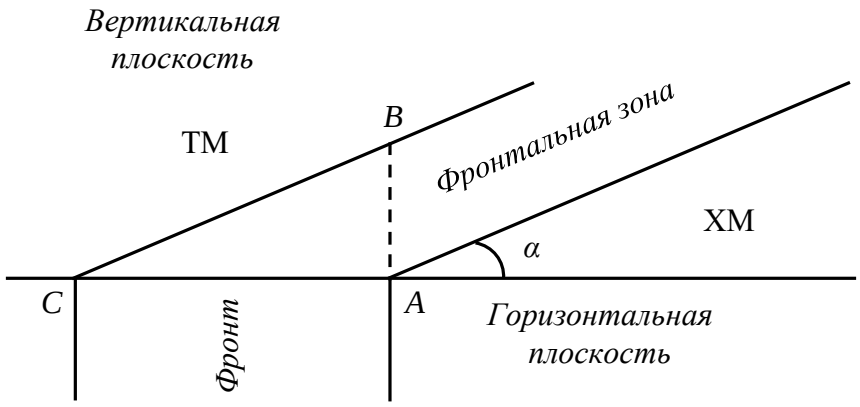


Схема фронтальной зоны

Толщина по вертикали (*AB* на рисунке) фронтальной зоны составляет несколько сотен метров (реже 1–2 *км*). Угол наклона фронтальной зоны α к горизонту, как правило, не превышает 0,5°. Холодная масса, плотность которой больше, всегда располагается под фронтальной зоной, а теплая — над ней.

Линия пересечения фронтальной поверхности с какой-либо другой горизонтальной поверхностью (в частности, с поверхностью уровня моря) носит название *атмосферного фронта*. Ширина фронта (линия *AC* на рисунке) составляет несколько десятков километров. Однако по сравнению с размерами воздушных масс ширина фронта мала, поэтому 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 рисунке слева направо). При прохождении теплого фронта черев пункт наблюдения происходит потепление: на смену ХМ приходит ТМ. *Холодные фронты* (ХФ), согласно определению, перемещаются в сторону ТМ (на рисунке справа налево).

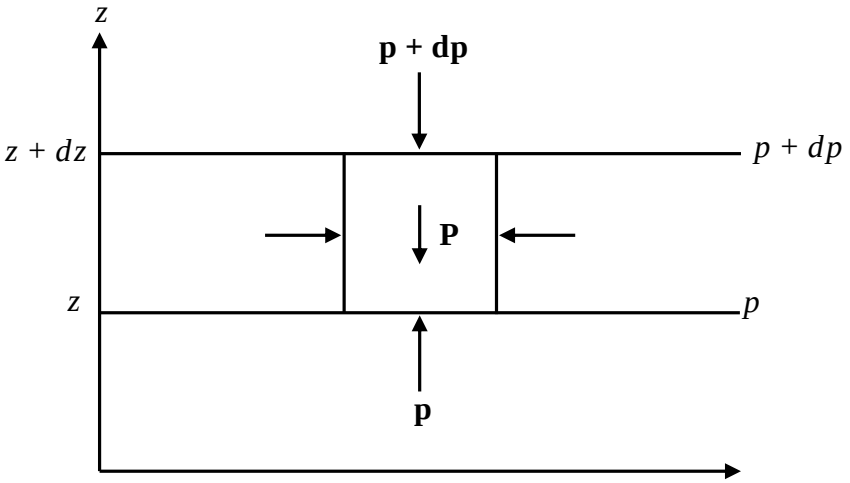
5. СТАТИКА АТМОСФЕРЫ

5.1. Уравнение статики атмосферы

Пусть атмосфера находится в состоянии покоя по отношению к земной поверхности. Такое состояние атмосферы называется *статическим.* При этом горизонтальная составляющая градиента давления G_2 обращается в нуль (в противном случае под влиянием этой силы воздух придет в движение), а изобарические поверхности совпадают с уровенными.

Выделим в атмосфере две изобарические поверхности, расположенные на высотах z и $z + dz$ (рисунок). 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. Сила давления — это вектор, направление которого совпадает с нормалью к поверхности (внутрь объема). Силы давления, действующие на боковые грани объема воздуха, взаимно уравновешиваются.



К выводу основного уравнения статики атмосферы

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

$$P = g\rho dz \tag{5.1}$$

и направленная сверху вниз (по вертикали).

Спроектируем все силы, действующие на выделенный объем воздуха, на положительное направление вертикали z. Сумма этих проекций равна

$$p-(p+dp)-P. \qquad (5.2)$$

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

$$p-(p+dp)-P=0\,. \qquad (5.3)$$

Подставив вместо P его выражение по соотношению (5.1), получим *уравнение статики атмосферы*, справедливое и для гидросферы:

$$-dp-g\rho dz=0, \text{ или } -dp=g\rho dz. \qquad (5.4)$$

Разделив левую и правую части (5.4) на dz, определим второй вид основного уравнения статики атмосферы:

$$-dp/dz=g\rho\,. \qquad (5.5)$$

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 (5.5) представляет собой силу тяжести, действующую на единичный объем воздуха, масса которого равна ρ. Таким образом, *уравнение статики физически выражает собой равновесие двух сил* — градиента давления и силы тяжести.

Из уравнения статики атмосферы можно сделать три важных вывода.

1. Если высота возрастает ($dz>0$), то в правой части (5.4) стоит произведение только положительных множителей: $g\rho dz>0$. Поэтому и левая часть (5.4) также больше нуля:

$$-dp>0, \text{ или } dp<0. \qquad (5.6)$$

Таким образом, увеличению высоты ($dz>0$) всегда соответствует отрицательное приращение давления ($dp<0$). Это означает, что в атмосфере **давление всегда убывает с увеличением высоты**. Вывод о том, что этот закон справедлив всегда, вытекает из того, что 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. Поскольку вес элементарного столба высотой dz равен $g\rho dz$, то вес всего столба

$$Q=\int_{z}^{z_a} g\rho dz. \qquad (5.7)$$

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 (негерметизированных) помещениях давление на каком-либо уровне практически не отличается, согласно закону Паскаля, от давления вне помещения на том же уровне.

3. Уравнение статики позволяет сделать выводы и относительно скорости убывания давления с высотой. Согласно (5.4), 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 означает, 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 $p = \text{const}$) в соответствии с уравнением состояния $\left(\rho = \dfrac{p}{R_c T}\right)$ $\rho_A < \rho_B$. 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: в холодной воздушной массе давление убывает с высотой быстрее, чем в более теплой.

Оценим значение вертикального градиента давления G_1. При нормальных условиях вблизи уровня моря $\rho = 1{,}29$ *кг/м*^{3}, $g = 9{,}81$ *м/с*^{2}. Подставив эти значения в (5.5), найдем

$$G_1 \approx 12{,}5\,гПа\,/100\,м.$$

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.

5.2. 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*. Для того чтобы давление уменьшилось на 1 *гПа*, необходимо подняться на высоту

$$h = dz/(-dp) = -dz/dp. \tag{5.8}$$

С учетом уравнения (5.5) эта формула принимает вид

$$h = 1/g\rho. \tag{5.9}$$

Формула (5.9) 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. Подставив в формулу (5.9) плотность ρ из уравнения состояния влажного воздуха, получим

$$h = \frac{R_c T_v}{g\,p}. \tag{5.10}$$

Если сравниваются барические ступени на одной и той же изобарической поверхности (p = const) в двух воздушных массах (теплой и холодной), то, согласно (5.10), 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.

Барическая ступень (*м/гПа*)

Давление, *гПа*	Температура, °С		
	–40	0	40
1000	6,7	8,0	9,3
500	13,4	16,0	18,6
100	67,2	80,0	92,8

Значения барической ступени при разной температуре и давлении приведены в таблице.

5.3. Барометрические формулы

Барометрическими формулами называются интегралы уравнения статики атмосферы, полученные при разных предположениях относительно изменения температуры и плотности воздуха с высотой. На основе барометрических формул решаются такие важные практические задачи, как: 1) расчет распределения давления и плотности по высоте, 2) определение высоты различных летательных аппаратов по измеренному давлению, 3) приведение давления к уровню моря.

Для получения интегральной формы уравнения статики проинтегрируем левую и правую части (5.4) в пределах от уровня моря (или земной поверхности), где $z = 0$, а давление p_0, до произвольной высоты z, где давление p. Имеем

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

откуда

$$p = p_0 - \int_0^z g\,\rho d\,z. \tag{5.11}$$

Другую интегральную форму уравнению статики можно придать, если воспользоваться уравнением состояния влажного воздуха. Подставив найденное отсюда значение ρ, перепишем (5.4) в виде

$$-\frac{d\,p}{p} = \frac{g\,d\,z}{R_c T_v}. \tag{5.12}$$

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

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{1}{R_c}\int_0^z \frac{g\,d\,z}{T_v}. \tag{5.13}$$

Интегральные формы (5.11) и (5.13) уравнения статики в дальнейшем широко используются для получения различных барометрических формул. Дело в том, что в общем случае температура, а вместе с ней и плотность воздуха являются довольно сложными функциями высоты, установить аналитический вид которых не всегда представляется возможным. Вычислить интегралы (5.11) и (5.13) возможно для отдельных частных случаев с заданным распределением температуры по высоте либо задавая стратификацию атмосферы послойно. Рассмотрим несколько частных примеров с различными предположениями относительно вида функций $T = T(z)$ и $\rho = \rho(z)$, с помощью которых описывается распределение температуры или плотности по высоте. Обычно рассматривают *однородную*, *изотермическую* и *политропную* атмосферу. Очевидно, что приведенные далее упрощения неприменимы ко всей атмосфере. Однако эти допущения имеют не только теоретический смысл, но и применимы на практике при послойном интегрировании, когда появляется возможность распределение температуры в отдельных слоях аппроксимировать указанными частными случаями. При этом обычно пренебрегают изменением g с высотой, принимая $g(z) = \text{const}$, что вполне оправданно до высот 80–100 *км*.

Однородная атмосфера. Атмосфера называется однородной, если плотность воздуха не изменяется с высотой, т.е. $\rho = \rho_0 = \text{const}$, где ρ_0 — плотность на

уровне моря или поверхности Земли. Тогда на основании (5.11) получаем барометрическую формулу однородной атмосферы

$$p = p_0 - g\rho_0 z\,. \tag{5.14}$$

Согласно этой формуле, давление в однородной атмосфере убывает с высотой по линейному закону.

В атмосфере формула (5.14) дает далекое от реальных значений распределение давления, но для гидросферы, плотность которой практически постоянна (плотность воды около 1 *г/см*^{3}), получают удовлетворительные результаты. Поэтому данную формулу можно назвать барометрической формулой гидросферы.

Поставим вопрос о высоте однородной атмосферы, т.е. такой высоте, на которой давление обращается в нуль ($p = 0$). Обозначим ее через H. Согласно (5.14), имеем

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

В соответствии с уравнением состояния ($p_0 = \rho_0 R_c T_0$) имеем

$$H = \frac{R_c T_0}{g}. \tag{5.15}$$

Откуда при $T = 0$°С высота однородной атмосферы составляет

$$H = \frac{287\dfrac{Дж}{кг\cdot К}\cdot 273К}{9{,}81\dfrac{м}{с^2}} = \frac{287\cdot 273\,кг\cdot м^2\cdot К\cdot с^2}{9{,}81\,с^2\cdot кг\cdot К\cdot м} \approx 8\,км.$$

Поскольку плотность в однородной атмосфере постоянна, а давление быстро убывает с высотой, температура ее, равная в соответствии с уравнением состояния $T = p / R_c\rho_0$, должна понижаться. Если взять производную по высоте от левой и правой части этого выражения с учетом уравнения статики, получим

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{R_c\rho_0}\frac{dp}{dz} = -\frac{g}{R_c} = -3{,}42°\text{C}/100\,м = -\gamma_{\text{А}},$$

где $\gamma_{\text{А}} = 3{,}42°\text{C}/100\,м$ — вертикальный градиент температуры в однородной атмосфере.

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

$$T = T_0 - \gamma_{\text{А}} z. \tag{5.16}$$

При этом скорость уменьшения температуры (градиент) значительно больше среднего значения γ в пределах тропосферы.

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.

Считая атмосферу сухой и пренебрегая зависимостью ускорения свободного падения от высоты, на основании (5.13) получаем барометрическую формулу изотермической атмосферы

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{g\,z}{R_c T_0} \quad \text{или} \quad p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{g\,z}{R_c T_0}\right). \tag{5.17}$$

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

Изотермическая атмосфера не имеет верхней границы, так как для экспоненциальной зависимости (5.17) $p \to 0$ при $z \to \infty$.

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

$$T = T_0 - \gamma\, z. \tag{5.18}$$

Считая атмосферу сухой и подставляя T в соответствии с (5.18) в формулу (5.13), получаем

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

Выполнив интегрирование (в предположении g = const), приходим к барометрической формуле политропной атмосферы:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T_0 - \gamma\, z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_c\gamma}} = \left(1 - \frac{\gamma\, z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_c\gamma}}.$$

Высота, на которой давление равно p,

$$z = \frac{T_0}{\gamma}\left(1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R_c\gamma}{g}}\right).$$

При $p = 0$, находим верхнюю границу политропной атмосферы

$$z = \frac{T_0}{\gamma}. \tag{5.19}$$

При γ = 0,6/100 *м* и T_0 = 273*К*, z = 45,5 *км*. При $\gamma \to 0$, $z \to \infty$, т.е. в этом случае политропная атмосфера приближается к изотермической.

Из сравнения (5.16) и (5.18) следует, что однородная атмосфера является частным случаем политропной.

5.4. Геопотенциал. Абсолютная и относительная высота изобарических поверхностей

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^* имеет вид

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

где z — высота точки над уровнем моря.

Геопотенциал измеряется в $м^2/с^2$. Геопотенциальная высота Φ представляет собой отношение геопотенциала Φ^* к нормальному (стандартному) ускорению свободного падения g = 9,81 $м/с^2$, т.е.

$$\Phi = \frac{\Phi^*}{g_0} = \frac{1}{g_0}\int_0^z g\,dz,$$

или

$$d\Phi = \frac{g}{g_0}\,dz.$$

Откуда

$$dz = \frac{g_0}{g}\,d\Phi. \qquad (5.20)$$

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 (5.13) ввести среднюю барометрическую температуру, то с учетом (5.20) она примет вид

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{g_0\Phi}{R_c\overline{T}_v}\right). \qquad (5.21)$$

Абсолютной высотой изобарической поверхности (с давлением p) называется ее геопотенциальная высота Φ_p над уровнем моря. Из формулы (5.21) следует, что

$$\Phi_p = \frac{R_c}{g_0}\overline{T}_v \ln\frac{p_0}{p}.$$

Подставляя в последнее выражение R_c и g_0, а также учитывая связь между натуральным и десятичным логарифмом, окончательно получаем следующее выражение:

$$\Phi_p = \frac{R_c}{g_0}\overline{T}_v \ln\frac{p_0}{p} = 67,4\overline{T}_v \lg\frac{p_0}{p}. \qquad (5.22)$$

Согласно формуле (5.22), Φ_p (при p = const) зависит от давления на уровне моря p_0 и средней температуры 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 уровенными поверхностями). Поскольку изобарическая поверхность над циклонами имеет вогнутую (по отношению к земной поверхности) форму, а над антициклонами — выпуклую, то циклоны и антициклоны на картах АТ представляют собой области с 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

$$\Phi_{p_1}^{p_2} = 67,4\overline{T}_v \lg\frac{p_1}{p_2}. \qquad (5.23)$$

Из этой формулы следует, что $\Phi_{p_1}^{p_2}$ зависит только от температуры столба воздуха, заключенного между изобарическими поверхностями, поэтому 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.

6. ТЕРМОДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ

6.1. 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, который заключается в том, что 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 воздух.

Рассмотрим изменение параметров состояния воздушной частицы под влиянием притока тепла. Обозначим через p, ρ, V, T параметры состояния воздушной частицы, через $\overline{p}, \overline{\rho}, \overline{V}, \overline{T}$ — параметры состояния окружающего частицу воздуха (атмосферы).

В общем случае $\rho \neq \overline{\rho}, V \neq \overline{V}, T \neq \overline{T}$, но при этом $p = \overline{p}$, т.е. давление внутри частицы равно давлению в окружающем ее воздухе, поэтому практически всегда атмосферные процессы можно считать квазистатическими.

Квазистатическим называется процесс, при протекании которого параметры рассматриваемой системы на каждом шаге достаточно мало отличаются от параметров окружающей среды. Такие процессы реализуются в тех случаях, когда скорость перехода из одного состояния в другое меньше скорости выравнивания термодинамических характеристик (в дальнейшем будем иметь в виду температуру и давление). Поскольку давление выравнивается со скоростью звука, то в отношении давления естественные атмосферные процессы можно считать квазистатическими (механическая квазистатичность). Температура же выравнивается значительно медленнее давления, поэтому очень часто температура воздушной массы заметно отличается от температуры окружающей среды, т.е. термическая квазистатичность отсутствует.

Сообщим воздушной частице некоторое количество тепла dQ. При этом внутренняя энергия воздушной частицы увеличится на dU, а расширяясь, частица совершит некоторую работу против внешних сил давления dW. Тогда в соответствии с первым началом термодинамики

$$dQ = dU + dW .$$

Определим отдельно dU и dW. Сухой и влажный ненасыщенный воздух можно рассматривать как идеальный газ, поэтому

$$dU = c_v dT\,,$$

где c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Работу расширения можно представить в виде

$$dW = p\,dV,$$

где dV — приращение объема.

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

$$dQ = c_v dT + pdV\,. \qquad (6.1)$$

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

$$pV = R_c T, \qquad (6.2)$$

из которого следует

$$p\,dV + Vd\,p = R_c\,dT, \quad p\,dV = R_c\,dT - Vd\,p\,.$$

Подставив $p\,dV$ в уравнение (6.1), получим

$$dQ = (c_v + R_c)\,dT - Vd\,p\,. \qquad (6.3)$$

Рассмотрим изобарический процесс. Так как в этом случае p = const, а $d\,p = 0$, то уравнение (6.3) принимает вид

$$dQ = (c_v + R_c)\,dT.$$

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

$$c_v + R_c = c_p. \qquad (6.4)$$

Для сухого воздуха

$$c_v = 718\,Дж/(кг \cdot К),\, c_p = 1005\,Дж/(кг \cdot К),\, R_c = 287\,Дж/(кг \cdot К),\, c_p/c_v = 1{,}40.$$

Подставляя в (6.3) соотношение (6.4) и учитывая (6.2), получим уравнение первого начала термодинамики в виде, наиболее часто используемом в метеорологии:

$$dQ = c_p dT - R_c\,T\frac{d\,p}{p}. \qquad (6.5)$$

6.2. Адиабатический процесс

Термодинамический процесс называется адиабатическим, если он протекает без теплообмена частицы с окружающей средой. При адиабатическом процессе $dQ = 0$. Для такого процесса уравнения (6.1) и (6.5) принимают следующий вид:

$$pdV = -c_v dT, \tag{6.6}$$

$$c_p dT = R_c T \frac{dp}{p}. \tag{6.7}$$

Уравнение (6.6) 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 ($dV > 0$), внутренняя энергия частицы уменьшается ($dT < 0$), и, наоборот, при сжатии воздушной частицы ($dV < 0$) ее внутренняя энергия возрастает ($dT > 0$).

При подъеме воздушной частицы объем ее увеличивается ($dV > 0$), а давление падает ($dp < 0$). Из уравнений (6.6) и (6.7) следует, что в случае адиабатического подъема температура воздушной частицы всегда понижается ($dT < 0$).

Запишем уравнение первого начала термодинамики в интегральной форме. Для этого проинтегрируем уравнение (6.7), разделив предварительно переменные:

$$\int_{T_0}^{T} \frac{dT}{T} = \int_{p_0}^{p} \frac{R_c}{c_p} \frac{dp}{p},$$

где p_0, T_0 — значения параметров системы в начальном состоянии, а p, T — их значения в конечном состоянии.

Отсюда последовательно получаем

$$\ln \frac{T}{T_0} = \frac{R_c}{c_p} \ln \frac{p}{p_0}; \ \ln \frac{T}{T_0} - \ln \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p}} = 0; \ \ln \frac{\frac{T}{T_0}}{\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}} = 0,$$

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \tag{6.8}$$

Выражение (6.8) представляет собой уравнение Пуассона, или уравнение сухой адиабаты.

6.3. Сухоадиабатический градиент

Исследуем вопрос об изменении температуры в адиабатически поднимающейся частице сухого воздуха. Для адиабатического процесса имеем

$$c_p dT = R_c T \frac{dp}{p}. \tag{6.9}$$

Рассмотрим уравнение статики атмосферы

$$d\bar{p} = -g\bar{\rho}\,dz,$$

в которое подставим выражение для $\bar{\rho}$ из уравнения состояния. Тогда получим

$$\frac{d\bar{p}}{\bar{p}} = -\frac{g\,dz}{R_c\bar{T}}. \qquad (6.10)$$

С учетом того, что $\frac{d\bar{p}}{\bar{p}} = \frac{dp}{p}$, выражение (6.10) подставим в уравнение (6.9). Тогда

$$c_p dT = -\frac{gTdz}{\bar{T}}.$$

Разделив слагаемые на $c_p dz$, получим

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p}\frac{T}{\bar{T}}. \qquad (6.11)$$

Полученная формула определяет изменение температуры воздушной частицы, отнесенное к единице высоты, при адиабатическом процессе.

При этом здесь и в дальнейшем будем считать $T/\bar{T} \approx 1$, так как в реальной атмосфере различие температуры воздушной частицы и окружающей среды невелико (разность $T - \bar{T}$ не превышает 5–10°С).

В этом случае из (6.11) следует

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = -\gamma_a.$$

Подставляя значения g и c_p, получаем

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p} = 0{,}98°C/100\,м \approx 1°C/100\,м, \qquad (6.12)$$

где γ_a — сухоадиабатический градиент.

Таким образом, приближенно можно считать, что температура адиабатически поднимающейся сухой воздушной частицы понижается примерно на 1°С при подъеме на каждые 100 *м* высоты.

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

Наряду с адиабатическими процессами, рассматриваются более общие, политропические.

Политропическим называется такой процесс, при котором приток тепла к

воздушной частице прямо пропорционален изменению температуры:

$$dQ = cdT, \tag{6.13}$$

где c — политропическая теплоемкость.

Для простейших процессов величина c принимает следующие значения: $c = c_v$, $dQ = c_v dT$ ($dV = 0$, ***изохорический процесс***), $c = c_p$, $dQ = c_p dT$ ($dp = 0$, ***изобарический процесс***), $c = \pm\infty$ ($dT = 0$, ***изотермический процесс***), $c = 0$ ($dQ = 0$, ***адиабатический процесс***).

6.4. Потенциальная температура

Потенциальной температурой называется температура Θ, которую примет воздушная частица, если ее опустить или поднять сухоадиабатически с исходного уровня до уровня, где давление равно 1000 *гПа*.

Рассмотрим два состояния воздушной частицы: начальное (T, p) и конечное (Θ, 1000 *гПа*). Поскольку процесс адиабатический, то в соответствии с уравнением Пуассона получим

$$\frac{\Theta}{T} = \left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{R_c}{c_p}},$$

или

$$\Theta = T\left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \tag{6.14}$$

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 (6.14), получаем

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R_c}{c_p}\frac{dp}{p}. \tag{6.15}$$

Согласно уравнению (6.9), правая часть (6.15) при адиабатическом процессе равна нулю. Таким образом, при адиабатическом движении воздушной частицы

$$d\Theta/\Theta = 0, d\Theta = 0, \Theta = const. \tag{6.16}$$

Следовательно, если воздушная масса перемещается без теплообмена с окружающей средой (адиабатически), то ее потенциальная температура остается постоянной (в то время как T изменяется). Если же в процессе движения воздушной массы ее потенциальная температура изменилась, то это означает, что имел место приток или отток тепла. Сравнение уравнений (6.15) и (6.5) показывает,

что приток тепла к воздушной частице связан с изменением ее потенциальной температуры уравнением

$$dQ = c_p T \frac{d\Theta}{\Theta}. \tag{6.17}$$

Потенциальная температура обладает еще одним примечательным свойством. Если воспользоваться уравнением статики, то на основании выполнения квазистатического условия $(dp = d\bar{p} = -\bar{\rho} g dz = -\frac{\bar{p} g}{R_c \bar{T}} dz)$ уравнению (6.15) можно придать следующий вид:

$$c_p T \frac{d\Theta}{\Theta} = c_p dT + \frac{gT}{\bar{T}} dz,$$

или

$$c_p T \frac{d\Theta}{\Theta} = c_p dT + g dz - \frac{g(\bar{T} - T)}{\bar{T}} dz. \tag{6.18}$$

Введем следующие обозначения:

$$c_p dT = d\text{Э}, \; g dz = d\Phi^*, \; \frac{g(\bar{T} - T)}{\bar{T}} dz = dE.$$

Здесь $\text{Э} = c_p T + const$ — теплосодержание, или энтальпия; $\Phi^* = gz + const$ — потенциальная энергия (геопотенциал); E — энергия неустойчивости, физический смысл которой поясняется дальше. С учетом введенных обозначений уравнение (6.18) принимает вид

$$c_p T \frac{d\Theta}{\Theta} = d\text{Э} + d\Phi^* + dE, \text{ или } c_p T \frac{d\Theta}{\Theta} = d\Pi, \tag{6.19}$$

где $\Pi = \text{Э} + \Phi^* + E$ — полная энергия частицы единичной массы.

Отсюда видно, что так как при адиабатическом перемещении воздушной массы $d\Theta/\Theta = 0$, то и $d\Pi = 0$, а $\Pi = const$, т.е. запас ее полной энергии остается неизменным.

6.5. Условия статической устойчивости атмосферы

В неподвижной атмосфере могут возникать вертикальные перемещения отдельных воздушных масс, обусловленные флуктуациями термодинамических величин, вызывающих вертикальные ускорения. Вопрос о том, будут ли развиваться указанные движения в атмосфере, является очень важным для метеорологии, так как ими определяется вертикальный перенос различных субстанций, образование и развитие конвективных облаков и выпадение осадков.

Распределение температуры по высоте принято называть *стратификацией*

атмосферы.

В зависимости от того, способствует или препятствует окружающая среда развитию таких вертикальных движений, различают три типа состояния устойчивости (или стратификации) атмосферы: неустойчивое, равновесное и устойчивое.

Неустойчивым называется состояние атмосферы, при котором вертикально смещающаяся частица воздуха получает ускорение, совпадающее с направлением движения.

Устойчивым называется состояние атмосферы, когда при движении частицы возникает отрицательное ускорение.

Равновесным называется состояние атмосферы, когда вертикальные смещения происходят без ускорения.

Из определения типов стратификации атмосферы ясно, что неустойчивая стратификация способствует развитию вертикальных движений, а устойчивая — наоборот, их затуханию.

Под влиянием ***силы плавучести***, которая представляет собой разность между выталкивающей силой Архимеда и собственным весом воздушной частицы, последняя получает ускорение

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g\frac{\overline{\rho} - \rho}{\rho}. \tag{6.20}$$

С учетом уравнения состояния газов ($p = \rho R_c T$) получим

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g\frac{T - \overline{T}}{\overline{T}} = \beta(T - \overline{T}), \tag{6.21}$$

где $\beta = g / \overline{T}$ — параметр плавучести.

Из соотношения (6.21) следует, что стратификация атмосферы может быть:

$$\text{неустойчивой, если } T > \overline{T},\ \frac{d^2 z}{dt^2} > 0; \tag{6.22}$$

$$\text{равновесной, если } T = \overline{T},\ \frac{d^2 z}{dt^2} = 0; \tag{6.23}$$

$$\text{устойчивой, если } T < \overline{T},\ \frac{d^2 z}{dt^2} < 0. \tag{6.24}$$

При исследовании стратификации атмосферы целесообразно предположить, что на исходном уровне, с которого частица начинает свое движение, ее температура совпадает с температурой окружающей среды. Поэтому соотноше-

ние между T и $\overline{T}$ на некотором уровне в свободной атмосфере зависит от значения соответствующих температурных градиентов. Предположим, что температура убывает с высотой по линейному закону, тогда запишем

$$T = T_0 + \frac{dT}{dz}\Delta z\,, \tag{6.25}$$

$$\overline{T} = \overline{T}_0 + \frac{d\overline{T}}{dz}\Delta z\,. \tag{6.26}$$

Подставив (6.25) и (6.26) в (6.21), при условии $T_0 = \overline{T}_0$, получим

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \beta\left(\frac{dT}{dz} - \frac{d\overline{T}}{dz}\right)\Delta z\,. \tag{6.27}$$

Из этого соотношения следует, что стратификация атмосферы может быть:

неустойчивой, если $\dfrac{dT}{dz} > \dfrac{d\overline{T}}{dz}$, (6.28)

равновесной, если $\dfrac{dT}{dz} = \dfrac{d\overline{T}}{dz}$, (6.29)

устойчивой, если $\dfrac{dT}{dz} < \dfrac{d\overline{T}}{dz}$. (6.30)

В том случае, когда воздушная масса перемещается адиабатически, критерии устойчивости записываются так:

$\gamma_a < \gamma$ (неустойчивость), (6.31)

$\gamma_a = \gamma$ (равновесие), (6.32)

$\gamma_a > \gamma$ (устойчивость). (6.33)

Здесь $\gamma = -\dfrac{d\overline{T}}{dz}$.

6.6. Энергия неустойчивости

Рассмотренные критерии устойчивости, основанные на сравнении вертикальных градиентов температуры перемещающейся воздушной массы и окружающей среды, в ряде случаев оказываются неудобными для оценки интенсивности таких вертикальных движений. Это связано с тем, что указанные критерии характеризуют состояние атмосферы в тонком слое (кроме тех случаев, когда

градиенты температуры постоянны), в то время как конвективные движения могут развиваться в слоях значительной протяженности. В общем случае трудно использовать значение изменчивого по высоте вертикального температурного градиента как характеристику устойчивости большого слоя.

В связи с этим для описания запасов энергии конвекции в стратифицированной атмосфере введена интегральная характеристика состояния устойчивости атмосферы — энергия неустойчивости, которая широко используется при решении различных метеорологических задач.

Энергией неустойчивости некоторого слоя атмосферы называется отнесенная к единице массы работа, которая совершается под влиянием силы плавучести.

Получим формулу для расчета энергии неустойчивости *E*. Работа, совершаемая при перемещении единицы массы воздуха на высоту dz, равна $\frac{d^2z}{dt^2}dz$.

Если ускорение обусловлено только силой плавучести, то, по определению, эта работа равна приращению *E*. С учетом (6.21) получим

$$dE = \frac{d^2z}{dt^2}dz = \beta(T - \overline{T})\,dz. \tag{6.34}$$

Найдем dz через уравнение статики

$$dz = -\frac{dp}{\overline{\rho}g} = -\frac{R\overline{T}}{pg}dp. \tag{6.35}$$

Тогда

$$dE = -R(T - \overline{T})\,d\ln p. \tag{6.36}$$

На основании (6.36) энергия неустойчивости некоторого слоя атмосферы от p_0 до p определяется соотношением

$$E = R\int_{p_0}^{p}(\overline{T} - T)\,d\ln p. \tag{6.37}$$

Если при подъеме ($d\ln p < 0$) $\overline{T} > T$ (устойчивая стратификация), то $E < 0$, при $\overline{T} < T$ (неустойчивая стратификация) $E > 0$, в случае $\overline{T} = T$ (равновесная стратификация) $E = 0$. Таким образом, энергия неустойчивости зависит от разности температуры частицы и окружающей среды на всем пути от p_0 до p.

Из (6.37) следует, что в системе координат ($T, \ln p$) энергия неустойчивости пропорциональна площади, заключенной между двумя изобарами ($p_0 = const$ и

$p_1 = const$) и кривыми, характеризующими изменение с высотой температуры окружающей среды $\overline{T}$ (кривая стратификации) и температуры воздушной массы) T (кривая состояния).

6.7. Зависимость давления насыщенного водяного пара от температуры (уравнение Клаузиуса – Клапейрона)

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.

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 насыщенного пара: $e < E$. Если количество возвращающихся молекул больше количества вылетающих, то имеет место процесс конденсации, или сублимации надо льдом, при этом $e > E$.

Рассмотрим состояние равновесия (насыщения) между водой (льдом) и водяным паром. Будем считать, что все изменения (переходы) происходят сравнительно 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 физической метеорологии, кратко остановимся на его выводе.

Рассмотрим термодинамический процесс перехода из фазового состояния 1 в фазовое состояние 2. При этом могут быть следующие переходы:

вода ↔ водяной пар, лед ↔ водяной пар, вода ↔ лед.

При фазовых переходах справедливо уравнение первого начала термодинамики (уравнение сохранения энергии)

$$dQ = dU + e\,dV, \tag{6.38}$$

где $e\,dV$ — 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*

$$\Phi = U + eV - T\varphi, \tag{6.39}$$

где φ — энтропия.

Из определения энтропии следует, что при обратимых процессах

$$d\varphi = dQ/T, \text{ или } dQ = Td\varphi. \tag{6.40}$$

На основании (6.40) уравнение (6.38) можно переписать в следующем виде:

$$Td\varphi = dU + e\,dV, \text{ или } dU + e\,dV - Td\varphi = 0. \tag{6.41}$$

Поскольку переход из одной фазы в другую происходит при постоянной температуре и давлении водяного пара, то, проинтегрировав последнее уравнение, получим

$$\int_1^2 dQ = T(\varphi_2 - \varphi_1) = (U_2 - U_1) + E(V_2 - V_1), \tag{6.42}$$

где индекс 1 относится к первой фазе, а 2 — ко второй.

Из уравнения (6.42) 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.

$$\Phi_2 = \Phi_1. \tag{6.43}$$

Помимо процесса изменения фазы при температуре T, которой соответствует давление насыщенного пара E, рассмотрим переход из одного фазового состояния в другое при температуре $T + dT$. Соответствующие этой температуре термодинамический потенциал и давление насыщенного пара обозначим через $\Phi + d\Phi$ и $E + dE$. Поскольку термодинамический потенциал при фазовых переходах сохраняет свое значение, то

$$\Phi_1 + d\Phi_1 = \Phi_2 + d\Phi_2. \tag{6.44}$$

С учетом (6.43) это равенство принимает вид

$$d\Phi_1 = d\Phi_2. \tag{6.45}$$

Из (6.39) следует, что дифференциал термодинамического потенциала равен

$$d\Phi = dU + EdV - Td\varphi + VdE - \varphi dT. \tag{6.46}$$

Согласно уравнению (6.41), сумма первых трех слагаемых в правой части (6.46) равна нулю. Поэтому для состояния насыщения

$$d\Phi = VdE - \varphi dT. \tag{6.47}$$

На основании (6.45) и (6.47) получаем

$$V_1 dE - \varphi_1 dT = V_2 dE - \varphi_2 dT.$$

Отсюда

$$\frac{dE}{dT} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{V_2 - V_1}. \tag{6.48}$$

Однако, согласно (6.40), при изотермическом процессе

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T}\int_1^2 dQ = \frac{L_{1,2}}{T}, \qquad (6.49)$$

где $L_{1,2}$ — удельная теплота перехода из состояния 1 в состояние 2.

С учетом (6.49) уравнение (6.48) принимает вид

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L_{1,2}}{T(V_2 - V_1)}. \qquad (6.50)$$

Это уравнение носит название *уравнения Клаузиуса – Клапейрона*.

В случае перехода вода ↔ водяной пар ($L_{1,2} = L, V_1 << V_2$), получим

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L}{TV_2}.$$

С учетом уравнения состояния водяного пара ($EV_2 = R_n T$ и $V_2 = \frac{R_n T}{E}$) получим

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2},$$

или окончательно

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_n}\frac{dT}{T^2}. \qquad (6.51)$$

Удельная теплота парообразования (или конденсации) зависит от температуры. Согласно опытным данным, эта зависимость представляется в следующем виде:

$$L = L_0 - 2{,}72t, \qquad (6.52)$$

где L_0 = 2500 *кДж/кг*; t — температура, °С.

В случае сублимации, т.е. при непосредственном переходе водяного пара в лед, удельная теплота сублимации L_c практически не зависит от температуры и равна 2835 *кДж/кг*.

При наблюдаемой в атмосфере температуре воздуха относительное отклонение L от L_0 не превышает 5%. Поэтому в первом приближении можно считать $L = L_0 = const$. В этом случае интеграл уравнения (6.51) имеет вид

$$\lg\frac{E}{E_0} = \frac{L_0}{R_n}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right), \qquad (6.53)$$

где E_0 — давление насыщенного пара при температуре T_0.

Так как

$$\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)=\frac{T-T_0}{T_0T}=\frac{t}{T_0(273+t)},$$

то

$$\lg\frac{E}{E_0}=\frac{L_0}{R_nT_0}\frac{t}{(273+t)}$$

или

$$E=E_0\cdot e^{\frac{L_0}{R_nT_0}\frac{t}{(273+t)}}, \qquad (6.55)$$

а в десятичных логарифмах

$$E=E_0\cdot 10^{\frac{0,43L_0}{R_nT_0}\frac{t}{(273+t)}}. \qquad (6.55)$$

Полагая в этой формуле T_0 = 273*К*, E_0 = 6,1078 *гПа*, R_n = 461,5 *кДж*/(*кг·К*), L_0 = 2500 *кДж*/*кг*, находим

$$E=E_0\cdot 10^{\frac{8,62t}{273+t}}. \qquad (6.56)$$

Если учесть зависимость L от температуры по соотношению (6.52), то формула для давления насыщенного пара примет следующий вид:

$$\lg E=26,25102-\frac{3049,50}{T}-5,86970\lg T, \qquad (6.57)$$

где E — в *гПа*.

Значения давления насыщения, рассчитанные по формулам (6.56) и (6.57) и определенные экспериментально, приведены в табл. 6.1. Формула (6.57), как и следовало ожидать, дает значения, более близкие к экспериментальным данным, чем формула (6.56).

Таблица 6.1

Давление насыщенного водяного пара (*гПа*)

Способ определения	*T*, °C						
	–30	–20	–10	0	10	20	30
По (6.56)	0,528	1,274	2,874	6,108	12,306	23,585	43,494
По (6.57)	0,507	1,252	2,862	6,108	12,260	23,303	42,174
Эксперимент	0,509	1,254	2,863	6,108	12,272	23,373	42,430

Путем замены L на L_c можно получить аналогичные формулы и для давления насыщенного пара надо льдом $E_л$:

$$\lg\frac{E_л}{E_0}=\frac{L_c}{R_n}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right), \qquad (6.58)$$

или

$$E_л = E_0 \cdot 10^{\frac{9,764t}{273+t}}. \qquad (6.59)$$

На практике обычно пользуются экспериментальными значениями E. На основе их получены также эмпирические формулы для давления насыщенного пара. Одну из таких формул предложил немецкий физик и химик Генрих Густав Магнус (1802–1870):

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{at}{b+t}}, \qquad (6.60)$$

где постоянные a и b несколько отличаются от теоретических: их значения для воды составляют соответственно 7,63 и 241,9, для льда — 9,5 и 265,5.

Кроме того, известна следующая формула, принятая ВМО в 2008 г.:

$$E = 6{,}112 \cdot e^{\frac{at}{b+t}}, \qquad (6.61)$$

где постоянные a и b также несколько отличаются от теоретических: их значения для воды составляют соответственно 17,62 и 243,12, для льда — 22,46 и 272,62.

Полные таблицы E и $E_л$ (через интервалы температуры 0,1°С) помещены в «Психрометрических таблицах» (1980).

6.8. 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.

Запишем уравнение первого начала термодинамики для (1 – q) граммов сухого воздуха и q граммов водяного пара:

$$dQ = [(1-q)c_{pc} + qc_{pn}]dT - RT\frac{dp}{p}, \qquad (6.62)$$

где c_{pc} и c_{pn} — удельные теплоемкости сухого воздуха и водяного пара при постоянном давлении; $R = R_c(1-q) + R_n q$ — удельная газовая постоянная влажного воздуха.

При адиабатическом подъеме ($dQ = 0$) влажного ненасыщенного воздуха изменение температуры, отнесенное к единице высоты, согласно (6.62) с учетом уравнения статики равно

$$-\frac{dT}{dz} = -\frac{1}{[(1-q)c_{pc} + qc_{pn}]}\frac{RT}{p}\frac{dp}{dz} = \frac{1}{[(1-q)c_{pc} + qc_{pn}]}\frac{RT\bar{\rho}g}{p} =$$

$$= \frac{g}{[(1-q)c_{pc} + qc_{pn}]} \frac{R}{\overline{R}} \frac{T}{\overline{T}} \frac{\overline{p}}{p},$$

или

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{(1-q)c_{pc} + qc_{pn}} \frac{R}{\overline{R}} \frac{T}{\overline{T}}, \tag{6.63}$$

так как $\overline{p} = p$.

Здесь $\overline{R}$ — удельная газовая постоянная окружающего частицу воздуха. Отметим также, что получение соотношения (6.63) стало возможным на основании выполнения квазистатического условия, т.е. $\frac{dp}{dz} = \frac{d\overline{p}}{dz} = -\overline{\rho} g = -\frac{\overline{p} g}{\overline{R}\,\overline{T}}$.

Доля пара q в реальных условиях не превышает 0,03–0,04, что означает, что R и $\overline{R}$ близки к удельной газовой постоянной сухого воздуха $R \approx \overline{R} \approx R_c$, а $(1-q)c_{pc} + qc_{pn} \approx c_{pc} \approx c_p$. Примем также $T/\overline{T} \approx 1$. С учетом этого формула (6.63) примет следующий вид:

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} = \gamma_a \approx 1°\text{C}/100\,м. \tag{6.64}$$

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.

6.9. Влажноадиабатические процессы. Уровень конденсации

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°С на 100 *м*), доля пара сохраняется постоянной (q = const), поскольку не происходит конденсации водяного пара. Относительная же влажность адиабатически поднимающейся частицы возрастает с увеличением высоты. 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 и температура воздушной массы становится равной температуре точки росы τ, называется ***уровнем конденсации*** и обозначается $z = h_к$.

Получим формулу для расчета высоты уровня конденсации. Согласно определению уровня конденсации имеем

$$T(z)\big|_{z=h_к} = \tau(z)\big|_{z=h_к}. \tag{6.65}$$

Если ввести средние в слое $0 - h_к$ градиенты температуры $\left(\overline{\frac{dT}{dz}}\right)$ и точки росы $\left(\overline{\frac{d\tau}{dz}}\right)$, то можно получить приближенное соотношение для определения $h_к$, записав

$$T(h_к) = T_0 + \left(\overline{\frac{dT}{dz}}\right) h_к, \tag{6.66}$$

$$\tau(h_к) = \tau_0 + \left(\overline{\frac{d\tau}{dz}}\right) h_к, \tag{6.67}$$

где T_0 и τ_0 — температура воздуха и точки росы на начальном уровне. Подставив (6.66) и (6.67) в (6.65), получим

$$h_к = \frac{T_0 - \tau_0}{\left(\overline{\frac{d\tau}{dz}}\right) - \left(\overline{\frac{dT}{dz}}\right)}. \tag{6.68}$$

Разность $T - \tau$ называется дефицитом температуры точки росы. Из формулы (6.68) следует, что уровень конденсации зависит от начального дефицита температуры точки росы и от средних в слое градиентов температуры и точки росы.

При практическом использовании формулы (6.68) возникают трудности, связанные с тем, что градиенты температуры не измеряются на метеорологических станциях. В то же время определение уровня конденсации представляет значительный интерес, поскольку этот уровень близок к нижней границе внутримассовых конвективных облаков. Поэтому важно получить соотношение для вычисления уровня конденсации по данным стандартных метеорологических наблюдений. С этой целью выполним приближенную оценку среднего градиента температуры точки росы. Уравнение Клаузиуса – Клапейрона, записанное в виде

$$\frac{dT}{dE} = \frac{T\left(V_2 - V_1\right)}{L}, \tag{6.69}$$

определяет изменение температуры перехода из одной фазы в другую при изменении давления. Здесь V_1 — объем жидкости, а V_2 — объем водяного пара.

Применяя (6.69) к описанию изменения температуры точки росы $\frac{d\tau}{de}$, пренебрежем объемом жидкости по сравнению с объемом водяного пара ($V_2 >> V_1$) и используем уравнение состояния идеальных газов $V_2 = \frac{R_n \tau}{e}$. Тогда уравнение (6.69) запишем следующим образом:

$$\frac{d\tau}{de} = \frac{\tau R_n T}{Le}. \tag{6.70}$$

В связи с тем, что до уровня конденсации доля пара сохраняется постоянной (q = const), из формул, связывающих массовую долю водяного пара и отношение смеси с парциальным давлением водяного пара и давлением влажного воздуха, следует, что ниже уровня конденсации

$$\frac{e}{p} = \frac{e_0}{p_0} = const. \tag{6.71}$$

Взяв логарифмическую производную и используя уравнение статики (квазистатическое приближение), из (6.71) находим

$$\frac{1}{e}\frac{de}{dz} = \frac{1}{p}\frac{dp}{dz} = -\frac{g}{RT}. \tag{6.72}$$

Из (6.70) с учетом формулы (6.72) находим

$$\frac{d\tau}{dz} = \frac{\tau R_n T}{L}\frac{1}{e}\frac{de}{dz} = -\frac{g R_n \tau}{RL}. \tag{6.73}$$

Для получения приближенной оценки примем L = 2500 *кДж/кг*, τ = 270 *К*. Тогда

$$\overline{\frac{d\tau}{dz}} \approx -0{,}17\,K/100м. \tag{6.74}$$

Подставив (6.74) и $\overline{\frac{dT}{dz}} = -\gamma_a$ (считаем процесс адиабатическим) в (6.68), получим следующее соотношение для приближенной оценки уровня конденсации:

$$h_к \approx 122\,(T_0 - \tau_0), \tag{6.75}$$

где $h_к$ — в метрах.

Попытки применить формулу (6.75) для определения высоты нижней границы облаков $h_{н.г.}$ показали, что $h_{н.г.} > h_к$. Отклонения $h_{н.г.}$ от $h_к$ в основном связаны с процессом вовлечения и с тем, что термики могут возникать не только у поверхности Земли, но и на некоторой высоте. Обе эти причины приводят к увеличению высоты фактического уровня конденсации для поднимающейся частицы. Несовпадение $h_{н.г.}$ с $h_к$ вызывается еще и тем, что конденсация происходит не мгновенно. Чем больше скорость восходящих движений вблизи основания облака, тем большим может быть значение $\delta h = h_{н.г.} - h_к$. При $w < 1$ *м/с* δh равно десяткам, а при $w > 10$ *м/с* сотням метров.

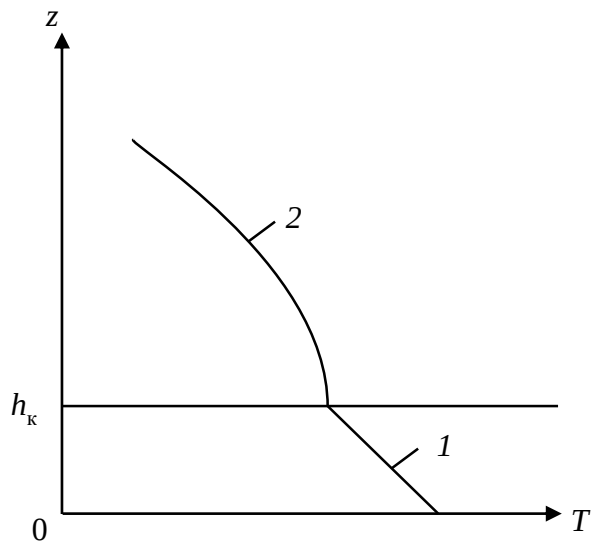


Рис. 6.1. Кривая состояния влажного воздуха.
1 — сухая адиабата, *2* — влажная адиабата

Если влажная насыщенная частица поднимется 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* $\gamma_{вл}$.

Из изложенного выше следует, что при влажноадиабатическом процессе: 1) температура поднимающейся частицы уменьшается с высотой, но медленнее,

чем при сухоадиабатическом процессе ($\gamma_{вл} < \gamma_a$); 2) доля пара q_m вследствие конденсации уменьшается с высотой; 3) относительная влажность поднимающегося воздуха постоянна (f = 100% = 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. 6.1).

6.10. Уравнение первого начала термодинамики для влажноадиабатического процесса. Влажноадиабатический градиент

Выделим частицу влажного насыщенного воздуха единичной массы и сообщим ей количество тепла dQ. Это тепло затрачивается на следующие процессы: а) изменение внутренней энергии $c_v dT$, б) работу расширения $p\,dV$, 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 dq_m путем испарения воды. На испарение такой массы воды затрачивается количество тепла $L\,dq_m$ (L — удельная теплота парообразования).

Таким образом, уравнение первого начала термодинамики в этом случае имеет вид

$$dQ = c_v dT + p\,dV + L\,dq_m. \tag{6.76}$$

Если воспользоваться уравнением состояния влажного воздуха, то уравнение (6.76) можно привести к следующему виду (см. п. 6.1):

$$dQ = c_p dT - R_c T \frac{dp}{p} + L\,dq_m, \tag{6.77}$$

а для влажноадиабатического процесса ($dQ = 0$)

$$c_p dT - R_c T \frac{dp}{p} + L\,dq_m = 0. \tag{6.78}$$

С учетом уравнения статики уравнение (6.78) можно записать в следующем виде:

$$c_p dT + \frac{gT}{\overline{T}} dz + L\,dq_m = 0. \tag{6.79}$$

С учетом $T/\overline{T} \approx 1$ получаем

$$c_p dT + g\,dz + L\,dq_m = 0. \tag{6.80}$$

Разделив слагаемые в этом уравнении на $c_p dz$, находим влажноадиабатический градиент

$$\gamma_{вл} = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} + \frac{L}{c_p}\frac{dq_m}{dz},$$

или

$$\gamma_{вл} = \gamma_a + \frac{L}{c_p}\frac{dq_m}{dz}. \qquad (6.81)$$

Формула (6.81) показывает, что всегда $\gamma_{вл} < \gamma_a$, так как при адиабатическом подъеме влажного насыщенного воздуха доля пара уменьшается: $dq_m/dz < 0$. В отличие от сухоадиабатического градиента, который практически постоянен, влажноадиабатический градиент изменяется в зависимости от температуры и давления, но всегда остается меньше γ_a.

Считая насыщенный водяной пар идеальным газом, массовую долю водяного пара в состоянии насыщения можно определить из выражения

$$q_m \approx 0{,}622\,\frac{E}{p}. \qquad (6.82)$$

Беря логарифмическую производную и используя уравнение статики из (6.82), находим

$$\frac{1}{q_m}\frac{dq_m}{dz} = \frac{1}{E}\frac{dE}{dz} - \frac{1}{p}\frac{dp}{dz} = \frac{1}{E}\frac{dE}{dT}\frac{dT}{dz} - \frac{1}{p}\frac{dp}{dz}.$$

Из последнего соотношения получаем

$$\frac{dq_m}{dz} = q_m\left(\frac{\bar{\rho}g}{p} + \frac{1}{E}\frac{dE}{dT}\frac{dT}{dz}\right) = q_m\left(\frac{\bar{p}g}{pR_c\bar{T}} + \frac{1}{E}\frac{dE}{dT}\frac{dT}{dz}\right).$$

Учитывая (6.82) и условие механической квазистатичности ($p = \bar{p}$), далее получим

$$\frac{dq_m}{dz} = 0{,}622\,\frac{E}{p}\left(\frac{g}{R_c\bar{T}} - \frac{\gamma_{вл}}{E}\frac{dE}{dT}\right),$$

где $\dfrac{dT}{dz} = -\gamma_{вл}$ — влажноадиабатический градиент.

Подставляя значение dq_m/dz в формулу (6.81), получаем

$$\gamma_{вл} = \gamma_a + 0{,}622\,\frac{L}{c_p}\frac{E}{p}\left(\frac{g}{R_c\bar{T}} - \frac{\gamma_{вл}}{E}\frac{dE}{dT}\right).$$

Раскроем скобки

$$\gamma_{вл} = \gamma_a + 0{,}622\frac{LEg}{c_p p R_c \overline{T}} - \gamma_{вл} 0{,}622\frac{L}{c_p p}\frac{dE}{dT}.$$

Затем

$$\gamma_{вл}\left(1 + 0{,}622\frac{L}{c_p p}\frac{dE}{dT}\right) = \gamma_a + \gamma_a 0{,}622\frac{LE}{pR_c\overline{T}} = \gamma_a\left(1 + 0{,}622\frac{LE}{pR_c\overline{T}}\right),$$

где $\frac{g}{c_p} = \gamma_a$ — сухоадиабатический градиент.

Откуда

$$\gamma_{вл} = \gamma_a \frac{1 + 0{,}622\frac{LE}{pR_c\overline{T}}}{1 + 0{,}622\frac{L}{c_p p}\frac{dE}{dT}}. \qquad (6.83)$$

С учетом того, что парциальное давление насыщенного водяного пара зависит только от температуры и описывается уравнением Клаузиуса – Клапейрона

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2},$$

преобразуем (6.83) к следующему виду:

$$\gamma_{вл} = \gamma_a \frac{1 + 0{,}622\frac{LE}{pR_c\overline{T}}}{1 + 0{,}622\frac{L^2 E}{c_p p R_n T^2}}.$$

Считая $\overline{T} \approx T$, получим

$$\gamma_{вл} = \gamma_a \frac{1 + 0{,}622\frac{LE}{pR_c T}}{1 + 0{,}622\frac{L^2 E}{c_p p R_n T^2}},$$

или окончательно

$$\gamma_{вл} = \gamma_a \frac{p + 0{,}622\frac{LE}{R_c T}}{p + 0{,}622\frac{L^2 E}{c_p R_n T^2}}. \qquad (6.84)$$

Легко убедиться в том, что в (6.84) знаменатель дроби больше числителя и, следовательно, $\gamma_{вл} < \gamma_a$, что является очевидным из физических соображений и о чем уже упоминалось ранее.

Таким образом, при адиабатическом перемещении объема воздуха до достижения состояния насыщения его температура изменяется с высотой по сухоадиабатическому закону

$$\frac{dT}{dz} = -\gamma_a .$$

После достижения насыщения дальнейший подъем сопровождается выделением скрытой теплоты и, следовательно, скорость изменения температуры будет меньше, чем γ_a. Важно отметить, что, в отличие от γ_a, $\gamma_{вл}$ является переменной величиной.

Таблица 6.2

Значения влажноадиабатического градиента (°C/100 *м*)

Давление, *гПа*	Температура, °C					
	–60	–40	–20	0	20	40
1000	0,97	0,95	0,85	0,64	0,42	0,31
100	0,94	0,77	0,45	0,26	0,20	0,17

Зная зависимость E от температуры, по формуле (6.84) можно рассчитать влажноадиабатический градиент для любых значений температуры и давления. Результаты расчета представлены в табл. 6.2.

6.11. Стратификация атмосферы по отношению к влажноадиабатическому и сухоадиабатическому движению частицы

Вопрос о стратификации атмосферы по отношению к сухоадиабатическому процессу рассмотрен в п. 6.5. 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) $\gamma > \gamma_{вл}$ — влажнонеустойчивая; б) $\gamma = \gamma_{вл}$ — влажноравновесная; в) $\gamma < \gamma_{вл}$ — влажноустойчивая.

По отношению к сухоадиабатическому и влажноадиабатическому движению возможны следующие пять видов стратификации атмосферы: 1) $\gamma > \gamma_a > \gamma_{вл}$ сухо- и влажнонеустойчивая, или абсолютно неустойчивая; 2) $\gamma_a = \gamma > \gamma_{вл}$ — сухоравновесная и влажнонеустойчивая; 3) $\gamma_a > \gamma > \gamma_{вл}$ — сухоустойчивая и влажнонеустойчивая, или условно устойчивая; 4) $\gamma_a > \gamma = \gamma_{вл}$ —

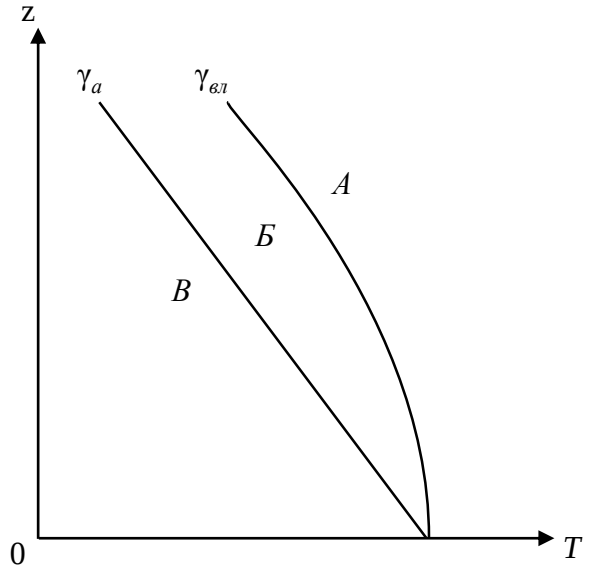


Рис. 6.2. Условия устойчивости для влажного воздуха.
А — абсолютно устойчивое состояние; *Б* — сухоустойчивое, но влажнонеустойчивое состояние; *В* — абсолютно неустойчивое состояние

сухоустойчивая и влажноравновесная; 5) $\gamma < \gamma_{вл} < \gamma_a$ — сухо- и влажноустойчивая, или абсолютно устойчивая стратификация (рис. 6.2).

6.12. Термодинамические графики

При анализе результатов метеорологических наблюдений и зондирования атмосферы широко используются различного рода термодинамические графики. В разное время различными исследователями было разработано несколько видов термодинамических графиков, таких как эмаграмма, тэфиграмма, аэрограмма, зондограмма и др. В структуре этих графиков имеется много общего. В метеорологической службе нашей страны и ряде других стран получил распространение термодинамический график, называемый аэрологической диаграммой. Применяются три вида аэрологических диаграмм (АД), одна из которых построена в прямоугольной системе координат (Ф.АДП), а две других – в косоугольной (Ф.АДКТ – для тёплого периода и Ф.АДКХ – для холодного). Косоугольные бланки позволяют проводить анализ с более высокой точностью, чем прямоугольные в слое атмосферы от 1050 до 100 *гПа*. В отличие от АДП, изотермы на АДКТ и АДКХ наклонены к изобарам под углом 50°. На бланке АД по оси абсцисс отложена температура, по оси ординат — степенная функция давления

$$y = -p^{\frac{R_c}{c_p}} = -p^{0,286}.$$

На бланке АД с косоугольной системой координат нанесены также необходимые для анализа состояния атмосферы следующие семейства кривых:

• *изотермы* — прямые коричневые линии, наклонённые вправо, шкала изотерм расположена на нижнем обрезе АД. При этом АДКТ имеет шкалу температуры от 40 до –25°С, АДКХ – от 10 до –55°С;

• *изобары* — горизонтальные коричневые линии, проведённые через 10 *гПа*. Шкала давления расположена с левой и правой сторон АД;

• *сухие и влажные адиабаты* – кривые состояния, показывающие адиабатические изменения состояния вертикально смещающейся воздушной частицы. Сухие адиабаты – прямые коричневые линии, наклонённые влево. Показывают адиабатическое изменение температуры частицы сухого или влажного ненасыщенного воздуха при его опускании или подъёме. Влажные адиабаты – штриховые зелёные линии. Показывают адиабатическое изменение температуры частицы влажного воздуха при его опускании или подъёме. Сухие адиабаты на аэрологической диаграмме являются также линиями равной потенциальной температуры (Θ), значения которой нанесены вдоль изотермы –30°С на АДКТ и –60°С — для АДКХ. Влажные адиабаты на аэрологической диаграмме являются также линиями равной псевдопотенциальной температуры (Θ_p), значения которой нанесены в градусах Кельвина вдоль верхних концов влажных адиабат;

• *изограммы* – прямые зелёные линии, наклонённые вправо. Обозначения даны выше изобары 650 *гПа*;

• *шкала виртуальных поправок* температуры воздуха (в виде точек зелёного цвета на изобарических поверхностях 900, 720 и 520 *гПа*);

• *шкала расстояний* между основными стандартными изобарическими поверхностями (в виде коричневых штрихов нанесена на шести изобарических поверхностях 925, 775, 600, 400, 250 и 150 *гПа*);

• *шкала энергии неустойчивости* представлена на АД справа (цифры у делений этой шкалы указывают величину энергии неустойчивости в *Дж*/*см*^{2} при подъёме массы в 1 *кг* на соответствующую высоту);

• *шкала высот стандартной атмосферы* дана на АД слева.

6.13. Анализ состояния атмосферы с помощью аэрологической диаграммы

Аэрологическая диаграмма 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 (q_m), поэтому доля пара, отсчитанная в точке *A* (рис. 6.3), которая наносится по измеренным значениям температуры *T* и давления *p*, будет представлять собой долю насыщенного пара для исходного состояния *A* (q_{mA}). Чтобы определить фактическую долю пара q_A, сместимся от точки *A* вдоль изобары до точки *B*, которая нанесена по измеренным значениям точки росы τ и давления *p*. Если теперь отсчитать значение доли пара по изограмме, проходящей через точку *B*, то оно и будет представлять собой фактическую долю пара воздуха: $q_{mB} = q_A$. Относительная влажность определяется по соотношению $f = (q_{mB} / q_{mA}) \cdot 100\%$.

Уровень конденсации и кривая состояния влажной частицы. Через исходную точку *A* проведем сухую адиабату до пересечения с изограммой, проходящей через точку *B*. Точка *K* — уровень конденсации. Выше точки *K* воздушная частица поднимается влажноадиабатически. Таким образом, кривая *AKC* представляет собой кривую состояния влажной частицы, расположенной в начальный момент в точке *A*. Она всегда состоит из отрезков сухой (*AK*) и влажной (*KC*) адиабаты.

Потенциальная температура Θ. От исходной точки *A* сместимся вдоль сухой адиабаты до изобары 1000 *гПа* (точка *D*), 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 сконденсировавшаяся влага остается внутри воздушной частицы, то выше уровня конденсации кривой состояния частицы будет служить влажная адиабата. Если сконденсировавшаяся влага целиком выпадает, то кривая состояния частицы — псевдоадиабата.

Из качественных физических представлений и теории (масса капель воды мала по сравнению с массой воздуха) вытекает, что различие между влажной адиабатой и псевдоадиабатой несущественно. Это означает, что практически псевдоадиабатический подъем частицы может быть заменен влажноадиабатическим. Однако наблюдается принципиальное различие в опускании воздушных частиц, поднявшихся до некоторого уровня влажно- и псевдоадиабатически.

Влажноадиабатический процесс обратим: кривой состояния частицы при подъеме и опускании служит одна и та же влажная адиабата. Псевдоадиабатический процесс необратим: кривой состояния 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.

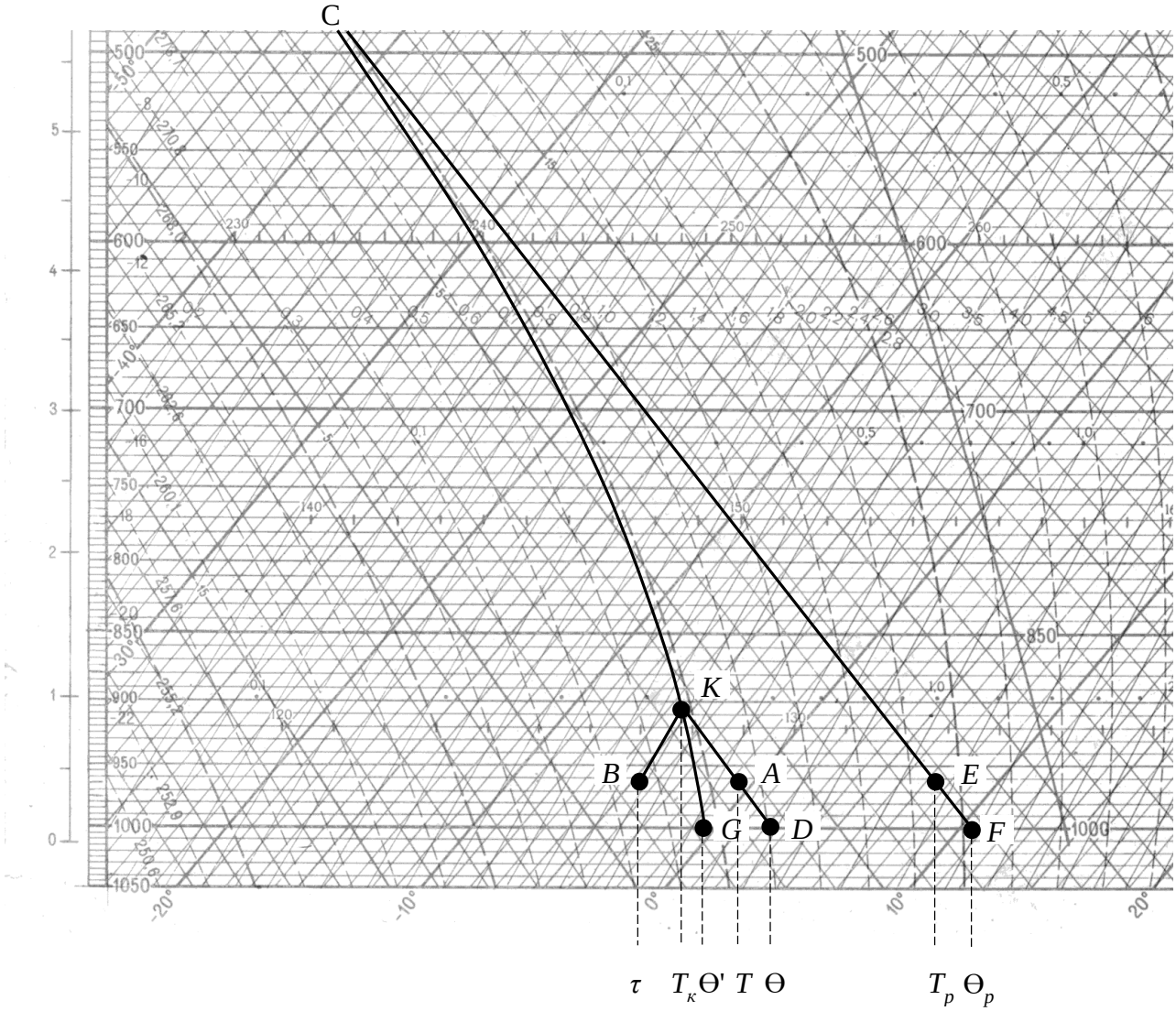


Рис. 6.3. Фрагмент аэрологической диаграммы (АДКТ)

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 *E*).

Псевдопотенциальной температурой $Θ_p$ называется такая температура, которую принимает частица воздуха, если ее после псевдоадиабатического подъема

до полной конденсации водяного пара опустить сухоадиабатически до поверхности 1000 *гПа* (точка *F*).

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*, ее потенциальная температура постоянна. Однако, если частица достигает состояния насыщения и поднимается выше уровня конденсации, то потенциальная температура этой частицы начинает возрастать. Это означает, что потенциальная температура уже не может служить консервативной характеристикой воздушной массы, если имеет место конденсация. В то же время, где бы ни находилась влажная частица, если перемещение ее происходит адиабатически, *псевдопотенциальная температура этой частицы сохраняет постоянное значение.*

Таким образом, псевдопотенциальная температура представляет собой консервативную характеристику как сухоадиабатического, так и псевдоадиабатического (практически и влажноадиабатического) процесса. Изменение же Θ_p служит количественным критерием неадиабатических воздействий (притока тепла) на воздушную массу.

Приближенная формула для вычисления T_p, которой можно пользоваться на практике имеет следующий вид:

$$T_p = T + 2{,}5q.$$

Зная T_p, нетрудно рассчитать псевдопотенциальную температуру по формуле

$$\Theta_p = T_p \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}.$$

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 $h_к$ до изобарической поверхности p = 1000 *гПа* (точка *G*).

Приведенные выше различные виды температуры воздуха широко используются при прогнозе осадков.

7. РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ

7.1. Солнечная радиация

Радиация — это перенос электромагнитных волн по прямым линиям со скоростью света (около 300 000 *км*/с). Энергия, излучаемая Солнцем, носит название ***солнечной радиации***. Солнечная радиация является практически единственным источником энергии для Земли и атмосферы. По сравнению с солнечной радиацией значение других источников энергии для Земли ничтожно мало. Например, благодаря тому, что температура Земли в среднем с глубиной возрастает примерно на 1°С на каждые 35 *м*, 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. Однако это значение в 5000 раз меньше количества тепла, получаемого от Солнца. Лучистая энергия Солнца превышает на 5–8 порядков количество энергии, поступающей в атмосферу от других источников, таких как Луна (хотя это тоже солнечная энергия, отраженная спутником Земли), молнии, свет звезд, космические лучи.

Количество энергии, поступающей на Землю от Солнца, огромно. Лучистая энергия, поступающая на площадь 30×30 *км* за год, достигает $3{,}8 \cdot 10^{15}$ *кДж*, что сравнимо с количеством энергии, выработанной в России за весь 2018 г. ($3{,}9 \cdot 10^{15}$ *кДж*).

7.2. Солнце и солнечная постоянная

Солнце, ближайшая к нам звезда, — центральное тело нашей планетной системы. Астрономы относят Солнце к желтым карликам пятой величины. Солнце находится от Земли на среднем расстоянии 149 600 000 *км.* Это расстояние меняется вследствие эллиптичности орбиты Земли от $147 \cdot 10^6$ *км* в начале января до $152 \cdot 10^6$ *км* в начале июля.

В первом приближении Солнце шарообразно, его диаметр 1 390 600 *км*, т.е. в 109 раз больше диаметра Земли, объем в 1 300 000 раз больше объема Земли, а масса больше в 333 000 раз. Средняя плотность в 4 раза меньше плотности Земли.

Видимый диаметр Солнца составляет 32'. Земля вращается вокруг Солнца, и ее ось образует с плоскостью орбиты угол около 66,5°. Наклон оси вращения Земли и ее положение на орбите обусловливают на разных широтах смену времен года и продолжительности светового дня.

Солнце состоит из внутренней части и атмосферы. Температура внутренней

части превышает $5 \cdot 10^6$ *К*. Здесь возникают термоядерные реакции перехода водорода в гелий.

Атмосфера Солнца состоит из трех слоев. Самый нижний слой толщиной от 100 до 400 *км* носит название фотосферы. Она представляет собой сильно ионизированный газ с температурой 5000–6000 *К* и давлением на верхней границе около 100 *гПа*. Фотосфера образует видимую поверхность Солнца и 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 ионизированный газ — плазму (с числом частиц в 1 $см^3$ около $3 \cdot 10^7$ у основания короны и около 200 вблизи орбиты Земли).

Вблизи Солнца происходит истечение плазмы со скоростью порядка десятков километров в секунду, затем она возрастает 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 весьма неоднородна и неспокойна. В ней наблюдаются факелы, флоккулы и хромосферные вспышки, являющиеся источниками корпускулярных потоков, более сильных, чем солнечный ветер. Такой поток корпускул через 1–2 *сут* достигает Земли и вызывает магнитные бури, полярные сияния и другие геофизические явления.

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 5–35° 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, определяемое по формуле

$$W = k(f + 10g),$$

где k — эмпирический коэффициент; f — общее число пятен; g — число групп пятен.

Число Вольфа испытывает колебания во времени со средним периодом около 11 лет, изменяясь от 0 до 11 во время минимума солнечной активности и от 40 до 240 — во время максимума. Кроме колебания с периодом около 11 лет, существуют колебания с периодами 27 суток, 22 года, 87 лет и др.

Важнейшее значение имеет проблема выяснения связи солнечной активности с процессами и явлениями в земной атмосфере — так называемая проблема солнечно-земных связей. Этой проблеме за последние десятилетия посвящено много исследований. Однако в целом она 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-излучение ($\lambda < 10^{-5}$ *мкм*);

2) рентгеновское излучение (10^{-5} *мкм* $< \lambda < 10^{-2}$ *мкм*);

3) ультрафиолетовая радиация (0,01 *мкм* $< \lambda <$ 0,39 *мкм*);

4) видимое излучение спектра или видимый свет (0,39 *мкм* $< \lambda <$ 0,76 *мкм*);

5) инфракрасная радиация (0,76 *мкм* $< \lambda <$ 3000 *мкм*);

6) радиоволновое излучение ($\lambda >$ 0,3 *см*).

Выделяют также ближний ультрафиолетовый (0,29–0,39 *мкм*) и ближний инфракрасный (0,76–2,4 *мкм*) участки спектра.

Согласно табл. 7.1 количество энергии, излучаемое Солнцем, распределяется между различными участками спектра следующим образом: ультрафиолетовая область ($\lambda <$ 0,39 *мкм*) — около 9%, видимый участок спектра (0,39 *мкм* $< \lambda <$ 0,76 *мкм*) — 47%, инфракрасная область ($\lambda >$ 0,76 *мкм*) — 44%. Из этих данных следует, что Солнце излучает энергию в широком диапазоне длин волн. Однако свыше 99% этой энергии приходится на участок спектра, заключенный между 0,20 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 4 до 120 *мкм*.

Считая Солнце по своим характеристикам близким к абсолютно черному телу, можно оценить температуру Солнца. Согласно табл. 7.1, максимум излучательной способности Солнца приходится на видимый участок спектра с длиной волны λ_m = 0,4738 *мкм*. Согласно закону смещения длины волны, или закону Вина, $\lambda_m = c/T$, где c = 0,0028976 *м·К* — постоянная, откуда получаем $T_С$ = 6116 *К*. При практических расчетах температуру Солнца принимают равной 6000 *К*.

Количество солнечной радиации, поступающее в единицу времени на единичную площадку, перпендикулярную солнечным лучам на верхней границе земной атмосферы при среднем расстоянии Земли от Солнца, называется ***солнечной постоянной***. Условие «на верхней границе атмосферы» означает, что

рассматривается поток солнечной радиации до вступления его в атмосферу, поэтому солнечная постоянная зависит только от излучательной способности Солнца и от расстояния Земли от Солнца.

Точное значение солнечной постоянной вследствие больших трудностей, которые возникают при ее определении, не установлено до настоящего времени. Широкие возможности для определения солнечной постоянной появились в последние десятилетия на основе наблюдений потока солнечной радиации с помощью ИСЗ.

Таблица 7.1

Спектральная плотность потока ($I^*_{\lambda 0}$, *Вт*/(*см*^{2}·*мкм*)) солнечной радиации на верхней границе атмосферы (при I^*_0 = 1,353 *кВт*/*м*^{2}) и доля (D_λ, %) потока солнечной радиации во всем интервале длин волн короче λ (*мкм*)

λ	$I^*_{\lambda 0}$	D_λ	λ	$I^*_{\lambda 0}$	D_λ
0,20	0,0011	0,01	0,60	0,1666	35,68
0,22	0,0057	0,05	0,62	0,1602	38,10
0,24	0,0063	0,14	0,64	0,1544	40,42
0,26	0,0130	0,27	0,66	0,1486	42,16
0,28	0,0222	0,56	0,68	0,1427	44,81
0,30	0,0514	1,21	0,70	0,1369	46,88
0,32	0,0830	2,22	0,72	0,1314	48,86
0,34	0,1074	3,72	0,75	0,1235	51,69
0,36	0,1068	5,32	0,80	0,1107	56,02
0,38	0,1120	7,00	1,00	0,0746	69,46
0,40	0,1429	8,73	1,20	0,0484	78,39
0,42	0,1747	11,22	1,40	0,0336	84,34
0,44	0,1810	13,73	1,60	0,0244	88,61
0,46	0,2066	16,65	1,80	0,0159	91,59
0,48	0,2074	19,68	2,00	0,0103	93,49
0,50	0,1942	22,60	3,00	0,0031	97,83
0,52	0,1833	25,38	4,00	0,0009	99,06
0,54	0,1783	28,08	5,00	0,0004	99,51
0,56	0,1695	30,65	10,00	0,0000	99,94
0,58	0,1715	33,18	20,00	0,0000	99,99

Согласно новейшим данным актинометрических измерений на спутниках, значение солнечной постоянной заключено в интервале 1322–1428 *Вт*/*м*^{2} при отсутствии какой-либо регулярности изменения во времени — отсюда и термин «солнечная постоянная»). Международная комиссия по радиации при ВМО рекомендовала принять в качестве стандартного значения солнечной постоянной 1,37 *кВт*/*м*^{2}.

Наряду с понятием *солнечной постоянной*, включающей энергию всех длин волн С.И. Сивков предложил понятие *метеорологической солнечной постоянной*, которая представляет собой поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы в спектральном интервале 0,346–2,4 *мкм*. Таким образом, из спектра солнечной радиации исключается та часть излучения, которая никогда не достигает тропосферы и не оказывает влияния на ее тепловой режим. Метеорологическая солнечная постоянная равна 1,25 $кВт/м^2$.

7.3. Поглощение солнечной радиации в атмосфере Земли

Солнечная радиация, поступившая на верхнюю границу атмосферы Земли, прежде чем дойти до земной поверхности, претерпевает ряд существенных изменений. Частично она рассеивается молекулами воздуха и содержащимися в атмосфере твердыми и жидкими примесями, частично — 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, а в верхних слоях в процессе ионизации также и в электрическую. Процесс поглощения солнечной радиации в атмосфере носит избирательный характер. Коротко рассмотрим спектры поглощения основных газов.

Озон (O_3). Как показывают наблюдения, спектр солнечной радиации, достигающей земной поверхности, резко обрывается на длине волны около 0,3 *мкм*. Такое резкое ослабление потока солнечной радиации в области ультрафиолетового участка спектра объясняется поглощением радиации озоном.

Существует большое число полос поглощения озоном по всему спектру. Наиболее сильная полоса (полоса Хартли) приходится на интервал 0,22–0,29 *мкм*, другая сильная полоса поглощения озоном — на интервал 9,4–9,9 *мкм* с центром 9,6 *мкм*.

Кислород (O_2). Основные полосы поглощения молекулярного кислорода захватывают ультрафиолетовую область спектра (0,13–0,24 *мкм*).

Углекислый газ (CO_2) поглощает излучение в инфракрасной области спектра ($\lambda > 1{,}44$ *мкм*). Наиболее сильна полоса поглощения углекислым газом с центром около 4,3 *мкм*. Однако эта область находится на самом краю спектральной плотности энергетической яркости солнечного излучения (табл. 7.1) и излучение земной поверхности здесь также невелико. Наиболее важной является широкая полоса 12,9–17,1 *мкм* с центром у $\lambda = 14{,}7$ *мкм*.

Водяной пар (H_2O) имеет широкие и интенсивные полосы поглощения в инфракрасной области спектра и слабые линии — в видимой ее части. В интервале 8,5–12 *мкм* водяной пар практически прозрачен для инфракрасной радиации. В этом интервале поглощение углекислым газом и озоном (λ=9,6 *мкм*) невелико, поэтому этот участок спектра называют окном прозрачности атмосферы.

Вторым окном прозрачности является более коротковолновый диапазон инфракрасного спектра 3,4–4,2 *мкм*.

Поскольку масса водяного пара больше массы других поглощающих газов, на его долю приходится основная часть поглощенной радиации (во всем атмосферном столбе).

Отметим, что солнечную, равно как и длинноволновую (земную) радиацию совершенно не поглощает основной (по массе) газ атмосферы — азот.

Солнечную радиацию в атмосфере активно поглощает твердый атмосферный аэрозоль — пыль и дымы, причем это поглощение происходит неселективно, т.е. непрерывно по всему спектру. Основным источником пыли является поверхность почвы, откуда при ветровой эрозии она попадает в воздух. В состав пыли входят частички морской соли, аэрозоли органического происхождения — бактерии, споры. Кроме пыли земного происхождения в атмосфере содержится и космическая пыль. Типичные размеры пылевых частиц, способных длительное время удерживаться в воздухе, составляют 1–100 *мкм*.

7.4. Рассеяние солнечной радиации в атмосфере

Атмосфера по отношению к потокам солнечной радиации представляет собой мутную среду. Понятие мутности связано, прежде всего, с наличием 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, в которых изменение числа молекул и расстояний между ними приводит к колебаниям плотности.

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.

Векторную диаграмму, изображающую зависимость рассеянной радиации от направления, называют ***индикатрисой*** рассеяния. ***Коэффициент рассеяния*** представляет собой относительное уменьшение монохроматической интенсивности падающей радиации в расчете на единичное количество ослабляющей субстанции.

Молекулярное рассеяние. Рассеяние на молекулярных комплексах, когда размер неоднородностей значительно меньше, чем длина волны падающей радиации, называют ***молекулярным рассеянием***. В связи с тем, что молекулярное рассеяние впервые было исследовано английским ученым лордом Релеем (1842–1919), его нередко называют ***релеевским рассеянием***.

В атмосфере молекулярное рассеяние происходит на флуктуациях плотности воздуха. При этом объемный коэффициент рассеяния равен

$$\sigma_\lambda = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N\lambda^4},$$

где n — показатель преломления для воздуха; N — число молекул в единице объема.

Из приведенной формулы видно, что σ_λ обратно пропорционален четвертой степени длины волны, следовательно, преимущественно рассеивается коротковолновая радиация. Этим эффектом объясняется голубой цвет неба, т.е. рассеянного света, а также покраснение диска Солнца или Луны вблизи горизонта, когда прямая радиация проходит в атмосфере очень большой путь, поэтому ее коротковолновая часть почти полностью рассеивается.

Индикатриса при молекулярном рассеянии, описываемая формулой

$$\chi(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma),$$

изображена на рис. 7.1, из которого следует, что максимальные (и одинаковые) значения рассеяния наблюдаются в направлениях «вперед» и «назад» по отношению к падающему лучу. В направлении, перпендикулярном падающему лучу, рассеяние минимально и составляет половину от максимального.

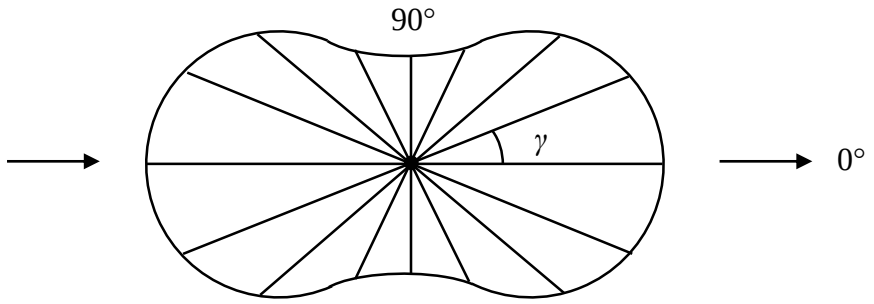


Рис. 7.1. Индикатриса молекулярного рассеяния

Аэрозольное рассеяние. В том случае, когда размеры рассеивающих частиц сравнимы с длиной волны падающей радиации (крупные частицы), зависимость коэффициентов и индикатрис рассеяния от размеров и свойств частиц, а также от длины волны оказывается очень сложной.

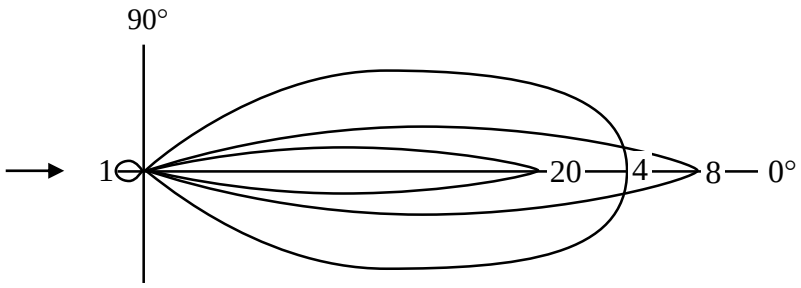


Рис. 7.2. Индикатрисы рассеяния для капель воды при различных значениях ρ

Теория рассеяния на крупных частицах создана немецким физиком Густавом Ми (1869–1957), поэтому она известна также под названием «рассеяние Ми».

Индикатрисы рассеяния на крупных частицах, как правило, очень сильно вытянуты, т.е. основная часть радиации рассеивается в направлениях, близких к направлению падающего луча. Вытянутость индикатрисы увеличивается с увеличением радиуса частиц.

На рисунке 7.2 представлены индикатрисы рассеяния света каплями воды при различных значениях параметра ρ, определяемого по формуле

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda},$$

где r — радиус частицы; λ — длина волны.

7.5. Виды солнечной радиации

Прямой солнечной радиацией называется радиация, доходящая до места наблюдения в виде пучка параллельных лучей непосредственно от Солнца.

Установим связь между потоками солнечной радиации, поступающими к площадке, перпендикулярной солнечным лучам (I), и на горизонтальную поверхность (I') (рис. 7.3). Поток солнечной радиации на горизонтальную поверхность называют ***инсоляцией***.

Если обозначить через h_c высоту Солнца над горизонтом в произвольный момент времени, то из рис. 7.3 следует, что на площадки AB и AC поступает одно и то же количество солнечной радиации:

$$I \cdot AB = I' \cdot AC .$$

Так как $AB = AC \cdot \sin h_c$, получаем искомое соотношение

$$I' = I \sin h_c .$$

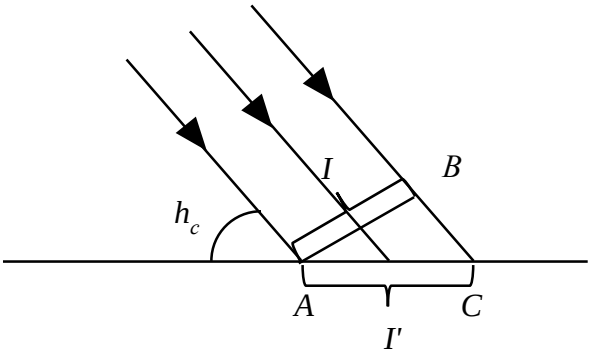


Рис. 7.3. К установлению связи между потоками солнечной радиации на перпендикулярную (I) и горизонтальную (I') поверхности

Потоки солнечной радиации на перпендикулярную лучам и горизонтальную поверхности зависят от следующих факторов: а) солнечной постоянной; б) расстояния между Землей и Солнцем (поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы в январе примерно на 3,5% больше, а в июле на 3,5% меньше, чем солнечная постоянная); 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 и оказывает большое влияние на потоки солнечной радиации, но не меньшее влияние оказывает и замутненность атмосферы. Это подтверждают максимальные значения потока I, которые когда-либо наблюдались в различных пунктах (табл. 7.2).

Таблица 7.2

Максимальные значения потока солнечной радиации $I_{макс}$ (*кВт/м*^{2}) в пунктах, расположенных на высоте менее 500 *м* над уровнем моря

Пункт	$I_{макс}$	Пункт	$I_{макс}$
Северный полюс	0,90	Санкт-Петербург (φ = 60°)	1,00
о. Диксон (φ = 73°)	1,04	Москва (φ = 55°)	1,03
Якутск (φ = 62°)	1,05	Ташкент (φ = 41°)	1,05

Из приведенных данных следует, что, несмотря на большое различие в расположении станций по широте и, следовательно, в максимальной высоте Солнца, различие $I_{макс}$ на них невелико. Более того, на о. Диксон значение $I_{макс}$

больше, чем в пунктах, расположенных южнее. 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 атмосферы, определяемой по формуле

$$\tau_\lambda = \alpha_\lambda M_0 = \int_0^\infty \alpha_\lambda \rho \, dz,$$

где α_λ — массовый показатель ослабления солнечной радиации, *м*²/*кг*; M_0 — масса вертикального столба воздуха с основанием 1 *м*², располагающегося над пунктом наблюдения, *кг*/*м*²; ρ — плотность воздуха, *кг*/*м*³.

Вследствие этого $I_{макс}$ в горных районах больше, чем на равнинной местности. Так, например, в п. Тянь-Шань (высота 3670 *м* над уровнем моря) $I_{макс}$ составляет 1,30 *кВт*/*м*².

Определяющее влияние на поток прямой солнечной радиации оказывает облачность. При малых высотах Солнца (до 15–20°) даже в случае облаков верхнего яруса (Ci, Cs) поток I' в Санкт-Петербурге равен нулю. При высококучевых облаках I' становится отличным от нуля лишь при h_c>30°. Слоистые, слоисто-кучевые и слоисто-дождевые облака полностью задерживают прямую солнечную радиацию при всех высотах Солнца.

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*** и обозначается через *i*. Поскольку первоисточником рассеянной радиации служит прямая солнечная радиация, поток *i* зависит от факторов, которые определяют I'.

При безоблачном небе поток рассеянной радиации составляет около 10% инсоляции. Роль рассеянной радиации увеличивается при наличии облаков. В частности, по измерениям в Санкт-Петербурге поток рассеянной радиации при h_c = 50° составляет 0,08 *кВт*/*м*², а при наличии облаков среднего (Ac) и верхнего (Cs) ярусов достигает соответственно 0,31 и 0,28 *кВт*/*м*². Связать поток рассеянной радиации с потоком прямой позволяют следующие рассуждения. Если к земной поверхности поступает поток *I*, то потеря прямой солнечной радиации в атмосфере равна разности $I_0 - I$, где I_0 — поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы. При симметричной форме индикатрисы молекулярного рас-

сеяния к земной поверхности направляется половина всего количества рассеянной радиации, а поток рассеянной радиации на горизонтальную поверхность определяется формулой

$$i = bc\frac{I'}{\sin h_c},$$

где c — коэффициент, характеризующий степень прозрачности атмосферы и равный 0,67, 0,43 и 0,13 при низкой, нормальной и идеальной атмосфере соответственно. Множитель b, в идеальной атмосфере равный 1/2, в реальных условиях, когда часть потока I_0 поглощается, близок к 1/3.

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. С увеличением высоты над уровнем моря поток рассеянной радиации уменьшается.

Потоком ***суммарной радиации*** Q называется сумма потоков прямой (I') и рассеянной (i) солнечной радиации, поступающих на горизонтальную поверхность.

7.6. Альбедо

Альбедо, или отражательной способностью какой-либо поверхности, называют отношение потока отраженной данной поверхностью радиации к потоку падающей радиации, выраженное в долях единицы или в процентах.

Альбедо водной поверхности сильно зависит от угла падения солнечных лучей и изменяется от 2 до 35% при изменении h_c от 90 до 5°. Альбедо зависит от влажности почвы, с возрастанием которой оно уменьшается.

В таблице 7.3 приведены характерные значения альбедо.

Таблица 7.3

Характерные значения альбедо, %

Поверхность	*A*	Поверхность	*A*
Свежий сухой снег	80–90	Тундра	15–20
Загрязненный снег	40–50	Хвойный лес	10–15
Обнаженная почва	5–45	Лиственный лес	15–20
Луга	15–25	Пустыня	30

Альбедо различных поверхностей имеет хорошо выраженный дневной и годовой ход, обусловленный зависимостью альбедо от высоты Солнца. Наименьшие значения альбедо наблюдаются в околополуденные часы, а в течение года — летом.

7.7. 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 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, температура которого равна температуре земной поверхности. Таким образом, формула для потока излучения земной поверхности B_0 может быть записана на основе закона Кирхгофа в следующем виде:

$$B_0 = \delta\sigma T_0^4, \tag{7.1}$$

где T_0 — температура земной поверхности, K; $\sigma = 5{,}7\cdot10^{-8}$ $Вт/(м^2\cdot K^4)$ — постоянная Стефана–Больцмана; δ — относительный коэффициент поглощения, или поглощательная способность земной поверхности.

Значения δ для различных поверхностей, по данным измерений, колеблются от 0,85 до 0,99. Наибольшей поглощательной способностью в инфракрасном участке спектра обладает снег, для которого $\delta = 0{,}99$. В среднем для земной поверхности δ полагают равным 0,95.

Поток излучения земной поверхности B_0 имеет тот же порядок величины, что и поток солнечной радиации I', поступающий на поверхность Земли. Поток излучения абсолютного черного тела $B = \sigma T^4$ при разной температуре имеет следующие значения:

T, °C	–40	–20	0	20	40
B, $кВт/м^2$	0,17	0,24	0,32	0,43	0,55

Из этих данных следует, что B_0 имеет тот же порядок величины, что и I'. При этом следует отметить, что поток излучения земной поверхности зависит от ее температуры, с увеличением которой возрастает. Он наблюдается днем и ночью и непосредственно не зависит от того, каков поток солнечной радиации.

7.8. Излучение атмосферы

Излучение атмосферы имеет 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. 7.4.

Таблица 7.4

Массовый показатель поглощения радиации (α_λ, *см*^{2}/*г*) водяным паром и энергетическая яркость черного тела (10^2 E_λ *Вт*/(*м*^{2}·*ср*)) при *T* = 290 *К*

λ	α_λ	E_λ	λ	α_λ	E_λ
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
9–12	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 таблицы 7.4 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 составляет всего лишь 0,10 *см*^{2}/*г*), поэтому данный участок спектра называют окном *прозрачности атмосферы* или *атмосферным окном*.

Кроме водяного пара, играющего основную роль в поглощении инфракрасного излучения в атмосфере, определенное влияние на потоки радиации оказывают углекислый газ и озон. В области атмосферного окна углекислый газ также очень слабо поглощает радиацию. Наибольшее значение имеет полоса поглощения 12,9–17,1 *мкм*, где энергия излучения Земли все еще велика (табл. 7.4).

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.

Расчеты показывают, что через безоблачную атмосферу проходит от 17 до 35% инфракрасной радиации, испускаемой земной поверхностью.

Особенно большое влияние на поглощение инфракрасной радиации оказывает облачность. Интенсивность пропускания инфракрасной радиации облаками зависит от массы капель воды (Q_δ), содержащейся в вертикальном столбе единичного сечения (водозапаса облака). Уже при Q_δ, превышающем 0,03 *кг/м*^{2} (а реальные значения водозапаса облаков, как правило, больше), облако практически полностью поглощает инфракрасную радиацию.

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 отепляющее воздействие на земную поверхность.

7.9. Эффективное излучение

Земная поверхность, поглощая коротковолновую радиацию, одновременно теряет энергию путем длинноволнового излучения. Значительная часть излучения земной поверхности, как уже было отмечено выше, 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 B^*, получаем

$$B^* = B_0 - \delta B_A. \qquad (7.2)$$

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 важную роль в образовании радиационных заморозков и туманов, а также при таянии снега.

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 С.-Петербурге:

е, гПа	6,0	10,7	15,7
B^*, *кВт/м*^{2}	0,13	0,12	0,11

Из этих данных следует, что с увеличением e эффективное излучение B^* уменьшается. Объясняется это тем, что увеличивается встречное излучение атмосферы B_A.

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	Ci	Ac	Облака нижнего яруса
B^* *кВт/м*^{2}	0,103	0,086	0,030	0,029

Излучение атмосферы и эффективное излучение может быть определено теоретически путем, 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.

Наиболее широкое распространение при выполнении расчетов встречного излучения атмосферы получила формула шведского ученого А. Ангстрема, которая для случая безоблачного неба имеет следующий вид:

$$B_A = \sigma T_1^4 (A_1 - D \cdot 10^{-ce_1}), \tag{7.3}$$

где T_1 — температура воздуха на уровне z_1 (например, 2 *м*), *К*; e_1 — давление водяного пара на уровне z_1, *гПа*; A_1 = 0,82; D = 0,25; c = 0,95.

Наряду с формулой А. Ангстрема широкое распространение получила эмпирическая формула английского ученого Д. Брента

$$B_A = \sigma T_1^4 (a_1 + b_1 \sqrt{e}), \tag{7.4}$$

где a_1 = 0,526; b_1 = 0,065 (если e — в гектопаскалях).

С учетом формул (7.1), (7.2) и (7.4) получаем следующее выражение для определения эффективного излучения при ясном небе:

$$B_0^* = \delta[\sigma T_0^4 - \sigma T_1^4 (a_1 + b_1 \sqrt{e})]. \tag{7.5}$$

В случае наличия облаков эффективное излучение может быть определено следующим образом:

$$B_n^* = B_0^* [1 - (c_H n_H + c_C n_C + c_B n_B)], \tag{7.6}$$

где n_H, n_C и n_B — количество облаков (в долях единицы) нижнего (St, Sc, Ns, Cu, Cb), среднего (Ac, As) и верхнего (Ci, Cc, Cs) ярусов соответственно; c_H, c_C и c_B — эмпирические коэффициенты, значения которых в зависимости от широты и времени года приведены в табл. 7.5.

Таблица 7.5

Средние значения эмпирических коэффициентов

φ, °	Полугодие	Коэффициент		
		c_H	c_C	c_B
> 60	Холодное	0,90	0,77	0,28
	Теплое	0,86	0,72	0,27
60–50	Холодное	0,86	0,74	0,27
	Теплое	0,80	0,67	0,24
50–40	Холодное	0,82	0,69	0,24
	Теплое	0,78	0,65	0,19

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:

$$B^* = B_0^*(1 - 6{,}4 \cdot 10^{-2} \delta^* h), \qquad (7.7)$$

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/м*^{2}, встречное излучение атмосферы 0,2–0,3 *кВт/м*^{2}, а эффективное излучение — 0,06–0,14 *кВт/м*^{2}.

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 поверхности, поэтому с увеличением температуры (в суточном или годовом ходе) возрастает 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.

7.10. Радиационный баланс земной поверхности и атмосферы

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 и системы земная поверхность – атмосфера (т.е. Земли как планеты).

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

$$R = (1-r)I' + (1-r)i - B^*, \qquad (7.8)$$

где r — альбедо, 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, месяц, сезон, год и т.д.); он может быть как положительным, так и отрицательным.

Суточный ход радиационного баланса, его коротковолновой $(R_к = (1-r)I' + (1-r)i)$ и длинноволновой (B^*) составляющих по данным наблюдений в полупустыне приведен на рис. 7.4.

Переход радиационного баланса через нуль (R = 0), от отрицательных значений к положительным и обратно, происходит, по данным наблюдений, при высоте Солнца 10–15°. В течение ночи радиационный баланс при отсутствии или постоянном количестве облачности сохраняется практически постоянным.

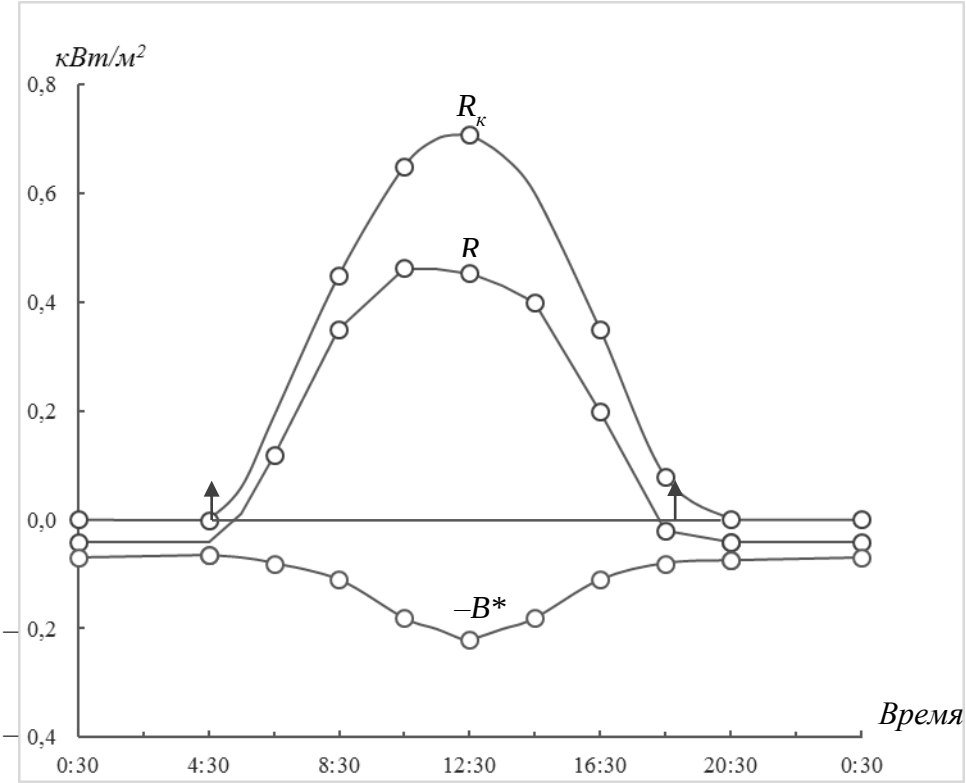


Рис. 7.4. Суточный ход радиационного баланса R, его коротковолновой $(R_к = (1-r)I' + (1-r)i)$ и длинноволновой B^* составляющих (юг Казахстана, июль 1952 г.)
Стрелки — моменты восхода и захода Солнца

В годовом ходе радиационный баланс положителен ($R > 0$) в низких широтах (Тбилиси) практически в течение всего года, в умеренных широтах (Санкт-Петербург, Пермь, Новосибирск) 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 значения радиационного баланса в Арктике летом значительно больше, чем зимой. 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.

Антарктике вследствие высоких значений альбедо поглощенная радиация невелика, а радиационный баланс за год практически на всех станциях отрицателен.

Данные о радиационном балансе суши и океанов в различных широтных зонах северного и южного полушария показывают, что на одной и той же широте радиационный баланс океанов больше, чем суши. Объясняется это тем, что альбедо воды в среднем меньше альбедо суши; некоторую роль играет также то, что температура поверхности воды в среднем ниже температуры поверхности суши.

Радиационный баланс зависит от высоты Солнца и альбедо, но наиболее сильное влияние на его изменения оказывает облачность. Так, увеличение количества облаков от 3 до 8 баллов вызывает уменьшение R примерно на 20%.

Радиационный баланс атмосферы и системы земная поверхность — атмосфера. Приходную часть радиационного баланса атмосферы R_A составляют поглощенное атмосферой излучение земной поверхности $U_п$ и поглощенная ею прямая и рассеянная солнечная радиация $Q_п$. 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

$$R_A = U_n + Q_n - \delta B_A - B_\infty. \qquad (7.9)$$

Если через P обозначить функцию пропускания атмосферы для длинноволновой радиации, то

$$U_n = (1 - P)B_0,$$

где B_0 — излучение земной поверхности.

Тогда вместо (7.9) получаем

$$R_A = B_0 - PB_0 + Q_n - \delta B_A - B_\infty. \qquad (7.10)$$

Однако разность $B_0 - \delta B_A = B^*$ есть эффективное излучение земной поверхности, а сумма $PB_0 + B_\infty = U_\infty$ — уходящее в мировое пространство излучение земной поверхности н атмосферы. С учетом этого формула (7.10) для радиационного баланса принимает вид:

$$R_A = B^* + Q_n - U_\infty. \qquad (7.11)$$

Расчет по этой формуле показал, что радиационный баланс атмосферы на всех широтах в среднем за год отрицателен.

Формула радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера имеет следующий вид

$$R_s = R + R_A = (1-r)I' + (1-r)i - B^* + B^* + Q_n - U_\infty = (1-r)I' + (1-r)i + Q_n - U_\infty.$$

Радиационный баланс системы земная поверхность — атмосфера в среднем за год положителен в широтных зонах от экватора до 40° обоих полушарий и отрицателен — в более высоких широтах.

8. ТУРБУЛЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ

8.1. Ламинарное и турбулентное состояние атмосферы

Атмосфера находится в непрерывном движении. Отличительная особенность атмосферных движений заключается в том, что движение отдельных частиц воздуха носит неупорядоченный, или *турбулентный* характер.

Турбулентным называется такое движение, характеристики которого нерегулярно и беспорядочно изменяются во времени и в пространстве при неизменных внешних условиях. Главной особенностью турбулентных течений является случайный характер изменения их параметров. Турбулентные течения отличаются от плавных, *ламинарных* движений, свойства которых в любой момент времени однозначно определяются внешними условиями.

Ламинарный режим движения — это такой режим, при котором частицы жидкости или газа перемещаются параллельно друг другу по траекториям, представляющим собой плавные, лишь слегка изменяющиеся во времени кривые.

Ламинарные и турбулентные течения представляют собой два вида движений, при определенных условиях переходящих одно в другое, со свойствами, которые существенно отличаются.

Критерий возникновения турбулентности был получен английским физиком О. Рейнольдсом (1842–1912), который показал, что ламинарное движение переходит в турбулентное тогда, когда безразмерное число

$$\mathrm{Re} = \frac{VL}{\nu},$$

которое впоследствии было названо его именем, становится больше некоторого критического значения $\mathrm{Re}_{кр}$.

Здесь V — скорость, *м*/*с*; L — характерный масштаб движения, *м*; ν — кинематический коэффициент вязкости, $м^2/с$.

При малых числах Рейнольдса движение жидкости или газа носит ламинарный характер. При числе Re, равном критическому значению $\mathrm{Re}_{кр}$, наблюдается переход из ламинарного движения в турбулентное, а при больших значениях Re движение становится полностью турбулентным. При постоянном μ переходу ламинарного режима в турбулентный способствуют 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 их часть носит турбулентный характер, однако степень развития турбулентного обмена может быть самой различной. Об этом можно судить, например, по наблюдениям за распространением дыма, выходящего из заводских труб.

При малых скоростях ветра и при устойчивой стратификации, особенно при инверсии, безоблачной погоде ночью или сильных морозах зимой, в нижнем слое атмосферы 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. Однако наряду с хаотическим движением все частицы воздуха перемещаются с некоторой средней скоростью переноса, благодаря которому *мгновенная скорость* V движения воздушной частицы может быть представлена в следующем виде:

$$V = \overline{V} + V',$$

где $\overline{V}$ — средняя скорость движения, определенная либо за некоторый промежуток времени, либо по некоторому пространству; V' — 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 и скорость ветра изменяются с высотой, т.е. наблюдается расслоенность по вертикали, число Рейнольдса уже не может служить единственной характеристикой турбулентного состояния среды. О развитии турбулентности в атмосфере можно судить также по другому безразмерному параметру, который ввел английский ученый Л.Ф. Ричардсон (1881–1953):

$$Ri = \frac{g}{T}\frac{\gamma_a - \gamma}{\left(dV/dz\right)^2},$$

где g = 9,8 *м*/*с*^{2} — ускорение свободного падения; T — температура воздуха, *К*; γ_a = 0,98 *К*/100 *м* — сухоадиабатический градиент; $\gamma = -dT/dz$ — вертикальный градиент температуры воздуха, *К*/100 *м*; dV/dz — вертикальный градиент горизонтальной скорости ветра, 1/*с*.

При сухоравновесной термической стратификации ($\gamma_a = \gamma$), $Ri = 0$, при сухоустойчивой ($\gamma_a > \gamma$) $Ri > 0$, при сухонеустойчивой стратификации ($\gamma_a < \gamma$), $Ri < 0$.

С числом Ричардсона связано изменение во времени кинетической энергии турбулентных частиц: при $Ri > Ri_{кр}$ эта энергия убывает, при $Ri < Ri_{кр}$ — возрастает. Здесь $Ri_{кр}$ — критическое значение числа Ri, которое близко к единице.

Отметим, что с помощью параметра Ri при оценке устойчивости учитывается влияние не только термического (γ), но и динамического (dV/dz) факторов.

8.2. Простейшие характеристики турбулентности

Отдельная воздушная частица, участвующая в турбулентном перемешивании, называется ***турбулентным молем***. Турбулентные моли отрываются от общего потока в одной точке пространства, перемещаются на некоторое расстояние и смешиваются с потоком в другой точке. В реальных условиях процесс смешения турбулентных молей происходит непрерывно: оторвавшаяся от общего потока воздушная частица постепенно начинает смешиваться с окружающим воздухом. Для целей теоретического изучения сложного процесса турбулентного перемешивания вводится понятие пути смешения. ***Путь смешения l*** представляет собой расстояние, на которое перемещается турбулентный моль от момента зарождения до полного смешения с воздушным потоком.

При своем перемещении турбулентные моли переносят водяной пар, атмосферные примеси и другие физические характеристики воздуха, например, теплосодержание, количество движения. Рассмотрим перемешивание в вертикальном направлении. Выделим в атмосфере два уровня z и $z + \Delta z$. Средние значения удельного, т.е. отнесенного к единице массы содержания примеси на уровнях z и $z + \Delta z$ обозначим соответственно через q и $q + \Delta q$, а через Q — массу примеси или водяного пара в *кг*, 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. $\Delta q/\Delta z$, поэтому формулу для потока Q можно записать в следующем виде:

$$Q = -A\frac{\Delta q}{\Delta z}. \qquad (8.1)$$

Коэффициент пропорциональности A в формуле (8.1) носит название *коэффициента турбулентного* обмена. Если в формуле (8.1) перейти к пределу, то получим

$$Q = -\lim_{\Delta z \to 0} A \frac{\Delta q}{\Delta z} = -A \frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (8.2)$$

Поток Q положителен (направлен вверх), если q убывает с высотой ($\Delta q < 0$), и отрицателен (направлен вниз), если q возрастает с высотой ($\Delta q > 0$).

Коэффициент турбулентного обмена A равен потоку примеси (или водяного пара) при условии, что вертикальный градиент ее содержания равен единице, т.е. $-\partial q / \partial z = 1$. Поскольку единицей измерения потока служит *кг*/(*с·м*^{2}), а вертикального градиента удельного содержания — *м*$^{-1}$, то согласно (8.2), единицей измерения коэффициента турбулентного обмена A является *кг*/(*с·м*).

Наряду с понятием коэффициента турбулентного обмена введем понятие *коэффициента турбулентности*

$$k = A / \rho. \qquad (8.3)$$

С учетом размерности A (*кг*/(*с·м*)) и ρ (*кг*/*м*^{3}) единицей измерения коэффициента турбулентности является *м*^{2}/*с*.

Коэффициенты турбулентного обмена и турбулентности непосредственно связаны с пульсациями скорости ветра. В свою очередь, пульсации скорости ветра определяют путь смешения l. Из физических представлений очевидно, что путь смешения по вертикали вблизи земной поверхности не может превышать расстояния от земной поверхности до уровня, где зарождается турбулентный моль, т.е. высоты z. По мере увеличения высоты над земной поверхностью турбулентные моли приобретают возможность перемещаться по вертикали на большие расстояния, чем на более низких уровнях. Таким образом, путь смешения, а вместе с ним коэффициенты A и k с увеличением высоты над земной поверхностью должны возрастать. Кроме того, коэффициенты турбулентного обмена и турбулентности зависят от свойств подстилающей поверхности и стратификации атмосферы. Слой атмосферы, в котором коэффициенты A и k растут с высотой, называют *приземным слоем атмосферы*. Более детально вопросы о строении и особенностях изменения метеорологических величин в приземном слое будут рассмотрены в гл. 9.

Наряду с турбулентным потоком примеси, водяного пара и других физических свойств воздуха в атмосфере наблюдается молекулярный поток $Q_м$, обусловленный тепловым движением молекул. Этот поток так же, как и Q, пропорционален градиенту удельного содержания:

$$Q_м = -\rho D \frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (8.4)$$

Коэффициент D носит название *коэффициента молекулярной диффузии*. Единицей его измерения, как и в случае k, является $м^2/с$.

В условиях атмосферы перенос примесей, водяного пара и других физических свойств воздуха осуществляется главным образом посредством турбулентного перемешивания, а не молекулярной диффузии, так как турбулентный поток Q в десятки и сотни тысяч раз больше молекулярного. Таким образом, молекулярным потоком в атмосфере можно пренебречь по сравнению с турбулентным.

Турбулентные потоки примесей в горизонтальном направлении записываются аналогично потоку по вертикали:

$$Q_x = -A' \frac{\partial q}{\partial x} = -\rho k' \frac{\partial q}{\partial x},$$

$$Q_y = -A' \frac{\partial q}{\partial y} = -\rho k' \frac{\partial q}{\partial y}.$$

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.

8.3. 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. Тропосфера получает тепло главным образом от земной поверхности.

В переносе тепла от земной поверхности к атмосфере и внутри атмосферы основную роль играют следующие процессы: 1) конвективный и турбулентный теплообмен, 2) излучение, поглощение и рассеяние радиации, 3) фазовые превращения воды (испарение и замерзание воды, конденсация и сублимация водяного пара).

Воздух находится в непрерывном движении. Вместе с перемещающимися частицами (массами) воздуха переносится и теплосодержание этих частиц. Теплосодержание $c_p T$, переносимое частицами воздуха в единицу времени через единичную площадку в направлении нормали к ней, называется ***потоком тепла***. Поток тепла через такую площадку складывается из двух потоков: конвективного $Q_к$ и турбулентного $Q_т$.

Конвективный поток тепла обусловлен упорядоченным перемещением воздуха со средней скоростью V и определяется из выражения

$$Q_к = c_p T \rho V, \tag{8.5}$$

где ρ — плотность воздуха, *кг/м*^{3}; V – скорость ветра, *м/с*.

Из формулы (8.5) следует, что за 1 *с* через площадку 1 *м*^{2} проходит масса воздуха, равная ρV.

Поскольку горизонтальная составляющая средней скорости ветра в сотни раз больше вертикальной, то конвективный поток $Q_к$ представляет собой перенос тепла преимущественно по горизонтали. Горизонтальная составляющая $Q_к$ называется ***адвективным потоком тепла***; собственно конвективным потоком чаще всего называют лишь вертикальную составляющую потока.

Турбулентный поток тепла $Q_т$ обусловлен пульсациями скорости. Как уже указывалось ранее, турбулентные потоки таких субстанций, как водяной пар, примеси и другие физические свойства воздуха пропорциональны градиенту их удельного содержания. Общими условиями, которым должна удовлетворять переносимая в процессе турбулентного перемешивания субстанция, являются:

1) постоянство (неуничтожаемость) ее в турбулентном моле, пока она движется, не смешиваясь с окружающим воздухом;

2) сохранение ее количества при смешивании двух масс воздуха;

3) пассивность — отсутствие обратного влияния субстанции на движение турбулентных частиц.

Теплосодержание воздуха $c_p T$ первому и третьему условиям не удовлетворяет. При вертикальных движениях температура частиц изменяется. Однако при отсутствии притока тепла (лучистого или вследствие конденсации водяного пара) сохраняется постоянное значение потенциальной температуры частицы Θ. В результате роль неуничтожаемой субстанции при переносе тепла играет потенциальное теплосодержание $c_p \Theta$. Формула для турбулентного потока тепла вдоль вертикали Q_z по этой причине имеет вид

$$Q_z = -c_p A \frac{\partial \Theta}{\partial z} = -c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = -c_p \rho k \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right) = -c_p \rho k (\gamma_a - \gamma), \tag{8.6}$$

где A — коэффициент турбулентного обмена; k — коэффициент турбулентности.

Турбулентный поток тепла Q_z отрицателен ($Q_z < 0$), т.е. направлен сверху вниз, при сухоустойчивой стратификации $(\gamma < \gamma_a)$, равен нулю ($Q_z = 0$) при сухонейтральной $(\gamma_a = \gamma)$ и положителен ($Q_z > 0$) при сухонеустойчивой $(\gamma > \gamma_a)$ стратификации атмосферы.

8.4. Уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере

Изменение температуры в каком-либо объеме воздуха 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 служит уравнение сохранения энергии (первого начала термодинамики), которое запишем в виде

$$dQ = c_p dT - RT\frac{dp}{p}$$

или

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{RT}{p}\frac{dp}{dt}, \tag{8.7}$$

где dQ/dt — приток тепла к единичной массе движущегося воздуха за единицу времени, который представим в виде суммы четырех слагаемых:

$$\frac{dQ}{dt} = \varepsilon_{\text{т}} + \varepsilon_л + \varepsilon_ф + \varepsilon_к. \tag{8.8}$$

Здесь $\varepsilon_{\text{т}}$, $\varepsilon_л$, $\varepsilon_ф$ и $\varepsilon_к$ — 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.

Получим общую формулу для притока тепла любого вида, если известен его поток. Рассмотрим вывод формулы на примере распространения тепла в вертикальном направлении. Выделим в атмосфере 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 равен разности входящего Q_z и уходящего $Q_z + dQ_z$ потоков тепла:

$$Q_z - (Q_z + dQ_z) = -dQ_z.$$

Изменение потока тепла dQ_z произошло на расстоянии dz (другие координаты не изменились: $dx = dy = 0$), поэтому дифференциал потока $-dQ_z$ можно представить в виде

$$-dQ_z = -\frac{\partial Q_z}{\partial z}dz.$$

Поскольку масса рассматриваемого объема воздуха равна $dm = \rho dz$, то приток тепла в единицу времени к 1 *кг* воздуха равен

$$-\frac{dQ_z}{dm} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial Q_z}{\partial z}.$$

Если поток тепла имеет составляющие Q_x, Q_y, Q_z по всем осям координат, то результирующий приток тепла к 1 *кг* воздуха за 1 *с* описывается выражением

$$\varepsilon = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial Q_z}{\partial z}\right). \tag{8.9}$$

Величина, стоящая в скобках, представляет собой дивергенцию вектора Q, составляющие которого по осям координат равны Q_x, Q_y, Q_z, т.е.

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial Q_z}{\partial z} = divQ.$$

Тогда вместо (8.9) можно записать

$$\varepsilon = -\frac{1}{\rho}divQ \text{ или } \varepsilon\rho = -divQ. \tag{8.10}$$

Таким образом, приток тепла к единичному объему воздуха за единицу времени определяется дивергенцией потока тепла, взятой с обратным знаком (при $divQ > 0$ приток отрицателен, при $divQ < 0$ приток положителен).

Подчеркнем, что соотношение (8.10) справедливо для любых субстанций атмосферы (различные виды энергии, потоки радиации, водяного пара, импульса, массы самого воздуха, атмосферных примесей и др.).

По аналогии с (8.6) составляющие турбулентного потока тепла по осям *x*, *y*, *z* можно записать следующим образом:

$$Q_x = -c_p A'\frac{\partial\Theta}{\partial x}, \quad Q_y = -c_p A'\frac{\partial\Theta}{\partial y}, \quad Q_z = -c_p A\frac{\partial\Theta}{\partial z}, \tag{8.11}$$

где A' — коэффициент турбулентного обмена в горизонтальной плоскости.

Учитывая выражение (8.9), формулу для турбулентного притока тепла можно переписать в виде

$$\varepsilon_m = \frac{c_p}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A'\frac{\partial\Theta}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(A'\frac{\partial\Theta}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial\Theta}{\partial z}\right)\right]. \tag{8.12}$$

С учетом соотношений (8.8) и (8.12) уравнение (8.7) примет вид

$$c_p\frac{dT}{dt} = \frac{c_p}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}k\rho\frac{\partial\Theta}{\partial z} + \varepsilon_л + \varepsilon_ф + \frac{RT}{p}\frac{dp}{dt}. \tag{8.13}$$

Здесь мы пренебрегли горизонтальным турбулентным притоком тепла (слагаемые с $A' = \rho k'$).

Для преобразования уравнения (8.13) воспользуемся уравнениями статики атмосферы с учетом уравнения состояния атмосферного воздуха $\left(dp = -\rho g\, dz = -\frac{pg}{RT} dz\right)$, разделим все слагаемые на c_p и пренебрежем изменениями плотности $\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z} k\rho \frac{\partial \Theta}{\partial z} \approx \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)$. Тогда получим

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{\varepsilon_л + \varepsilon_ф}{c_p} - \frac{g}{c_p}\frac{dz}{dt}.$$

С учетом того, что $\frac{g}{c_p} = \gamma_a$ и $\frac{dz}{dt} = w$ последнее уравнение можно записать в виде

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{\varepsilon_л + \varepsilon_ф}{c_p} - \gamma_a w.$$

Далее воспользуемся формулой связи индивидуальной и локальной производных

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + w\frac{\partial T}{\partial z},$$

заметив при этом, что $w\frac{\partial T}{\partial z} = -w\gamma.$

Окончательно уравнение (8.7) примет следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y}\right) + w(\gamma - \gamma_a) + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{\varepsilon_л + \varepsilon_ф}{c_p}. \qquad (8.14)$$

Уравнение (8.14) представляет собой уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере.

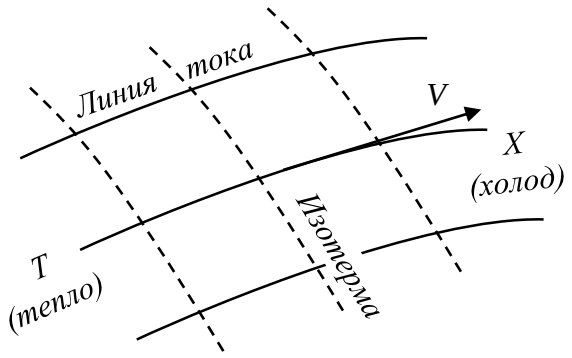
8.5. Частные виды уравнения притока тепла

Частные виды уравнения притока тепла получаются из общего уравнения (8.14) на основе оценки порядка величины различных слагаемых правой части при изучении конкретных процессов и пренебрежения малыми слагаемыми.

1. *Изучение непериодических изменений температуры выше пограничного слоя (в свободной атмосфере) за сравнительно небольшие интервалы времени (порядка суток)*. В этом случае в первом приближении можно пренебречь всеми видами притока тепла к индивидуальной массе воздуха, т.е. считать процесс адиабатическим. Тогда уравнение притока тепла принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} \right) + w(\gamma - \gamma_a). \qquad (8.15)$$

Первое слагаемое в правой части данного уравнения представляет собой адвективное изменение температуры, обусловленное горизонтальным переносом (адвекцией) воздушной массы. Адвективное изменение положительно, если перенос воздуха происходит из области более высокой температуры (области тепла) в область более низкой температуры (область холода). В этом случае имеет место адвекция тепла (рисунок). 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.



Адвективный приток тепла

Вторым существенным фактором служит изменение температуры, обусловленное вертикальным движением воздуха (конвекцией) (второе слагаемое правой части уравнения (8.15). 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 ($w < 0$) изменение температуры за счет конвекции имеет обратные знаки.

2. *Изучение периодических суточных колебаний температуры в пограничном слое атмосферы*. При этом принимают во внимание лишь вертикальный турбулентный приток тепла, а уравнение (8.14) для этого случая принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z}. \qquad (8.16)$$

Это уравнение обычно называют уравнением *теплопроводности атмосферы*.

3. *Изучение свойств воздушной массы, перемещающейся над неоднородной земной поверхностью (например, вблизи берега водоема)*. При этом велика роль адвекции и турбулентного обмена. Если процесс установившийся ($\partial T / \partial t = 0$), то уравнение (8.14) в этом случае можно записать следующим образом:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \tag{8.17}$$

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. *Изучение среднего (за год, сезон) распределения температуры в атмосфере*. При этом решающую роль играют притоки тепла $\varepsilon_{\text{т}}, \varepsilon_{л}, \varepsilon_{ф}$. Производные же температуры — местная, адвективная и конвективная — за счет осреднения по времени (за сезон, год) оказываются близкими к нулю. При этих предположениях уравнение (8.14) принимает вид

$$c_p \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \varepsilon_{л} + \varepsilon_{ф} = 0. \tag{8.18}$$

Полученные уравнения (8.15–8.18) широко используются для исследования различных атмосферных явлений и процессов.

9. ПРИЗЕМНЫЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ

9.1. Определение приземного слоя атмосферы и его высота

Изучение физических процессов и явлений в прилегающем к земной поверхности слое атмосферы толщиной в несколько десятков метров представляет большой научный и практический интерес по следующим основным причинам:

1. Состояние этого слоя оказывает существенное влияние на растительный и животный мир Земли, на производственную деятельность и условия жизни человека.

2. Формирующиеся в приземном слое потоки тепла, водяного пара и импульса 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 и в других слоях атмосферы, во многом различаются. 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 больше, чем в других слоях.

Таблица 9.1

Распределение температуры воздуха по высоте вблизи земной поверхности 27 августа 1945 г. (г. Арыс, Казахстан)

H, *м*	2 *ч*		16 *ч*	
	T, °C	γ, °C/100 *м*	*T*, °C	γ, °C /100 *м*
0,05	18,2	–200,0	37,8	333,3
0,2	18,5	–100,0	37,3	133,3
0,5	18,8	–70,0	36,9	60,0
1,5	19,5		36,3	

В таблицах 9.1 и 9.2 приведены два примера распределения температуры воздуха по высоте по данным наблюдений. Согласно этим данным, температура воздуха в приземном слое возрастает с высотой ($\gamma < 0$) ночью и понижается ($\gamma > 0$) днем. Наибольшие по модулю значения γ наблюдаются вблизи земной поверхности: здесь они превышают в десятки и сотни раз γ_a, особенно в Арыси, где в условиях полупустыни под влиянием радиации температура воздуха вблизи земной поверхности резко повышается днем и понижается ночью. Однако и в лесостепной зоне (г. Обнинск, Калужская область) вертикальные градиенты температуры в приземном слое также достаточно велики. С увеличением высоты γ (по

модулю) уменьшается. Следует обратить внимание на то, что инверсия температуры распространяется ночью до высоты около 170 *м*.

Таблица 9.2

Распределение температуры воздуха по высоте в приземном слое и в нижней части пограничного слоя атмосферы 20 июня 1968 г. (г. Обнинск, Калужская область)

H, *м*	2 *ч* (ясно)		16 *ч* (Cu, 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	

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 и конденсационный притоки тепла отсутствуют. В этом случае уравнение притока тепла принимает следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z}. \tag{9.1}$$

Если это уравнение проинтегрировать (предварительно умножив на c_p) по высоте в пределах от нуля до произвольной высоты *z*, то получим формулу для турбулентного потока тепла (Q_z) на высоте *z*:

$$-c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = Q_0 - c_p \int_0^z \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz, \tag{9.2}$$

где $Q_0 = -c_p \left(\rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0$ — поток тепла, сформировавшийся на поверхности Земли, называемый также ее теплоотдачей; $-c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = Q_z$ — турбулентный поток тепла на высоте *z*.

Введем такую высоту $z = h$, чтобы модуль отношения второго слагаемого правой части (9.2) к первому равнялся некоторой малой величине ε, т.е.

$$c_p \left| \int_0^h \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz \right| = c_p \rho \left| \overline{\frac{\partial T}{\partial t}} \right| h = \varepsilon |Q_0|. \qquad (9.3)$$

Здесь введены средние значения в слое от нуля до h. Обычно поток тепла, сформировавшийся на поверхности Земли $|Q_0|$ изменяется в пределах от 40 до 250 *Вт/м*^{2}.

Если предположить, что за 12 *ч* температура воздуха в слое от нуля до h изменилась на 5°С, то из соотношения (9.3) при $\varepsilon = 0{,}1$, $\rho = 1{,}26$ *кг/м*^{3} и $Q_0 = 150$ *Вт/м*^{2} получаем

$$h = \frac{0{,}1 \cdot 150\, Вт \cdot 12 \cdot 3600 с \cdot кг \cdot °C \cdot м^3}{м^2 1007\, Дж \cdot 5°C \cdot 1{,}26 кг} = \frac{0{,}1 \cdot 150\, Дж \cdot 12 \cdot 3600 с \cdot кг \cdot °C \cdot м^3}{с \cdot м^2 1007\, Дж \cdot 5°C \cdot 1{,}26 кг} \approx 102\ м.$$

Абсолютное значение интеграла в правой части (9.2) в пределах слоя h не превышает $\varepsilon |Q_0|$. 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

$$-c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = Q_0. \qquad (9.4)$$

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 (9.4): 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 от земной поверхности.

Соотношение (9.3) показывает, что h в зависимости от Q_0 и $\left| \overline{\frac{\partial T}{\partial t}} \right|$ колеблется в широких пределах — от десятков до сотен метров.

9.2. Параметр шероховатости

Все реальные поверхности, включая поверхности воды и льда, шероховатые, так как на них отмечены различного размера выступы, называемые элементами шероховатости. В реальных условиях размеры элементов шероховатости изменяются в очень широких пределах: от долей сантиметра в случае водной и

снежной поверхности до нескольких метров и даже десятков метров в случае растительного покрова и городских зданий. При обтекании турбулентным воздушным потоком таких поверхностей скорость ветра обращается в нуль не только при $z = 0$, но и в некотором слое толщиной z_0. При этом движение частиц воздуха (ветер) наблюдается и ниже уровня z_0. Однако направление движения частиц воздуха между выступами (элементами шероховатости) различно как по горизонтали (например, вдоль улиц города с плотной застройкой или внутри растительного покрова), так и по вертикали. Если теперь мгновенную скорость движения таких частиц воздуха осреднить по времени и в пространстве, то окажется, что в указанном слое толщиной z_0 средняя скорость ветра равна нулю.

Таблица 9.3

Параметр шероховатости

Тип поверхности	z_0, *м*
Открытая спокойная вода, гладкий лед	10^{-6}–10^{-4}
Снег, равнина без растительности	$2\cdot10^{-4}$–$5\cdot10^{-3}$
Открытая равнина, трава высотой до 0,2 *м*	0,01–0,03
Низкие посевы, трава высотой 0,25–1 *м*	0,04–0,10
Парковая зона, кусты; много препятствий $x_ш / h_ш \approx 20$	0,5
Однородные большие препятствия: $x_ш / h_ш < 10$ (лес, пригороды с низкими зданиями)	0,5–5,0
Цент города с высокими и низкими зданиями	1,0–6,0

Примечание. $h_ш$ — высота препятствий; $x_ш$ — расстояние между ними.

Уровень z_0, на котором средняя скорость ветра обращается в нуль, носит название ***параметра шероховатости***.

В таблице 9.3 приведены значения z_0 для нескольких видов подстилающей поверхности.

При оценке z_0 в качестве первого приближения можно использовать соотношение $z_0 \approx h_ш/10$, где $h_ш$ — средняя высота элементов шероховатости.

9.3. Вертикальные профили скорости ветра и температуры воздуха

На основании теории, развитой в гидродинамике немецким механиком и физиком Людвигом Прандтлем (1875–1953), вертикальные профили скорости ветра и коэффициента турбулентности на некотором фиксированном уровне z могут быть представлены в следующем виде:

$$u_z = u_1 \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}}; \quad k_z = \frac{\kappa u_1 z}{\ln \frac{z_1}{z_0}}, \tag{9.5}$$

где u_1 — скорость ветра на высоте z_1; z_0 — параметр шероховатости; $\kappa = 0{,}38$ — постоянная Кармана.

Из свойств логарифмической функции вытекает, что скорость ветра быстро возрастает с увеличением высоты при малых значениях z, т.е. вблизи земной поверхности, а затем по мере увеличения z это возрастание становится все более медленным.

Анализ многочисленных данных наблюдений показывает, что результаты вычислений по формуле (9.5) хорошо согласуются с опытными данными только при равновесной термической стратификации приземного слоя атмосферы, когда $\gamma = \gamma_a$. При $\gamma > \gamma_a$ (неустойчивая стратификация) или $\gamma < \gamma_a$ (устойчивая стратификация) отмечаются отклонения профиля скорости ветра от логарифмического.

Случаи равновесной стратификации приземного слоя редки, поэтому более универсальным выражением для определения профиля ветра является следующая формула:

$$u_z = u_1 \frac{z^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}{z_1^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}}, \tag{9.6}$$

которую необходимо использовать для случаев неравновесной стратификации атмосферы. Параметр ε при инверсиях (устойчивая стратификация) положителен ($0 < \varepsilon < 0{,}5$), а при конвекции (неустойчивая стратификация) — отрицателен ($-0{,}5 < \varepsilon < 0$).

Профиль коэффициента турбулентности для случаев неравновесной стратификации атмосферы определяется из следующего степенного закона:

$$k_z = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\varepsilon}, \tag{9.7}$$

где k_1 — коэффициент турбулентности на уровне z_1.

Формулы 9.6 и 9.7 были получены российскими учеными Д.Л. Лайхтманом (1914–2004) и М.И. Будыко (1920–2001).

Дальнейшее развитие теория приземного слоя атмосферы получила в работах российских ученых А.С. Монина (1921–2007), А.М. Обухова (1918–1989), Л.Т. Матвеева (1920–2009) и С.С. Зилитинкевича (1936–2021).

Вертикальный профиль температуры воздуха также можно определить из логарифмического закона распределения температуры воздуха по высоте в приземном слое атмосферы

$$T_z = T_0 + (T_1 - T_0)\frac{\ln\frac{z}{z_0}}{\ln\frac{z_1}{z_0}}, \qquad (9.8)$$

где T_0 — температура воздуха на уровне параметра шероховатости z_0; T_1 — температура воздуха на высоте z_1.

Так же, как и в случае с формулами (9.5), этот закон наиболее точно выполняется при равновесной стратификации атмосферы.

Принципиальную трудность в данном выражении представляет определение T_0 на уровне параметра шероховатости z_0. Эта сложность преодолевается путем измерений температуры на нескольких произвольных уровнях, выполняемых путем градиентных наблюдений. При таких наблюдениях скорость ветра, температура и влажность воздуха измеряются на 2–4 уровнях. Обычно это уровни 0,25; 0,5; 1,0; 2,0 *м*. В качестве уровня z_0 при расчетах по формуле (9.8) используется не уровень параметра шероховатости, а любой из указанных нижних уровней, а в качестве z — любой уровень выше него при соответствующих значениях высоты и температуры.

9.4. Изменения температуры воздуха в приземном слое атмосферы. Заморозки

Через приземный слой реализуется тепловое взаимодействие атмосферы и подстилающей поверхности, в результате которого в атмосферу поступает основная часть тепловой энергии.

Временные изменения температуры воздуха в нижних слоях атмосферы могут быть периодическими, имеющими в течение суток и года близкий к синусоидальному ход, и непериодическими, имеющими вид кривой со случайно распределенными на оси времени экстремумами.

В суточном ходе температура воздуха меняется по мере изменения температуры подстилающей поверхности. Основными факторами, определяющими колебания температуры подстилающей поверхности, являются поглощенная ею суммарная солнечная радиация днем, а ночью — эффективное излучение. Вследствие этого в безоблачные дни наиболее высокие значения температуры подстилающей поверхности наблюдаются при максимальной высоте Солнца, а мини-

мальные — в момент его восхода. По мере удаления от подстилающей поверхности время наступления максимума и минимума в суточном ходе смещаются к более позднему сроку и уменьшается амплитуда суточных колебаний. Так, по измерениям на высотной башне Института экспериментальной метеорологии в Обнинске 23–24 августа 1974 г. при ясной погоде на высоте 301 *м* амплитуда изменений температуры воздуха примерно в 2 раза меньше амплитуды температуры воздуха на высоте 0,5 *м*, а ее максимальные значения наблюдались примерно на 4 *ч* позже, чем у подстилающей поверхности.

Суточные колебания температуры воздуха существенно зависят от свойств подстилающей поверхности. Над океанами колебания температуры малы и находятся в пределах 2–3°С, а над континентами — максимальны и достигают 20–25°С. На формирование суточного хода температуры большое влияние оказывают особенности рельефа местности. Так, в вогнутых формах рельефа суточная амплитуда температуры воздуха больше, а на выпуклых меньше, чем на равнине. Это объясняется тем, что в вогнутых формах рельефа в дневное время увеличивается прогревание воздуха, а в ночное — выхолаживание. Кроме этого в низкие формы рельефа стекает воздух с выпуклых форм, охлажденный на них ночью.

Адвективные изменения температуры искажают ее суточный ход до такой степени, что максимум температуры можно наблюдать ночью, а минимум — днем.

При суточных изменениях температуры в отдельные периоды года (обычно весной и осенью) минимальная температура в некоторые часы суток опускается ниже 0°С. Такое понижение температуры воздуха до отрицательных значений ночью при положительной температуре днем называется ***заморозком***. Температура поверхности почвы или растений при заморозках ночью может быть значительно ниже (на 2–3°С и даже больше), чем температура воздуха на высоте 2 *м*, поэтому температура ниже 0°С на поверхности растительности наблюдается иногда и при небольшой положительной температуре воздуха.

В зависимости от причин, вызывающих заморозки, их делят на следующие два типа:

1) *радиационные*, обусловленные сильным выхолаживанием поверхности почвы и растений в результате потери ими тепла путем излучения;

2) *адвективные*, возникающие вследствие притока в данный район холодных масс воздуха из соседних областей (адвекция холода) при общем низком уровне температуры.

Однако обычно действуют оба фактора, поэтому указанные типы в чистом виде наблюдаются редко.

Радиационному выхолаживанию способствуют следующие условия: 1) безоблачная или малооблачная погода; 2) малая влажность воздуха и слабая увлажненность поверхности почвы; 3) слабый турбулентный обмен в приземном слое воздуха, определяющий малую скорость ветра, ослабевающего ночью до полного штиля.

Возникновение заморозков более вероятно на участках, характеризующихся малой теплопроводностью почвы.

В целях защиты сельскохозяйственных растений от поражения их заморозками применяются различные методы, главными из которых являются: 1) открытый обогрев плантаций с помощью различного рода грелок; 2) создание дымовых завес; 3) использование индивидуальных и групповых укрытий растений. Указанные методы воздействуют на факторы, определяющие тепловой режим приземного слоя с тем, чтобы уменьшить ночное понижение температуры.

10. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

10.1. Определение пограничного слоя атмосферы и его высота

Слой атмосферы *H*, в котором хорошо выражен суточный ход температуры и других метеорологических величин (скорости ветра, характеристик влажности), обусловленный турбулентным обменом, носит название **пограничного слоя атмосферы (ПСА).** Высота этого слоя 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 возрастает *H*), скорости ветра и др. В среднем *H* принимают равным 1–1,5 *км*.

Характерными особенностями распределения температуры воздуха по высоте в ПСА являются: 1) разнообразие вертикальных профилей температуры; 2) взаимообусловленность полей различных метеовеличин.

Первая особенность связана с неоднородностью подстилающей поверхности, а также с большими колебаниями содержания поглощающих солнечную радиацию газов. Вторая особенность — с тем, что метеовеличины являются характеристиками физических процессов, протекающих в единой среде — ПСА, — а, следовательно, метеовеличины взаимозависимы.

10.2. Суточный ход температуры воздуха в пограничном слое атмосферы

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 результате этого возникает теплообмен между земной поверхностью и атмосферой, который и служит причиной суточных изменений температуры воздуха, потому что непосредственное поглощение воздухом коротковолновой солнечной радиации днем и собственное излучение ночью сравнительно мало влияют на температуру воздуха.

В передаче тепла от земной поверхности к атмосфере играют роль все процессы, которые мы называли ранее при выводе уравнения притока тепла. Если бы тепло передавалось только посредством молекулярного обмена, то суточные колебания температуры воздуха распространялись бы лишь на очень тонкий слой (в несколько метров), прилегающий к земной поверхности. Тогда бы почва и тонкий слой воздуха очень сильно нагревались 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*.

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.

Типичный график суточного хода температуры воздуха на двух высотах при отсутствии облачности приведен в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Суточный ход температуры воздуха (°С) (Арыс, Казахстан)

H, 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 значениями (амплитудой иногда называют также разность $T_{макс} - T_{мин}$, т.е. величину 2А):

$$A = \frac{T_{макс} - T_{мин}}{2}.$$

В рассматриваемом примере (табл. 10.1) 2А0,05 = 40,2 – 17,2 = 23,0°С; 2А1,5 = 37,3 – 19,0 = 18,3°С. Таким образом, 2А0,05 > 2А1,5, т.е. амплитуда суточного хода с высотой уменьшается.

Исследования суточного хода температуры воздуха на высотах более 1,5–2 *м* проводились с помощью привязных и свободных аэростатов, радиозондов, а также путем производства градиентных наблюдений (на специальных мачтах).

На рисунке 10.1 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 рисунке

10.1 показывают суточный ход средней (за 15 *сут.*) температуры воздуха. Осреднение позволило уменьшить влияние непериодических изменений температуры (адвекции). Максимум температуры на высоте 0,19 *км* (т.е. на уровне 1 *м* над поверхностью земли) отмечается, согласно рис. 10.1, 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 и, кроме того, уменьшение амплитуды суточного хода температуры воздуха.

Более детальные опытные данные по суточному ходу, как температуры воздуха, так и скорости ветра и влажности в пограничном слое получены с помощью привязных аэростатов, высота подъема которых колебалась, как правило, между 500 и 1000 *м* (при средней высоте 700–800 *м*).

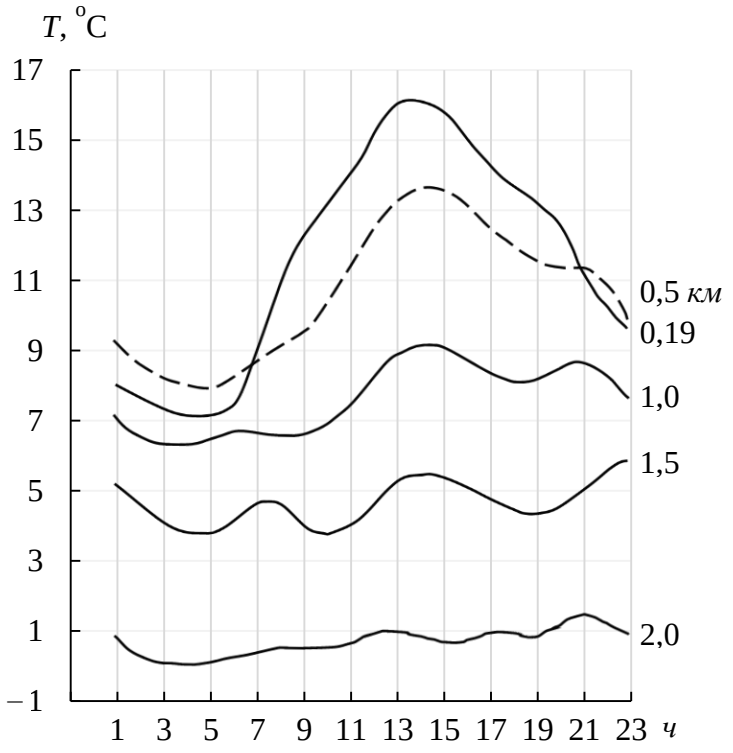


Рис. 10.1. Суточный ход температуры воздуха на различных высотах (Московская область, май)

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 (примерно по 12–13 серий в каждый сезон) приведены в табл. 10.2.

Таблица 10.2

Средняя амплитуда 2А (°С) 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	0,8	–
Зима	5,1	3,9	3,3	2,2	2,4	1,2	0,6	0,6	0,8	0,7	0,7

Как уже указывалось выше, 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.

10.3. 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 обусловливают 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 об-

мена. Однако 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).

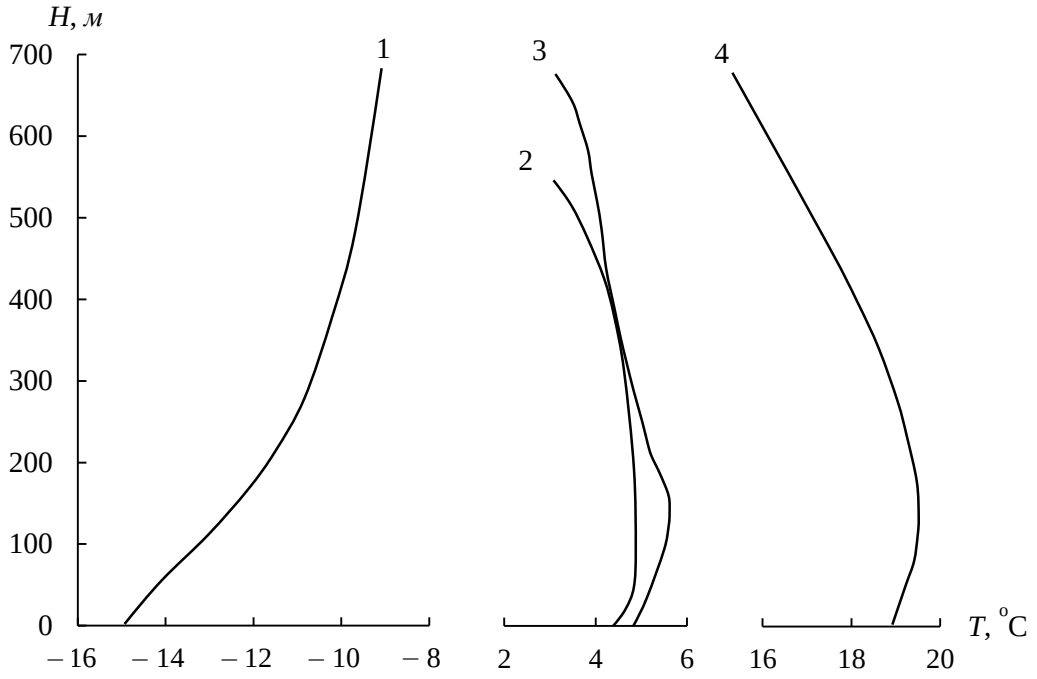


Рис. 10.2. Средние вертикальные профили температуры воздуха (Московская область). *1* – зима, *2* – осень, *3* – весна, *4* – лето

Распределение средней за сезон температуры воздуха по данным аэростатного зондирования в Московской области изображено на рис. 10.2.

Таблица 10.3

Температура воздуха, °С на разных высотах при сплошной слоистой облачности и кучевых облаках (3–6 б.) по данным для С.-Петербурга

Облачность	*H, м*					
	2	25	50	100	200	300
	Лето					
St, 10 б.	12,7	12,2	11,7	11,4	10,9	9,3
Cu, 3–6 б.	19,3	18,7	18,3	17,7	16,7	14,0
	Зима					
St, 10 б.	–2,7	–3,0	–3,1	–3,3	–3,5	–5,1
Cu, 3–6 б.	–7,9	–8,1	–8,2	–8,1	–8,5	–9,8

Зимой во всем слое (до высоты 700 *м*) стратификация инверсионная; температура возрастает с высотой сначала быстро (примерно на 1,5–2,0°С/100 *м*), а затем все медленнее. Летом инверсия температуры наблюдается лишь до высоты 100 *м*, выше температура понижается (градиент температуры составляет 0,6–0,8°С/100 *м*). Весной и осенью до высоты 150–200 *м* наблюдается повышение температуры, выше — понижение (более медленное, чем летом).

Большое влияние на распределение температуры воздуха оказывает облачность. По данным для С.-Петербурга (табл. 10.3) летом при сплошной облачности (10 б. St) температура воздуха на 5–6°С ниже, чем при 3–6 б. кучевых облаков. Зимой зависимость *T* от количества облаков обратная.

10.4. Теория суточного хода температуры воздуха в пограничном слое атмосферы

Исходным уравнением для вывода уравнения суточного хода является уравнение притока тепла к турбулентной атмосфере в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + \varepsilon'(z,t), \tag{10.1}$$

где $\varepsilon'(z,t)$ — приток тепла, обусловленный всеми факторами (радиационным, конденсационным, адвективным, конвективным), кроме вертикального турбулентного обмена. Потенциальную температуру Θ можно заменить на кинетическую вследствие того, что вертикальные градиенты температуры в приземном слое существенно больше сухоадиабатического, поэтому

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \left(\gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \approx \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Выше приземного слоя γ сравнимо с γ_a, однако здесь *k* практически постоянен с высотой, поэтому

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \left(\gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \approx k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}.$$

Теория суточного хода температуры воздуха наиболее полно разработана для случая, когда учитывается один турбулентный приток тепла. Эта теория объясняет ряд особенностей суточного хода температуры, прежде всего в ПСА. Однако влиянием только турбулентного обмена объяснить все наблюдаемые особенности суточного хода температуры нельзя, так как в некоторых случаях определяющую роль играют радиационный, конденсационный, адвективный или конвективный притоки тепла.

Перейдем к решению уравнения (10.1). Выразим температуру в виде суммы:

$$T(z,t) = \overline{T}(z) + \tau(z,t), \tag{10.2}$$

в которой первое слагаемое $\overline{T}(z)$ представляет собой среднесуточную температуру, зависящую только от высоты, а второе слагаемое $\tau(z,t)$ — отклонение температуры от среднесуточной.

Для того, чтобы охарактеризовать изменение температуры в течение суток необходимо решить уравнение (10.1).

Подставляя сумму (10.2) в (10.1), получим два уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} + \overline{\varepsilon'(z)} = 0, \tag{10.3}$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tau}{\partial z}. \tag{10.4}$$

Слагаемое с ε' для τ (отклонение температуры от среднесуточной) можно опустить на основании того, что нам необходимо выяснить характер суточного хода в чистом виде, т.е. под влиянием основного фактора (турбулентного теплообмена с подстилающей поверхностью). При этом уравнение (10.3) позволяет исследовать вопрос о распределении среднесуточных значений температуры по высоте в пределах ПСА, а (10.4) — суточный ход температуры.

При решении уравнения (10.4) примем, что k постоянен по высоте. Это допущение вносит погрешности, так как в нижнем 50-метровом слое k с высотой растет, но при распределении решения уравнения на весь пограничный слой такое допущение возможно (ошибка не более 10%).

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2}. \tag{10.5}$$

Уравнение (10.5) является дифференциальным уравнением второго порядка в частных производных с постоянным коэффициентом k. Это уравнение может быть решено только при наличии граничных и начальных условий. Граничные условия для отклонения температуры задаются в следующем виде:

1) на достаточно большой высоте (теоретически на бесконечности) суточные колебания температуры отсутствуют, т.е.

$$\tau \to 0 \text{ при } z \to \infty; \tag{10.6}$$

2) на земной поверхности распределение температуры воздуха считаем известным.

На земной поверхности суточный ход температуры воздуха может быть аппроксимирован с помощью функций периодического вида. При этом отклонение температуры на высоте $z = 0$ в момент времени t будет

$$\tau(0,t) = A_0 \sin \omega t, \tag{10.7}$$

где A_0 — амплитуда температуры воздуха при $z = 0$; $\omega = 2\pi / \Pi$ — угловая скорость суточного вращения Земли; Π — период колебаний (24 *ч*).

Решение уравнения (10.5) при граничных условиях (10.6) и (10.7) имеет следующий вид:

$$\tau(z,t) = A_0 \exp(-az)\sin(\omega t - az), \tag{10.8}$$

где $a = \sqrt{\omega / 2k} = \sqrt{\pi / k\Pi}$.

Проанализируем полученное решение.

Амплитуда колебаний. Из формулы (10.8) следует, что на высоте z амплитуда описывается выражением

$$A = A_0 \exp\left(-z\sqrt{\frac{\omega}{2k}}\right) = A_0\left(-z\sqrt{\frac{\pi}{k\Pi}}\right). \tag{10.9}$$

Таким образом, амплитуда колебаний температуры убывает с высотой по экспоненциальному закону. При этом, чем больше коэффициент турбулентности *k*, тем на большую высоту нужно подняться, чтобы амплитуда уменьшилась в заданное число раз. При среднем турбулентном обмене (*k* = 1–5 *м*^{2}/*с*) суточный ход температуры наблюдается в слое толщиной 1–1,5 *км*. Если турбулентный обмен развит сильно (*k* = 100–200 *м*^{2}/*с*), то суточные колебания распространяются фактически на всю тропосферу. Такие большие значения *k* наблюдаются в атмосфере при развитии конвекции, сопровождающейся образованием кучевообразной облачности.

Сравним амплитуды суточных и годовых колебаний температуры воздуха. Из (10.9) получим следующее соотношение:

$$\frac{z_1}{\sqrt{\Pi_1}} = \frac{z_2}{\sqrt{\Pi_2}} \text{ или } \frac{z_1}{z_2} = \sqrt{\frac{\Pi_1}{\Pi_2}}, \tag{10.10}$$

где Π_1 и Π_2 — периоды колебаний (суточные и годовые); z_1 и z_2 — высоты, до которых будут распространяться колебания данного периода.

Поскольку $\Pi_1 = 1$ *сут.*, а $\Pi_2 \approx 365{,}25$ *сут.*, то $z_1 / z_2 \approx 1/19$, из чего следует, что годовые колебания будут распространяться на высоту в 19 раз больше, чем суточные. Таким образом, годовые колебания даже при умеренном турбулентном обмене будут распространяться на всю тропосферу и нижнюю стратосферу.

Скорость распространения тепловых волн и время запаздывания. Колебания температуры воздуха, прежде всего, зависят от колебаний температуры земной поверхности. Скорость распространения тепла в воздухе конечна, поэтому экстремумы температуры должны наступать тем позднее, чем больше вы-

сота над поверхностью земли. Сравним моменты времени t_1 и t_2, в которые достигает максимума температура земной поверхности и воздуха на некоторой высоте z. Из (10.8) следует, что t_1 и t_2 должны удовлетворять следующим условиям:

1) t_1 — время наступления максимума на поверхности земли:

$$\omega t_1 = \frac{\pi}{2};$$

2) t_2 — время наступления максимума на некоторой высоте z:

$$\omega t_2 - az = \frac{\pi}{2}.$$

Для того, чтобы определить промежуток времени, в течение которого максимум (или минимум) температуры распространится от земной поверхности до высоты z, необходимо найти $\Delta t = t_2 - t_1$, т.е.

$$t_2 - t_1 = \frac{\pi}{2\omega} - \frac{\pi}{2\omega} + \frac{az}{\omega} = \frac{az}{\omega} = \sqrt{\frac{\pi}{k\Pi}}\frac{z\Pi}{2\pi} = \frac{z}{2}\sqrt{\frac{\Pi}{k\pi}}. \qquad (10.11)$$

До фиксированной высоты z экстремумы температуры распространяются тем быстрее, чем больше k и чем меньше период колебаний (запаздывание годовых колебаний примерно в 19 раз больше суточных).

Поскольку за время $\Delta t = t_2 - t_1$ экстремумы температуры распространяются от земной поверхности до высоты z, фазовая скорость температурной волны (скорость движения экстремумов) равна

$$v_{\phi} = \frac{z}{t_2 - t_1} = 2\sqrt{\frac{k\pi}{\Pi}}. \qquad (10.12)$$

Подчеркнем, что все выводы относительно решения уравнения (10.5) были получены в предположении, что $k(z) = const$ с погрешностью примерно 10%. К настоящему времени разработаны более сложные модели суточного хода температуры воздуха, основанные на различных зависимостях коэффициента турбулентности от высоты (Х. Келлер, Б. Хаурвиц, А.А. Дородницын, М.Е. Швец, М.И. Юдин, Х. Куо, Т. Сасамори).

11. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

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°С вызывает (в случае передачи выделившегося тепла из океана в атмосферу) повышение температуры в среднем по всему вертикальному столбу атмосферы на 10–12°С.

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.

11.1. Уравнение теплопроводности почвы

Тепло, поступившее к земной поверхности, распространяется в глубь почвы за счет молекулярной теплопроводности. Поток тепла $Q_м$ на произвольной глубине ξ, пропорционален вертикальному градиенту температуры $-\partial T / \partial \xi$:

$$Q_м = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi}. \qquad (11.1)$$

Поток тепла направлен в глубь почвы и положителен ($Q_м > 0$), когда температура убывает с глубиной ($-\partial T / \partial \xi < 0$). Коэффициент пропорциональности λ (*Вт*/(*м*·°С)) в этом соотношении носит название *коэффициента теплопроводности почвы* и для основных составных частей почвы имеет следующие значения: для торфа 0,88; мела 0,92; известняка 1,77; песчаников 1,10–2,80. Теплопроводность твердых частей почвы примерно в 100 раз больше молекулярной теплопроводности воздуха, поэтому с увеличением пористости почвы, т.е. отношения объема, занятого воздухом, к общему объему почвы, теплопроводность ее резко уменьшается. При увлажнении почвы часть почвенного воздуха замещается водой, теплопроводность которой примерно в 20 раз больше теплопроводности воздуха. По этой причине λ почвы возрастает при увеличении ее влажности. Поскольку состав и влажность почвы изменяются с глубиной и со временем, то и коэффициент теплопроводности также зависит от этих переменных.

Приток тепла к единичной массе почвы связан с потоком $Q_м$:

$$\varepsilon_м = -\frac{1}{\rho^*}\frac{\partial Q_м}{\partial \xi}, \quad \text{или} \quad \varepsilon_м = \frac{1}{\rho^*}\frac{\partial}{\partial \xi}\lambda\frac{\partial T}{\partial \xi}, \tag{11.2}$$

где ρ^* — плотность почвы.

Приравнивая $\varepsilon_м$ к изменению теплосодержания почвы за единицу времени, приходим к следующему уравнению теплопроводности почвы (или уравнению притока тепла):

$$c^*\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho^*}\frac{\partial}{\partial \xi}\lambda\frac{\partial T}{\partial \xi}, \tag{11.3}$$

где c^* — удельная теплоемкость почвы.

Произведение $c^*\rho^*$ представляет собой объемную теплоемкость почвы. Для основных составных частей почвы (песок, глина, торф) она при среднем увлажнении и пористости примерно одинакова и составляет около 2,09 *Дж*/(*м*^{3}·°С), т.е. равна половине теплоемкости воды. Объемная теплоемкость воздуха ($c_p\rho$) очень мала — порядка 10^{-3}–10^{-4} *Дж*/(*м*^{3}·°С). По этим причинам увеличение влажности и уменьшение пористости почвы сопровождаются возрастанием ее объемной теплоемкости.

Таким образом, в общем случае коэффициенты λ и $c^*\rho^*$ в уравнении (11.3) — переменные величины, зависящие от ξ и t. Построить решение уравнения (11.3) в этом случае можно лишь с помощью численных методов.

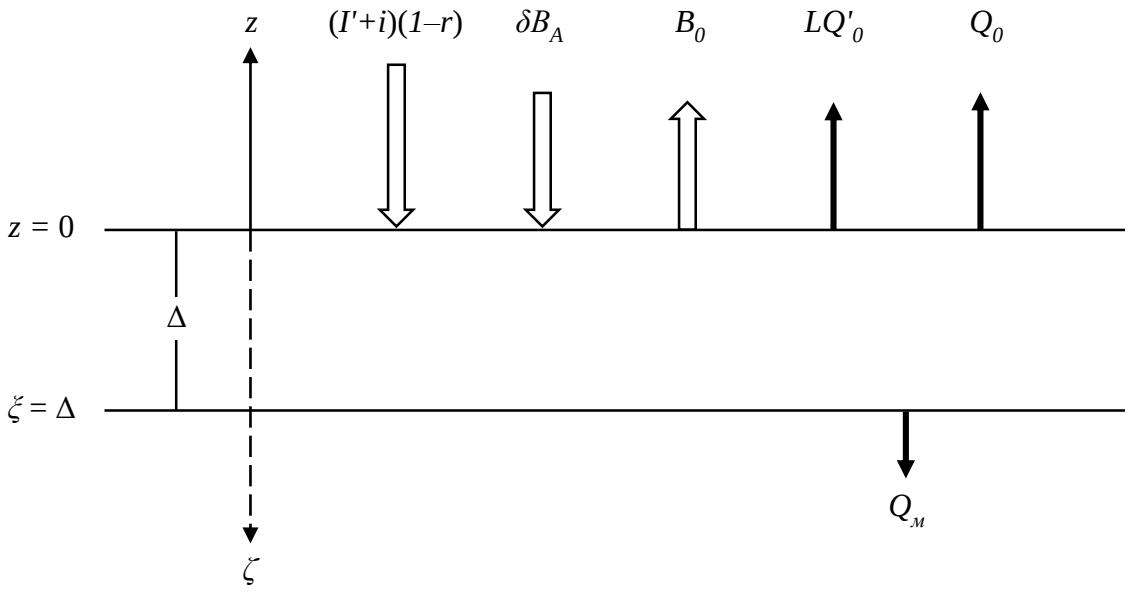
Однако в том случае, когда почва по глубине однородна и одинаково увлажнена, коэффициенты уравнения (11.3) можно считать постоянными. Тогда уравнение теплопроводности (11.3) принимает вид известного уравнения Фурье:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k_м \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2}. \qquad (11.4)$$

Здесь $k_м = \lambda / c^* \rho^*$ — коэффициент температуропроводности почвы, который измеряется, как и коэффициент турбулентности, в $м^2$/с.

11.2. Уравнение теплового баланса земной поверхности

Тепловой режим земной поверхности и атмосферы формируется в конечном счете под влиянием результирующего притока тепла. Формулу, с помощью которой определяется результирующий приток тепла, называют *уравнением теплового баланса*.



Составляющие теплового баланса земной поверхности

Связь тепловых режимов атмосферы и деятельного слоя земли осуществляется с помощью уравнения теплового баланса земной поверхности, которое можно использовать 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 (рисунок). Кроме потока солнечной радиации ($I' + i$), земная поверхность получает тепло в виде потока инфракрасной радиации от атмосферы (δB_A); теряет она тепло путем собственного излучения (B_0).

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 тепла

$$LQ_0' = -L\rho k \frac{\partial q}{\partial z}.$$

При этом поток LQ_0' нередко называют потоком скрытого тепла, в то время как поток Q_0 — потоком явного тепла.

Поток тепла через нижнюю границу слоя Δ описывается формулой

$$Q_м = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} = -c^* \rho^* k_м \frac{\partial T}{\partial \xi}.$$

В итоге уравнение теплового баланса земной поверхности можно записать в виде

$$(1-r)(I'+i) + \delta B_A - B_0 + c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} + L\rho k \frac{\partial q}{\partial z} + c^* \rho^* k_м \frac{\partial T}{\partial \xi} = 0. \qquad (11.5)$$

Так как сумма первых трех слагаемых в уравнении (11.5) представляет собой радиационный баланс земной поверхности *R*, то уравнение теплового баланса поверхности суши принимает вид

$$-c_p \rho k \frac{\partial \Theta}{\partial z} - L\rho k \frac{\partial q}{\partial z} - c^* \rho^* k_м \frac{\partial T}{\partial \xi} = R \quad \text{при } z = \xi = 0. \qquad (11.6)$$

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 все эти притоки тепла (за исключением, возможно, тепла, затрачиваемого на таяние льда и снега) можно не учитывать.

11.3. 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 повышается при отрицательном (чаще ночью). Средняя суточная температура почвы с глубиной понижается летом и повышается 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 $Q_м > 0$ (направлен в глубь почвы) в дневные часы и $Q_м < 0$ в ночные. Осредненный за сутки поток тепла положителен летом и отрицателен зимой.

Средняя годовая температура почвы убывает с глубиной (ξ) в низких широтах и возрастает в высоких. Приведенное распределение температуры называют распределением по типу инсоляции.

На вертикальное распределение температуры почвы существенное влияние оказывают растительный и снежный покровы. 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.

Температура поверхности оголенной почвы летом может достигать больших значений, например, 82°С — в тропиках, 79°С — в Средней Азии, 60°С — в Ленинградской области. Установлено, что наиболее высокая температура наблюдается не на оголенной, а на покрытой редкой выгоревшей травой поверхности. Так, наблюдения в Арыси (Казахстан) 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°С выше, чем над оголенной почвой.

Зимой, когда преобладающую роль играет излучение, почва под растительным покровом теплее оголенной. Однако зимой основную роль в формировании теплового режима почвы играет снежный покров. 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.

Вследствие малой теплопроводности снега температура внутри слоя снега резко возрастает с глубиной. В результате температура поверхности почвы под снегом всегда выше температуры не покрытых снегом поверхностей. 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°С, тогда как температура оголенных участков почвы и воздуха может быть значительно выше 0°С.

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).

11.4. 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, во-первых, большой теплопроводностью воды, особенно в верхнем слое толщиной 50–150 *м*, где развит турбулентный обмен, во-вторых, примерно в 2 раза большей, чем у почвы, объемной теплоемкостью воды, в-третьих, 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 повышается 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 ($Q_м$). 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, так как под влиянием обмена температура выравнивается. Ниже квазиоднородного слоя температура воды резко изменяется с глубиной. Этот слой называют слоем сезонного термоклина. Положение нижней границы квазиоднородного слоя существенно изменяется в течение года. С июня по октябрь толщина квазиоднородного слоя близка к 50 *м*. В этот период температура поверхностного слоя воды высокая, плотность возрастает с глубиной, вследствие чего перемешивание в квазиоднородном слое поддерживается только за счет механической энергии ветра. В остальные месяцы 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*.

12. ТЕМПЕРАТУРА СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЫ

12.1. Распределение температуры в тропосфере и стратосфере

Поле температуры выше ПСА формируется так же, как и у Земли, под влиянием притока тепла от Солнца и вследствие особенностей подстилающей поверхности. Влияние последнего фактора уменьшается с увеличением высоты над поверхностью Земли. Анализ распределения температуры в свободной атмосфере (выше ПСА) производится с помощью различных карт, составленных по аэрологическим наблюдениям. В основной толще тропосферы (примерно до высоты 5,5 *км*) и зимой, и летом температура понижается от экватора к полюсам в среднем годовом выражении примерно на 0,5–0,6°С на каждый градус широты. При этом возмущения изотерм (отклонение их хода от широтного) средней температуры нижней половины тропосферы, по сравнению с изотермами на уровне моря, более сглажены. Расположение основных центров тепла и холода (гребней и ложбин на картах относительной топографии) аналогично приземному. Так, на карте относительной топографии в зимнее время над северо-востоком Азии и Северной Америки (Якутия и Канада) находятся ложбины холода с замкнутыми изогипсами. Несколько более слабо выраженная ложбина холода наблюдается над Восточной Европой. Между ложбинами холода располагаются гребни тепла (Скандинавия, Гольфстрим). Летом картина изменяется: ложбины холода отмечаются над холодными океаническими областями (Берингово море).

Влияние подстилающей поверхности распространяется на верхнюю половину тропосферы и нижнюю стратосферу. Важной особенностью строения поля температуры в стратосфере обоих полушарий является неравномерное распределение значений горизонтальных градиентов температуры. На средних картах обнаруживается по одной узкой зоне больших градиентов температуры, опоясывающей каждое полушарие. В северном полушарии зимой такая зона располагается на широтах 30–40°, летом — на широтах 35–45°. На ежедневных картах обнаруживается по нескольку зон максимальных градиентов в каждом полушарии. Такие зоны получили название *высотных фронтальных зон* (ВФЗ). Отдельные ВФЗ, переходя одна в другую и опоясывая все полушарие, образуют системы ВФЗ, которые называются *планетарными высотными фронтальными зонами* (ПВФЗ).

С ВФЗ связаны зоны больших скоростей ветра — *струйные течения*, а в тропосфере умеренных и высоких широт — узкие переходные зоны между воздушными массами с разными свойствами — *атмосферные фронты*, т.е. в области ВФЗ возникают и развиваются циклоны.

Поле температуры стратосферы, особенно средней и верхней, формируется, главным образом, под влиянием процессов лучистого теплообмена, а температура воздуха в стратосфере зависит не только от притока тепла, но и от концентрации поглощающих солнечную радиацию газов.

В стратосфере, как уже было отмечено в гл. 2, одним из основных поглощающих газов является озон. Несмотря на его малое относительное содержание, он определяет почти всю положительную часть радиационного баланса в слое от 20 до 60 *км*. Озон полностью поглощает энергию солнечного излучения в интервале длин волн от 0,20 до 0,32 *мкм*, который и создает основные теплозапасы стратосферы.

Средний годовой минимум содержания озона наблюдается вблизи экватора. Годового хода здесь практически нет. В высоких и умеренных широтах в среднем за год концентрация озона выше, но наблюдаются большие сезонные колебания. Максимальное содержание отмечается весной, а минимальное — во второй половине года (ближе к осени). В приполярных районах зимой, где до больших высот атмосфера не освещается Солнцем, наблюдается минимальное содержание озона.

Зимой в нижней стратосфере отмечаются две области холода: 1) в приполюсном районе; 2) в приэкваториальной зоне.

Приэкваториальная область холода в верхней тропосфере и нижней стратосфере над северным полушарием существует весь год и охватывает слой толщиной 10–12 *км* (по вертикали). Она возникает вследствие интенсивного конвективного перемешивания воздуха в тропосфере тропических широт. С высотой в стратосфере область тепла умеренных широт постепенно смещается в более низкие широты. Таким образом, если в тропосфере зимой средний градиент температуры направлен от экватора к полюсу, то в нижней стратосфере — от умеренных широт к полюсу и экватору. В верхней части стратосферы выше 30–35 *км*, средний градиент температуры, так же, как и в тропосфере, направлен от экватора к полюсу.

С наступлением полярного дня начинают активизироваться процессы озонообразования и интенсивный прогрев полярной стратосферы. В результате в теплом полугодии (апрель–сентябрь) в высоких широтах располагается область тепла с максимальной температурой до 12°С. С появлением полярной области тепла в стратосфере средний градиент температуры становится направленным к экватору. С высотой градиент температуры возрастает и остается таковым до верхней границы стратосферы (50–55 *км*). Причем его наибольшие значения отмечаются в переходной зоне между тропическими и умеренными широтами.

12.2. Изменение температуры воздуха с высотой

Убывание температуры воздуха с высотой в пределах тропосферы в среднем составляет 0,65°С/100 *м*. Это убывание температуры не является постоянным.

По величине вертикального градиента в тропосфере можно выделить 4 слоя:

1 слой: нижний ПСА, до высоты 1–1,5 *км*, вертикальный температурный градиент γ = 0,3–0,4°С/100 *м*;

2 слой: средней тропосферы, до высоты примерно 6 *км*, γ = 0,5–0,6°С/100 *м*;

3 слой: верхней тропосферы, до высоты 8–9 *км*, γ = 0,65–0,75°С/100 *м*;

4 слой: колебания тропопаузы, высота 9–12 *км*, γ = 0,2–0,5°С/100 *м*.

До высоты примерно 35 *км* температура остается почти постоянной, или слегка повышается. Характеристики слоев: наиболее неустойчивый γ в ПСА, где сильно сказывается влияние нагревания и охлаждения земной поверхности, о чем уже было изложено в предыдущих параграфах. Выше 1,5 *км* средние γ довольно устойчивы в течение суток и даже года (по сезонам). Они мало изменяются в области умеренных широт. В верхней тропосфере наблюдаются некоторые различия в γ в зависимости от широты.

12.3. Тропопауза

Над верхней границей тропосферы располагается тропопауза. Ее высота и температура сильно зависят от географической широты, времени года и интенсивности атмосферных процессов. Тропопауза — уровень выше поверхности 500 *гПа* (высота примерно 5,5 *км*), с которой γ становится меньше 0,2°С/100 м. Если над ней в каком-то слое наблюдается γ > 0,3°С/100 *м*, то выше его определяют вторую тропопаузу.

Существуют два главных типа тропопаузы:

1) тропическая тропопауза (высота 16–17 *км*), которая располагается на широтах 32° ю.ш. – 32°с.ш.;

2) полярная тропопауза (высота 9–10 *км*), располагается на широтах далее 32° в обоих полушариях.

Вблизи границы разрыва тропопаузы могут наслаиваться друг на друга.

Высота тропопаузы очень изменчива. Так, высота полярной тропопаузы может уменьшаться до 4 *км*, а высота тропической — увеличиваться до 32 *км*. Зона разрыва летом смещается ближе к полюсам (до 36–38°ю.ш. и до 43°с.ш.).

Тропопауза отделяет тропосферу от стратосферы, т.е. разделяет два разных термодинамических режима. Тропосфера часто неустойчива, в ней часто отмечается повышенная влажность и образуются облака, в которых скрытое тепло

конденсации помогает развиваться сильным атмосферным возмущениям. В стратосфере преобладает устойчивость, вертикальные движения слабы, влажность мала, облаков нет, за исключением тонких перламутровых облаков. Верхняя граница стратосферы — стратопауза — уровень с наиболее высокой температурой в верхней стратосфере. Высота стратопаузы в полярной области — 52 *км* летом, 58 *км* — зимой. В тропиках — 46 и 48 *км* соответственно.

В тропической стратосфере над весьма холодной (–70…–80°С) тропопаузой температура быстро растет на 0,22–0,24°С/100 *м* до стратопаузы, которая имеет среднюю температуру –2…+2°С.

Годовые различия температуры в тропической стратосфере невелики (не более 10°С). В полярной области температура стратосферы зимой уменьшается на высотах 25–29 *км* до –75…–90°С. При этом температура толщи атмосферы, располагающейся под стратопаузой зимой от полюса до 40°с.ш. в целом заметно ниже, чем в тропической зоне. Благодаря такому широтному различию в температуре зимой изобарические поверхности в высоких широтах опущены, прогнуты вниз по сравнению с тропиками. При этом формируется большой околополярный циклон, в котором везде преобладают западные ветры. Летом, когда температура стратосферы в северной полярной области понижается от –50°С у тропопаузы до +10…+15°С на высоте стратопаузы, в ней изобарические поверхности приподняты относительно более холодной тропической области, и выше 20 *км* возникает полярный антициклон. Вокруг него формируется околополярный поток восточных ветров.

Таким образом, вертикальная термическая расслоенность атмосферы оказывает влияние на циркуляцию атмосферы: 1) переходные слои атмосферы (паузы) являются задерживающими слоями и ограничивают воздухообмен между смежными сферами, но полностью его не исключают; 2) изменение температуры с высотой различно в разных широтных зонах, вследствие чего изменяются с высотой направления горизонтального градиента температуры, а, следовательно, давление и формы общей циркуляции атмосферы.

12.4. Инверсии температуры

Инверсия — это повышение температуры воздуха с высотой в некотором слое атмосферы, где вертикальный градиент T меньше нуля ($\gamma < 0$). Падение температуры с высотой можно считать нормальным явлением для тропосферы, а инверсии температуры — отклонениями от нормального состояния. Однако инверсии температуры — широко распространенное явление. Так, по данным аэрологических наблюдений повторяемость инверсий в Перми составляет 56% общего числа наблюдений. В качестве переходного случая между нормальным падением

температуры с высотой и инверсией можно выделить явление *вертикальной изотермии*, когда температура в некотором слое с высотой не меняется. Слои изотермии и инверсии в термодинамическом отношении обладают большой устойчивостью и являются препятствием для развития в атмосфере восходящих движений, поэтому они получили название задерживающих слоев. Условия образования и термодинамическое значение слоев инверсии и изотермии принципиально одинаковы, однако наиболее четко они выявляются при рассмотрении инверсий.

Инверсии характеризуются следующими параметрами: 1) высотой нижней границы, т.е. высотой, с которой начинается повышение температуры; 2) толщиной или мощностью слоя, в котором наблюдается повышение температуры с высотой; 3) разностью температуры на верхней и нижней границах инверсионного слоя — скачком температуры или величиной инверсии.

По высоте различают: 1) *приземные* инверсии, которые начинаются непосредственно от земной поверхности; 2) *приподнятые* инверсии, т.е. инверсионные слои в свободной атмосфере, нижняя граница которых располагается на некоторой высоте, причем иногда одновременно наблюдается не один, а два и более слоев инверсии.

Следует отметить, что инверсии наблюдаются не над отдельными точками земной поверхности, а представляют собой слои, непрерывно простирающиеся над значительными площадями, особенно в случае инверсий в свободной атмосфере.

Мощность инверсионного слоя изменяется от нескольких метров до 2–3 *км*, а скачок температуры может достигать нескольких градусов (до 10°С и даже более).

Процессы, приводящие к образованию инверсий, могут быть весьма разнообразны, причем в конкретных условиях нередко одновременно действуют разные факторы, поэтому классификация инверсий по их происхождению основана на выделении главного фактора, приводящего к их образованию.

К группе приземных относятся *радиационные* и *адвективные инверсии*.

Радиационные инверсии принято делить на *ночные* и *зимние*. Они образуются под влиянием потерь тепла земной поверхностью при ее отрицательном радиационном балансе. От земной поверхности охлаждаются и прилегающие к ней слои воздуха, в результате чего в некотором слое воздуха температура с высотой не уменьшается, а растет. Очевидно, что такие инверсии могут развиваться в тех случаях, когда земная поверхность отдает тепла излучением больше, чем получает, что имеет место в ночные часы, а зимой также иногда и в течение всех суток. Благоприятными условиями для образования радиационных инверсий явля-

ются низкая относительная влажность и отсутствие облачности, когда велико эффективное излучение, слабый ветер (не более 2–3 *м*/*с*) и мал приток тепла из почвы (пониженная теплопроводность и теплоемкость почвы). Мощность слоя радиационных инверсий колеблется от 10–15 до 300–400 *м*, а величина составляет несколько градусов. Они характерны для всех районов, но особенно для пустынь. В некоторых случаях радиационный эффект усиливается особенностями орографии, когда в условиях холмистой местности охлаждающийся воздух стекает с возвышенностей в низины или котловины.

Зимой в умеренных и высоких широтах радиационный баланс земной поверхности меньше нуля ($R < 0$) не только ночью, но и днем, вследствие чего земная поверхность под влиянием излучения непрерывно охлаждается, что способствует сохранению инверсии в течение продолжительного времени. В полярных областях (Арктике и Антарктике), Гренландии, в северных частях материков (Якутия) зимой формируются инверсии, верхняя граница которых может достигать 3 *км* с перепадом температуры до 20–25°С.

Адвективные инверсии возникают при перемещении теплой воздушной массы на холодную подстилающую поверхность. При этом нижние слои теплого воздуха отдают часть тепла подстилающей поверхности, в результате чего охлаждаются больше, чем верхние — образуется инверсия температуры. Особенно часто адвективные инверсии образуются в тех случаях, когда теплый воздух с моря поступает на охлажденную в зимнее время поверхность суши.

С адвекцией теплого воздуха связаны также *весенние*, или *снежные инверсии*. Они образуются весной при натекании теплой воздушной массы на снежную поверхность, температура которой близка к 0°С. Поскольку температура воздуха уже на высоте 2 *м* может превышать 10°С, возникает инверсия с большим перепадом температуры. Под влиянием турбулентного притока тепла от атмосферы снег быстро тает. Мощность и величина таких инверсий обычно невелики.

Нередко на образование инверсии оказывают влияние и радиация, и адвекция. В таких случаях инверсию называют *адвективно-радиационной*.

Приподнятые, или *инверсии в свободной атмосфере*, возникают преимущественно в устойчивых антициклонах, как над сушей, так и над морем, и наблюдаются над большими территориями в течение длительных периодов. К приподнятым относятся инверсии: 1) *оседания*; 2) *турбулентные*; 3) *фронтальные*.

Инверсии оседания возникают вследствие нисходящего движения воздуха и его адиабатического нагревания в устойчивых воздушных массах антициклонов. Для того, чтобы яснее представить оседание в антициклоне, рассмотрим слой воздуха $ABCD$ толщиной 1000 *м*, на верхней границе которого температура

равна $T_{ВГ}$ = –2°С, на нижней $T_{НГ}$ = 2°С (рис. 12.1). Вертикальный градиент в рассматриваемом слое равен

$$\gamma = -\frac{dT}{dz} = -\frac{-2°\text{C} - 2°\text{C}}{1000} = 0{,}4°\text{C}/100\,м.$$

Слой $ABCD$ участвует в оседании. Так как максимум оседания наблюдается в свободной атмосфере, верхняя часть слоя оседает больше, чем нижняя. Предположим, что поверхность AB осела на 500 *м* и заняла положение $A'B'$. Температура воздуха стала 7ºС, так как при адиабатическом оседании температура росла на 1ºС на каждые 100 *м*. За это же время поверхность CD осела на 1300 *м* и заняла положение $C'D'$. Таким образом, слой воздуха, имевший первоначально толщину 1000 *м*, в результате растекания приобрел толщину 200 *м*. В результате оседания температура воздуха на $C'D'$ стала 11ºС. Таким образом, в слое $A'B'C'D'$ образовалась инверсия с вертикальным градиентом температуры, равным

$$\gamma = -\frac{dT}{dz} = -\frac{11°\text{C} - 7°\text{C}}{1000} = -2°\text{C}/100\,м.$$

Инверсии оседания наблюдаются над большими территориями в соответствии с размерами антициклонов, в которых они формируются. Особенно велики инверсии оседания в зимних устойчивых антициклонах над материками умеренных широт.

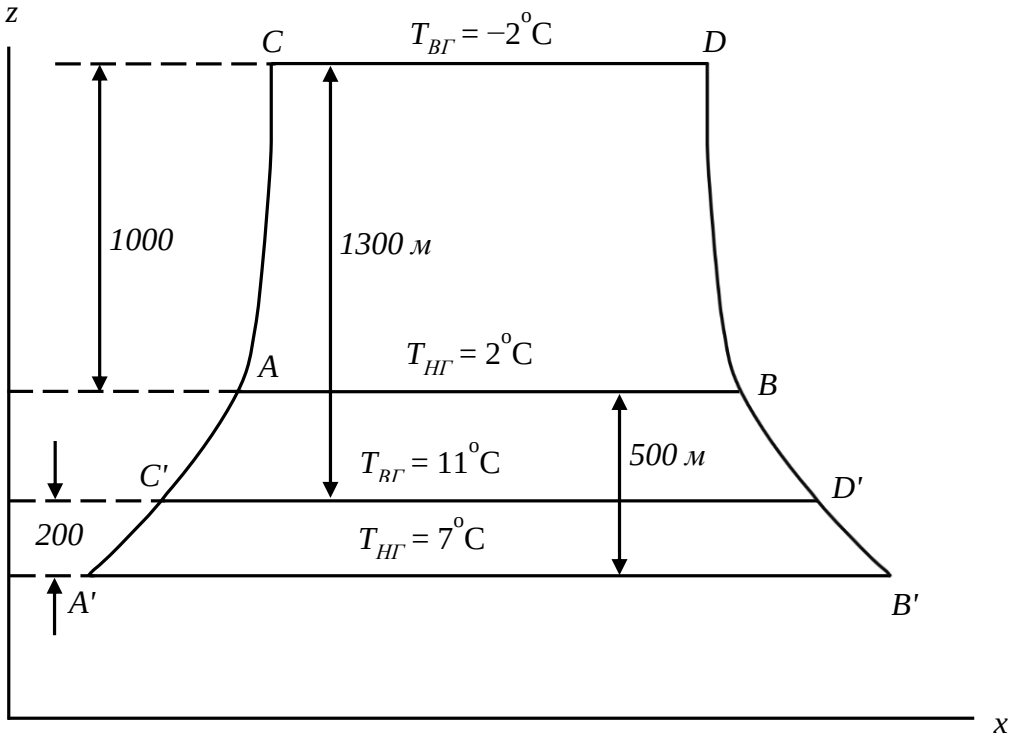


Рис. 12.1. Образование инверсии оседания

Турбулентные инверсии образуются вблизи поверхности раздела слоев с различной интенсивностью турбулентного обмена. Пусть в начальный момент некоторый слой стратифицирован сухоустойчиво ($\gamma_a > \gamma$, кривая 1 на рис. 12.2).

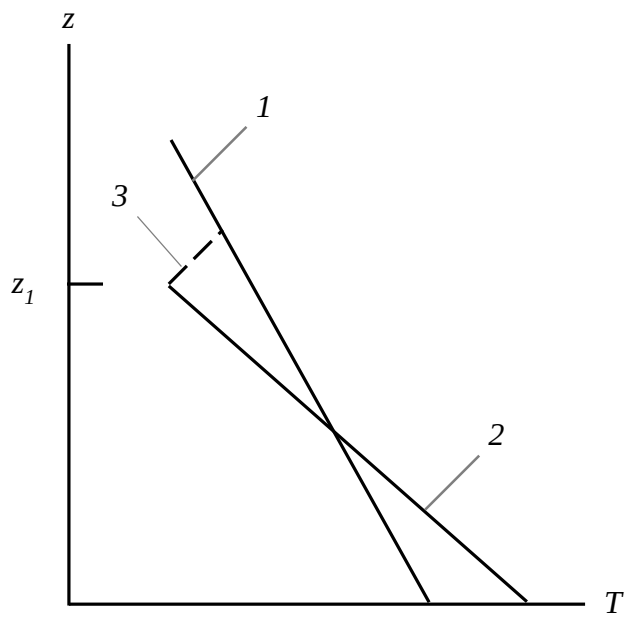


Рис. 12.2. Схема образования турбулентной инверсии

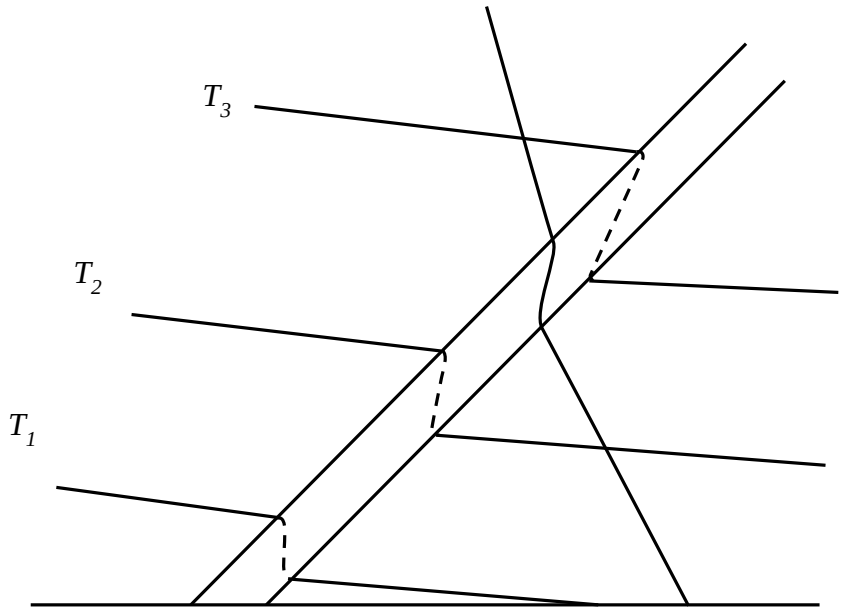


Рис. 12.3. Фронтальная инверсия. T_i — изотермы

В результате турбулентного перемешивания в слое $z < z_1$ создается вертикальный градиент, близкий к адиабатическому, а кривая стратификации из положения 1 переходит в положение 2 (рис. 12.2). Понижение температуры вблизи уровня z_1 приведет к разрыву температуры и к возникновению инверсии (кривая

3 на рис. 12.2). *Фронтальные инверсии* возникают во фронтальных зонах в результате натекания теплого воздуха на клин холодного. Так как изотермы при этом в теплом воздухе располагаются выше, чем в холодном, смыкание их в переходной зоне приводит к излому (рис. 12.3).

В зависимости от контраста температуры между воздушными массами излом будет различаться, так что в переходной зоне будут создаваться разные вертикальные градиенты: инверсионные и изотермические при больших контрастах и слабые положительные — при малых.

13. ВЛАЖНОСТЬ ВОЗДУХА

13.1. Уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере

Водяной пар распространяется в атмосфере вследствие ее движения, которое складывается из упорядоченного переноса со средней скоростью $V(u, v, w)$ 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 (остается 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:

$$Q_x = -k_n' \rho \frac{\partial q}{\partial x}, \quad Q_y = -k_n' \rho \frac{\partial q}{\partial y}, \quad Q_z = -k_n \rho \frac{\partial q}{\partial z}, \tag{13.1}$$

где k_n' и k_n — коэффициенты турбулентной диффузии водяного пара по горизонтали и вертикали (единица измерения — $м^2/с$, как и в случае коэффициентов турбулентности k' и k).

В дальнейшем будем считать, что эти коэффициенты равны $(k_n' = k'; k_n = k)$, хотя некоторое различие между ними существует.

На основе ранее рассмотренного уравнения

$$\varepsilon = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial Q_z}{\partial z}\right),$$

связывающего приток с потоком, можем записать следующее выражение для турбулентного притока (ε_n) водяного пара за 1 $с$ к единичному объему:

$$\varepsilon_n = \frac{\partial}{\partial x}\left(k'\rho\frac{\partial q}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k'\rho\frac{\partial q}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\rho\frac{\partial q}{\partial z}\right). \tag{13.2}$$

Под влиянием этого притока происходит изменение доли водяного пара. Поскольку рассматривается движущийся индивидуальный объем воздуха, то изменение доли пара за единицу времени будет характеризовать полная производная (dq/dt). Изменение же массы водяного пара в выделенном объеме составит

$$\frac{dq}{dt}\rho.$$

Приравнивая приток водяного пара под влиянием турбулентной диффузии к изменению массы его внутри выделенного объема воздуха, получаем *уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере*

$$\frac{dq}{dt}\rho = \frac{\partial}{\partial x}\left(k'\rho\frac{\partial q}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k'\rho\frac{\partial q}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\rho\frac{\partial q}{\partial z}\right). \qquad (13.3)$$

Расписав в уравнении (13.3) полную производную и разделив на ρ, получим

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\left(u\frac{\partial q}{\partial x} + v\frac{\partial q}{\partial y}\right) - w\frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(k'\rho\frac{\partial q}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k'\rho\frac{\partial q}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\rho\frac{\partial q}{\partial z}\right)\right]. \qquad (13.4)$$

Согласно последнему уравнению, на изменение величины q в определенной точке пространства оказывают влияние следующие процессы.

1. Упорядоченный перенос водяного пара со средней скоростью в горизонтальном направлении. Этот процесс называют *адвекцией водяного пара*. Под ее влиянием происходит увеличение массовой доли пара ($\partial q/\partial t > 0$), если воздух переносится из области с высокими значениями q в область с относительно низкими q (направив ось x вдоль потока, получим $u > 0$, $v = 0$, $\partial q/\partial x < 0$, а $-u\,\partial q/\partial x > 0$). В том случае, когда в направлении переноса доля пара возрастает ($\partial q/\partial x > 0$), со временем под влиянием адвекции она уменьшается ($\partial q/\partial t < 0$).

2. Упорядоченный перенос пара вертикальными токами. Этот процесс называется конвекцией водяного пара. Если доля пара убывает с высотой ($\partial q/\partial z < 0$), что наиболее часто наблюдается в атмосфере, то при восходящем движении ($w > 0$) на фиксированном уровне влажность увеличивается со временем ($\partial q/\partial t > 0$), а при нисходящем ($w < 0$) — уменьшается ($\partial q/\partial t < 0$).

3. Турбулентная диффузия 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 q в верхней части слоя и уменьшение в нижней. Наиболее существенна роль диффузии в вертикальном направлении. Перенос и перераспределение пара по горизонтали осуществляются 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). Таким образом, уравнение 13.4 можно переписать в следующем виде:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\left(u\frac{\partial q}{\partial x} + v\frac{\partial q}{\partial y}\right) - w\frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left(k\rho\frac{\partial q}{\partial z}\right). \qquad (13.5)$$

Уравнение (13.5) — дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных. Для получения его однозначного решения необходимо задать граничные и начальное 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 поверхности водяной пар находится в насыщенном состоянии, т.е. $q = q_m(T_0, p_0)$, 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 равна влажности насыщенного пара.

В заключение подчеркнем, что полученное здесь уравнение переноса водяного пара справедливо для ненасыщенного воздуха. Обобщение этого уравнения на случай насыщенного воздуха рассмотрим в разделе «Облака».

13.2. Распределение характеристик влажности по высоте в приземном слое атмосферы

Ранее 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. Также, как и температура, влажность в приземном слое наиболее резко изменяется с высотой. Установим вид зависимости q от z в приземном слое. С этой целью обратимся к уравнению переноса водяного пара (13.5). Если левую и правую части этого уравнения проинтегрировать по высоте, предварительно умножив на ρ, то получим

$$\int_0^z \rho \frac{\partial q}{\partial t} dz = -\int_0^z \rho \left(u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} \right) dz - \int_0^z \rho w \frac{\partial q}{\partial z} dz + k\rho \frac{\partial q}{\partial z} - \left(k\rho \frac{\partial q}{\partial z} \right)_0 . \quad (13.6)$$

Оценим интеграл в левой части (13.6). Так, если в течение 12 *ч* доля пара изменилась на $\Delta q = 5‰$ (5 *г/кг*), то $\partial q / \partial t \approx 1{,}2 \cdot 10^{-7}$ с$^{-1}$. Принимая в слое от земной поверхности до высоты 50 *м* последнее значение производной в качестве среднего для всего слоя, получаем

$$\rho \int_0^z \frac{\partial q}{\partial t} dz = \rho \overline{\frac{\partial q}{\partial t}} z = 1{,}2 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-7} \cdot 5 \cdot 10^3 \approx 7 \cdot 10^{-7} \frac{г}{с \cdot см^2}.$$

Первое слагаемое в правой части (13.6) имеет такой же порядок величины и, как правило, совпадает по знаку с левой частью (13.6). Благодаря этому левая часть, если в нее перенести и адвективное слагаемое, оказывается чаще всего значительно меньше, чем приведенная оценка. Конвективное слагаемое в приземном слое благодаря близости к земной поверхности, где $w \approx 0$, еще меньше, чем адвективное, и поэтому здесь им можно пренебречь. Последнее слагаемое в правой части (13.6) представляет собой поток водяного пара при $z = 0$, т.е. скорость испарения с земной поверхности: $Q_0' = -\left(k\rho \frac{\partial q}{\partial z} \right)_0$. Согласно измерениям, испарение колеблется в зависимости от времени года, места наблюдения, условий погоды и других факторов 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 находим:

$$Q_0' = \frac{17{,}0}{30 \cdot 24 \cdot 3600} \approx 7 \cdot 10^{-6} \frac{г}{с \cdot см^2}.$$

Таким образом, интегралы в уравнении (13.6) в пределах приземного слоя по меньшей мере на один порядок меньше Q_0'.

С учетом выполненных оценок уравнение (13.6) с погрешностью около 10% для приземного слоя можно записать в виде

$$-k\rho \frac{\partial q}{\partial z} = Q_0'. \quad (13.7)$$

Это уравнение показывает, что в приземном слое турбулентный поток водяного пара (также, как и тепла) приближенно можно считать постоянным по высоте.

Решение уравнения (13.7) имеет следующий вид:

$$q(z) = q_2 + q_* \ln\left(\frac{z}{z_2} \right),$$

где q_* — масштаб влажности, который определяется из выражения

$$q_* = \frac{q_3 - q_2}{\ln(z_3 / z_2)}.$$

Здесь z_2 и z_3 — высоты, на которых измерены массовые доли q_2 и q_3.

13.3. Распределение влажности в тропосфере, стратосфере, мезосфере

Источником водяного пара для атмосферы является земная поверхность, поэтому содержание водяного пара в приземном слое максимально, выше которого массовая доля водяного пара уменьшается.

В 1889 г. по материалам наблюдений в Альпах и данным шаров-зондов австрийский метеоролог Юлиус Ганн (1839–1921) установил связь парциального давления водяного пара e с высотой z:

$$e = e_0 \cdot 10^{-z/6,3}, \tag{13.8}$$

где z — высота над земной поверхностью, *км*; e_0 — давление водяного пара при $z = 0$.

Согласно формуле (13.8), давление водяного пара по сравнению с наземным убывает в 10 раз на высоте 6,3 *км* и в 100 раз — на высоте 12,6 *км*. При этом атмосферное давление на этих высотах уменьшается соответственно всего лишь в 2–2,5 и в 4–5 раз.

Другой известный немецкий метеоролог Рейнхард Зюринг (1866–1950) получил формулы

$$e = e_0 \cdot 10^{-z/6 - z^2/120}, \; q = q_0 \cdot 10^{-z/9 - z^2/120}, \tag{13.9}$$

согласно которым давление пара убывает с высотой еще быстрее, чем по формуле Ганна, причем доля пара q понижается с высотой медленнее, чем давление водяного пара e. В формулах (13.9) z также измеряется в километрах.

К настоящему времени накоплены многочисленные данные измерения влажности в тропосфере и нижней стратосфере с помощью радиозондов. Точность единичных измерений влажности все еще недостаточно высока, особенно при отрицательной температуре. Однако ошибки единичных измерений при осреднении сглаживаются, вследствие чего средние значения определяются с удовлетворительной точностью. Согласно данным радиозондирования, проведенным в Москве (1961–1969 гг.), массовая доля пара в тропосфере уменьшается с высотой. Однако для реального распределения влажности характерно большое разнообразие, когда слои убывания влажности могут чередоваться со слоями ее возрастания. Так, зимой в нижней тропосфере до 1,5–2 *км* доля пара, как правило, увеличивается с высотой. При этом 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 этим данным, доля пара в тропосфере в пасмурную погоду на всех уровнях больше, чем в ясную. Особенно велико различие зимой, в частности, в нижней половине тропосферы (до уровня 5–6 *км*), где наиболее часто образуются облака, доля пара в январе в облачную погоду, как правило, более чем в 2 раза больше, чем в ясную.

Приведем еще данные о взаимосвязи температуры и влажности воздуха, количественной мерой которой служит *коэффициент взаимной корреляции* $r_{T,q}$: чем он больше, тем теснее эта взаимосвязь. Из расчетов, проведенных по данным радиозондовых измерений в Москве (1961–1969 гг.) и Архангельске (1963 г.) следует, что $r_{T,q}$ изменяется в среднем в пределах 0,7–0,9. Это означает, что повышение температуры сопровождается увеличением доли пара и, наоборот, понижение температуры воздуха влечет за собой уменьшение его доли.

Сведения о влажности воздуха в стратосфере малочисленны. Установлено, что выше тропопаузы значения абсолютной и относительной влажности воздуха, как правило, принимают очень низкие значения. Однако в стратосфере могут встречаться слои с повышенной влажностью, в частности, в области перламутровых облаков (20–30 *км*).

Сведения о влажности воздуха в верхней стратосфере и мезосфере еще более малочисленны. Однако водяной пар путем турбулентной диффузии может поступать из нижних слоев и сюда, о чем свидетельствует образование на высотах 75–90 *км* серебристых облаков, которые состоят из ледяных кристаллов.

13.4. Испарение

Скоростью испарения или испарением называют массу воды, которая испаряется за единицу времени с единичной поверхности. Это тот поток водяного пара Q_0', который был введен и рассматривался выше. Единица скорости испарения в системе СИ — *кг*/(*с·м*^{2}). На практике испарение рассчитывается за более длительный промежуток времени (час, сутки, месяц) и чаще всего в миллиметрах слоя воды, который испарился за это время. Поскольку плотность воды практически не отличается от 1 *г*/*см*^{3}, то легко понять, что существует простая связь:

$$Q_0' \, кг/(с \cdot м^2) = Q_0' \, мм/с.$$

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. 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.

Формула для определения Q_0' имеет следующий вид:

$$Q_0' = \alpha_q \rho c_1 (q_0 - q_1), \tag{13.10}$$

где ρ — плотность воздуха; c_1 и q_1 — соответственно скорость ветра и массовая доля водяного пара на высоте z_1; α_q — коэффициент влагообмена, который можно представить в виде

$$\alpha_q \approx \frac{\kappa^2}{\ln^2(z_1 / z_0)},$$

где κ = 0,38 — постоянная Кармана.

В выражении (13.10) q_0 — доля водяного пара в непосредственной близости к водной поверхности (при $z = 0$), равная доле насыщенного пара при температуре поверхности воды T_0: $q_0 = q_m(T_0, p_0)$. Таким образом, если T_0, p_0, c_1 и q_1 измерены, то с помощью формулы (13.10) можно определить скорость испарения с поверхности морей, больших озер и водохранилищ.

Если в формуле (13.10) произвести замену q на e, то она примет вид формулы Дальтона:

$$Q_0' = b_1 c_1 (E_0 - e_1), \tag{13.11}$$

где E_0 — давление насыщения при температуре T_0; e_1 — давление водяного пара на высоте z_1; $b_1 = 0{,}622 \alpha_q \rho_0 / p_0$.

Поскольку на морях практически отсутствует суточный ход метеорологических величин и турбулентного обмена, формулу (13.11) можно применять для расчета испарения за сутки и более длительные промежутки времени. В среднем для всего Мирового океана формула (13.11) имеет вид

$$Q_0' = 0{,}134 c_1 (E_0 - e_1), \tag{13.12}$$

где c_1 и e_1 — соответственно средние за сутки скорость ветра (*м*/*с*) и парциальное давление водяного пара (*гПа*) на уровне судовых измерений (z_1 = 10 *м*); Q_0' — в *мм*/*сут*.

Используя формулы (13.11) и (13.12), следует иметь в виду, что E_0 надо определять по температуре T_0 водной поверхности, а не по температуре воздуха вблизи воды, которая может существенно отличаться от T_0, что наблюдается, например, зимой над свободными от льда водоемами.

Средняя соленость морской воды составляет 35‰, т.е. в 1 *кг* воды содержится 35 *г* соли. При подсчете испарения с поверхности моря давление насыщенного пара E_0 в формулах (13.11) и (13.12) следует брать по отношению к раствору соли. Хотя уменьшение E_0 за счет раствора невелико, однако оценки показывают, что пренебрежение этим эффектом может привести к завышению значений испарения на 10–20%.

Формулы (13.11) и (13.12) применяются также для расчета скорости испарения с поверхности снега. Однако в этом случае E_0 нужно заменить давлением насыщенного пара 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 (13.11) 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 (13.11) получаем Q_0' в *мм*/*ч*, если e_1 — давление пара (*гПа*) на высоте z_1 = 10 *м*. Для районов с устойчивым снежным покровом толщиной более 20 *см* рекомендуется использовать значение 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_1 и c_1 скорость испарения с поверхности старого плотного снега и особенно льда значительно больше, чем с поверхности рыхлого (свежевыпавшего) снега. Объясняется это тем, что лед и плотный снег обладают большей теплопроводностью, и поскольку в этих условиях температура повышается с глубиной, то поток тепла из глубины, а вместе с ним и температуря 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 $e_1 > E_л$. Испарение с поверхности снега (льда) прекращается при $e_1 = E_л(T_0)$, т.е. при относительной влажности воздуха $f_л$, равной $E_л(T_0)/E(T_1)$. Если относительная влажность на уровне z_1 больше $f_л$, ($f_1 > f_л$), то на поверхности снега (льда) происходит сублимация водяного паря. Так, например, в период снеготаяния, когда T_0 = 0°С, температура воздуха T_1 = 5°С, то $f_л$ = 70%, и, следовательно, при f_1 > 70% происходит не испарение, а сублимация водяного пара.

Формулу (13.12) 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 (13.10), поскольку в ней учитывается зависимость коэффициента влагообмена от шероховатости (z_0) (волнения) водной поверхности.

В заключении остановимся на использовании уравнения теплового баланса деятельного слоя суши и воды для расчета скорости испарения. Известно, что

$$R_s = Q_0 + LQ_0' + Q_м. \qquad (13.13)$$

В предельном случае, когда теплообмен деятельного слоя с более глубокими слоями ($Q_м$) и с атмосферой (Q_0) отсутствует, уравнение (13.13) принимает следующий вид:

$$R_s = L(Q_0')_{макс}, \qquad (13.14)$$

т.е. весь приток радиации расходуется на испарение. Поскольку R_s редко превышает 1,05 *кВт/м*^{2}, то $(Q_0')_{макс}$ не превышает 1,5 *кг/(ч·м*^{2}) = 1,5 *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 то 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 $(Q_0')_{макс}$, определенной формулой (13.14).

14. ТУМАНЫ

Водяной пар в отличие от других газов, составляющих атмосферу, при наблюдаемой температуре 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. В этих случаях пар, капли 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, а кристаллы льда — твердой фазой воды.

14.1. Физические условия образования и классификация туманов

Туман и дымка представляют собой результат конденсации водяного пара в непосредственной близости от земной поверхности (в приземном слое атмосферы). ***Туманом*** называют совокупность взвешенных в воздухе капель воды или кристаллов льда, или тех и других вместе, ухудшающих дальность видимости 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	*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 $м^3$). ***Удельная***, или ***массовая водность*** — это масса капель воды и кристаллов льда в 1 *кг* воздуха. Нередко абсолютную водность называют просто водностью.

Введем новую величину Q — ***абсолютное влагосодержание воздуха***, под которым будем понимать суммарную массу водяного пара (a), капель воды и кристаллов льда (δ^*) в 1 $м^3$ воздуха, т. е.

$$Q = a + \delta^*,$$

где a — абсолютная влажность, δ^* — водность тумана. До момента образования тумана $\delta^* = 0$ и $Q = a$; в тумане величина a близка к значению, соответствующему абсолютной влажности при насыщении (a_m), которая является функцией только температуры T. Для тумана

$$\delta^* = Q - a_m(T).$$

Из этого соотношения следует, что водность тумана может возрастать под влиянием: 1) увеличения влагосодержания воздуха Q; 2) понижения температуры воздуха, с которым связано уменьшение $a_m(T)$.

Влагосодержание индивидуальной массы воздуха может увеличиваться под влиянием: 1) испарения воды с земной поверхности, 2) горизонтального и вертикального перемешивания.

Понижение температуры 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.

Рассмотрим кратко механизм образования тумана под влиянием указанных выше процессов.

Испарение. Скорость испарения пропорциональна разности $E_0 - e$, где E_0 — давление насыщенного водяного пара 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 насыщенного пара при температуре воздуха. Если температура воздуха больше температуры испаряющей поверхности, то $E > E_0$. Испарение прекратится при $e = E_0 < E$. Это означает, что в таком случае состояние насыщения не может быть достигнуто. Если температура испаряющей поверхности выше температуры воздуха, то $E_0 > E$, а следовательно, 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 начинается конденсация водяного пара, которая и приводит 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***, которые иногда называют ***туманами морских испарений***, так как они особенно часто образуются над арктическими морями, где температура поверхности льда или снега значительно ниже температуры открытой воды. Поэтому воздух, перемещавшийся надо 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. Однако неустойчивость развивается лишь в нижнем (приводном) слое. Выше этого слоя сохраняется инверсия, которая образуется в воздушной массе при движении ее надо 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.

Перемешивание. Перемешивание масс воздуха с различными термогигрометрическими свойствами может происходить как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. При определенных условиях в результате *перемешивания* (или смешения) масс воздуха может образоваться туман.

Условия образования тумана под влиянием смешения можно пояснить с помощью рисунка. Ограничимся простейшим случаем смешения двух равных по величине масс воздуха, температура которых T_1 и T_2 и каждая из которых содержит количество водяного пара в состоянии насыщения E_1 и E_2. В результате смешения средняя температура смеси составит $T_{ср} = \frac{T_1 + T_2}{2}$, а среднее значение насыщенного водяного пара $E_{ср} = \frac{E_1 + E_2}{2}$, которое, как следует из рисунка, оказалось бы больше величины E, соответствующей $T_{ср}$. Количество водяного пара, соответствующее разности $E_{ср} - E$, сконденсируется и образуется туман.

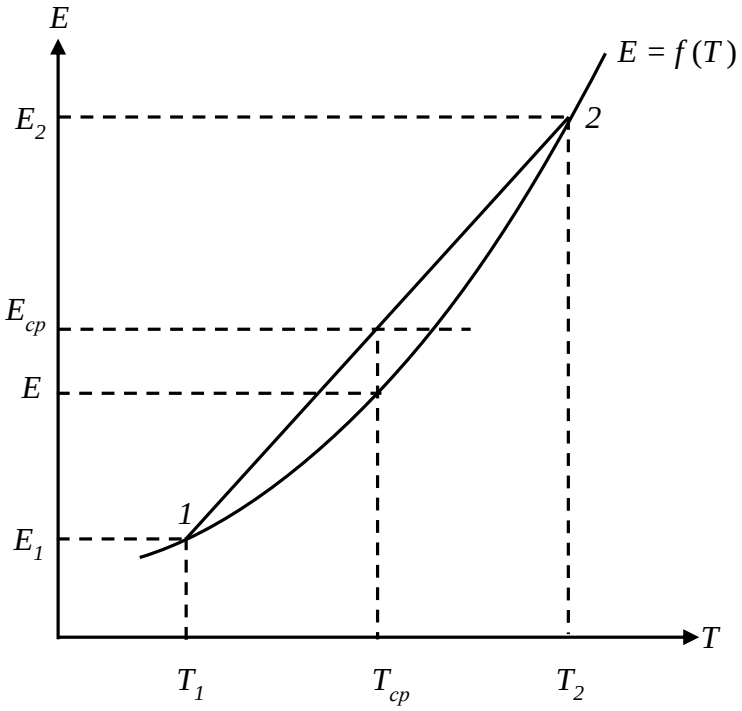
Анализ рисунка показывает, что благоприятными условиями для образования тумана под влиянием смешения служат:

1) высокие значения относительной влажности f_1 и f_2 масс воздуха до смешения;

2) достаточно высокие значения температуры T_1 и T_2 (при низкой температуре штриховая кривая имеет незначительную кривизну, вследствие чего только при достаточно большой разности $T_1 - T_2$ разность $E_{ср} - E$ приведет к конденсации водяного пара).

Расчеты показывают, что эффект смешения проявляется только в том случае, когда относительная влажность смешиваемых масс не меньше 95%, а разность $T_1 - T_2$ не меньше 10ºС, поэтому такие туманы обычно бывают малоинтенсивными.

Под влиянием, преимущественно смешения, 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.



Схема, поясняющая образование тумана под влиянием смешения

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, различают: ***радиационные*** и ***адвективные туманы***, а также ***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°С/*ч*.

Для образования радиационных туманов благоприятны следующие условия:

1) отсутствие облаков или наличие облаков только верхнего яруса; увеличение количества облаков и уменьшение их высоты приводят к усилению противоизлучения атмосферы и уменьшению эффективного излучения земной поверхности, что не способствует ее охлаждению;

2) 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.

Образованию адвективных туманов благоприятствуют следующие условия:

1) высокая относительная влажность перемещающегося воздуха до вступления его на более холодную подстилающую поверхность;

2) большая разность температур воздушной массы и земной поверхности;

3) умеренные скорости ветра (2–5 *м*/*с*); если скорость ветра велика, то развивается сильный турбулентный обмен, препятствующий образованию тумана; при слабом ветре воздушная масса медленно перемещается и, следовательно, медленно охлаждается от подстилающей поверхности;

4) 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;

5) 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, а также ***фронтальные туманы***, образующиеся за теплым фронтом. 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

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. Поэтому, когда говорят о том или другом виде туманов, то подразумевают основную причину туманообразования.

14.2. Физические характеристики туманов

1. Водность туманов. Водность туманов изменяется в достаточно широких пределах: от тысячных долей до 1,5–2 *г/м*^{3}.

2. Относительная влажность и агрегатное состояние туманов. В зависимости от агрегатного состояния туманы подразделяются на: а) капельные, или водяные 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 отрицательной температуре, капельные — при положительной и отрицательной.

Относительная влажность воздуха в туманах при положительной температуре чаще всего составляет 96–100%. С понижением температуры относительная влажность в тумане уменьшается и при температуре от –30 до –40°С достигает 70–80%.

3. 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 в случае кристаллов — сотен) микрометров. Радиус преобладающего числа капель составляет 2–18 *мкм*.

4. Распределение температуры с высотой в туманах. Наиболее характерной особенностью термического режима туманов является наличие вблизи земной поверхности слоя атмосферы, в котором температура понижается 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.

5. Скорость ветра. Как уже отмечалось, для образования радиационных туманов благоприятны условия, когда скорость ветра вблизи земной поверхности мала, а возникновению адвективных туманов благоприятствует умеренный ветер (2–5 *м/с*).

6. Высота верхней границы туманов. Верхняя граница туманов находится между нижней и верхней границами инверсии температуры. Наибольшая повторяемость приходится на интервал 200–300 *м*.

7. Влияние снежной поверхности на образование туманов. Поскольку давление насыщения надо льдом меньше, чем над водой, условия для образования капельного тумана над снежной поверхностью неблагоприятны, так как при понижении температуры воздух достигает состояния насыщения по отношению к снежной поверхности раньше, чем по отношению к воде. Например, при температуре –10°С давление насыщенного водяного пара по отношению ко льду составляет 2,60 *гПа*, 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.

Наиболее благоприятные условия для образования тумана над снежной поверхностью наблюдаются при температуре, близкой к 0°С. В этом случае разность давления насыщенного водяного пара над водой и льдом невелика, и в то же время охлаждение воздуха от снежной поверхности служит сильным туманообразующим фактором. Поэтому над снежной поверхностью наиболее часто туман образуется при температуре, близкой к 0°С (от 5 до –5°С).

8. Суточный и годовой ход туманов. Поскольку 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. Наиболее часто туманы образуются ночью. Максимум повторяемости образования радиационных туманов наблюдается в конце ночи, за 1–2 *ч* до восхода Солнца. Рассеиваются же туманы наиболее часто через 1,5–2,5 *ч* после восхода Солнца. Годовой ход повторяемости туманов в зависимости от физико-географических и местных особенностей характеризуется большим разнообразием. Однако можно наметить два основных типа годового хода повторяемости туманов. Для ***первого типа*** характерен максимум повторяемости в осенне-зимний период и минимум — летом.

Такой тип преобладает в умеренных и низких широтах. Для ***второго типа*** характерен максимум повторяемости летом или достаточно равномерное распределение числа дней с туманом в течение всего года. Такой тип годового хода наблюдается на побережье и островах Северного Ледовитого океана.

15. ОБЛАКА

Облаком называют видимую совокупность взвешенных капель воды и кристаллов льда, находящихся на некоторой высоте над земной поверхностью.

Выделим наиболее важные обстоятельства, о которых необходимо помнить, приступая к изучению этих интереснейших явлений природы.

1. С точки зрения микрофизического строения принципиальной разницы между облаками и туманами нет. Однако они существенно различаются по условиям образования, вертикальной протяженности и физическим характеристикам.

2. Облака позволяют правильно оценить физическое состояние атмосферы, определить характер атмосферного процесса и стадию его развития. Формирование и эволюция облаков является доказательством постоянных изменений физического состояния атмосферы.

3. Изменяя тепловой и радиационный режимы подстилающей поверхности и атмосферы, облака оказывают большое влияние на многие стороны деятельности человека, прежде всего на сельскохозяйственное производство, а также на растительный и животный мир Земли.

4. Низкая или мощная облачность в значительной степени усложняет работу авиации, особенно условия взлета и посадки самолетов. В капельных переохлажденных облаках может произойти обледенение самолетов, в смешанных кучево-дождевых облаках — резкая смена восходящих и нисходящих потоков, а в ряде случаев — и грозовые разряды.

5. Облака и связанные с ними осадки оказывают влияние на круговорот воды в природе, а также являются одними из факторов формирования и колебаний климата Земли.

15.1. Морфологическая классификация облаков

Внешний вид облаков, а также высоту расположения их нижней границы характеризует ***морфологическая классификация*** (от греческого слова morphe — форма). Данная классификация используется наблюдателями на метеостанциях и удобна тем, что наблюдатель может качественно выполнить наблюдения, не владея специальными знаниями об условиях формирования или микрофизической структуре облаков.

В зависимости от высоты основания все облака принято делить на четыре семейства. Так, семейство облаков нижнего яруса (табл. 15.1, В) включает в себя облачность, имеющую нижнюю границу до 2 *км*, семейство облаков среднего яруса (табл. 15.1, Б) — от 2 до 6 *км*, семейство облаков верхнего яруса

(табл. 15.1, А) — выше 6 *км*. Наконец, выделяют еще семейство облаков вертикального развития (табл. 15.1, Г), нижняя граница которых, как правило, меньше 2 *км*, однако их вершина может находиться на любой высоте в пределах тропосферы.

Таблица 15.1

Морфологическая классификация облаков

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

Каждое из семейств включает несколько форм облаков, которые, в свою очередь, подразделяются на несколько видов и разновидностей. В природе нередко наблюдается сочетание нескольких форм, а также видов и разновидностей облаков. Описание и фотографии наиболее часто наблюдаемых форм, видов и разновидностей облаков составляют содержание «Международного атласа облаков» (URL: https://cloudatlas.wmo.int). Наименования облаков по международной классификации латинские, но в России часто употребляются также русские названия. Сокращенные обозначения соответствуют латинским названиям облаков.

15.2. Генетическая классификация облаков

По условиям образования, т.е. согласно ***генетической классификации***, облака подразделяются на слоистообразные, кучевообразные и волнистообразные.

Слоистообразные облака. Под непосредственным влиянием вертикальных движений синоптического масштаба образуются обширные облачные поля (системы), называемые *слоистообразными облаками.* К ним относятся слоисто-дождевые (Ns), высокослоистые (As), перисто-слоистые (Cs) и перистые (Ci) облака. Горизонтальная протяженность (размер) слоистообразных облаков имеет такой же порядок, что и масштаб синоптических вихрей (циклонов и ложбин). Поскольку в области ложбины наблюдается сходимость воздушных потоков (по направлению к оси ложбины) и воздух не может проникать вниз через земную поверхность, то в такой области воздух должен подниматься вверх — совершать восходящее движение ($w > 0$).

Обратимся к уравнениям для изменения температуры и влажности воздуха во времени на произвольной высоте под влиянием вертикальных движений со скоростью

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w(\gamma - \gamma_a), \tag{15.1}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -w\frac{\partial q}{\partial z}, \tag{15.2}$$

где T — температура воздуха; w — скорость вертикальных движений; q — массовая доля водяного пара; $\gamma = -dT/dz$ — вертикальный градиент температуры T; γ_a — сухоадиабатический градиент.

Поскольку выше приземного слоя вертикальная стратификация всегда сухоустойчивая ($\gamma < \gamma_a$), то из уравнения (15.1) следует, что $\partial T/\partial t < 0$ (поскольку $w > 0$ и $\gamma - \gamma_a < 0$), а производная $\partial q/\partial t > 0$ (поскольку $w > 0$ и $\partial q/\partial z < 0$ — массовая доля пара вне приземного слоя всегда уменьшается с высотой).

Таким образом, температура воздуха на всех высотах понижается, а массовая доля пара возрастает со временем, поскольку производная от s по t больше нуля. При этом относительная влажность воздуха $f = q(z,t)/q_m(z,t)$ на всех высотах в области ложбины увеличивается как за счет увеличения числителя q, так и за счет уменьшения при понижении температуры знаменателя q_m — массовой доли насыщенного пара. Отсюда следует вывод: в тех областях, где наблюдается восходящее движение ($w > 0$), по истечении определенного интервала времени сначала будет достигнуто состояние насыщения (f = 100%),

а затем произойдет и конденсация водяного пара — образуется облако. Величина интервала времени зависит от вертикальной скорости и начальных значений f, а также вертикальных градиентов T и q.

Это заключение согласуется с данными повседневных наблюдений: *в областях пониженного давления — ложбинах и циклонах — преобладает облачная погода.*

Такие же рассуждения приводят к следующему выводу: в областях повышенного давления — гребнях и антициклонах, где под влиянием расходимости (в горизонтальной плоскости) воздушных потоков наблюдается нисходящее движение ($w < 0$), температура воздуха на всех высотах со временем повышается, массовая доля пара и относительная влажность уменьшаются, и, следовательно, облако не только не образуется, но и принесенное сюда — рассеивается. Таким образом, *в гребнях и антициклонах преобладает безоблачная (ясная) погода*.

С образованием поля облаков в ложбинах тесно связано формирование таких важных атмосферных объектов, как фронтальные зоны. Они представляют собой сравнительно узкие (по сравнению с размерами самих воздушных масс) области, в которых горизонтальный градиент температуры существенно больше, чем вне этих зон.

Нетрудно установить, что значительный вклад в формирование фронтальной зоны вносит тепло конденсации, выделяющееся при образовании облака. Допустим, что уровень конденсации ($h_к$) расположен между высотами 400 и 600 *м*, на которых давление составляет 950 и 925 *гПа* соответственно. На первом уровне воздух не достиг состояния насыщения, поэтому изменение температуры во времени здесь определим с помощью уравнения (15.1). В то же время уровень 600 *м* находится уже в облаке, здесь происходит конденсация водяного пара, и, следовательно, изменения температуры во времени под влиянием w найдем с помощью уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w(\gamma - \gamma_{вл}), \qquad (15.3)$$

где $\gamma_{вл}$ — влажноадиабатический градиент.

Если в начальный момент времени температура воздуха на нижнем уровне составляет 10°С, а на верхнем 9°С, то $\gamma = 0{,}5\cdot10^{-2}$ °С/*м*. При w = 4 *см/с* = $4\cdot10^{-2}$ *м/с*, температура воздуха на нижнем уровне через $t = 3$ *ч* в соответствии с уравнением (15.1) понизится на $4\cdot10^{-2}(0{,}5–1)\cdot10^{-2}\cdot3\cdot3600 \approx -2{,}1$°С и составит 10 – 2,1 = 7,9°С.

В то же время в облаке на уровне 600 *м* температура воздуха под влиянием тепла конденсации понизится значительно меньше. Поскольку при принятых

температуре и давлении $\gamma_{вл} \approx 0{,}53 \cdot 10^{-2}$°С/*м*, то в соответствии с уравнением (15.3) температура воздуха на высоте 600 *м* понизится за 3 *ч* всего лишь на $4 \cdot 10^{-2}(0{,}5–0{,}53) \cdot 10^{-2} \cdot 3 \cdot 3600 \approx –0{,}1$°С и составит 9 – 0,1 = 8,9°С.

Таким образом, в слое 400–600 *м* через 3 *ч* вблизи нижней границы облака $h_к$ будет наблюдаться инверсионное распределение температуры с градиентом $\gamma_к = –0{,}5$°С/100 *м*.

При других значениях w и γ этот градиент может оказаться и положительным ($\gamma_к > 0$), однако во всех случаях $\gamma_к$ существенно меньше γ ниже и выше тонкого слоя вблизи $h_к$.

Первоначально облако, образовавшееся под влиянием w, расположено симметрично относительно оси ложбины, поскольку вертикальная скорость распределена симметрично — вдоль нормали к оси ложбины. При этом максимум w, а значит, и наиболее мощная облачность, наблюдаются над осью ложбины (рис. 15.1).

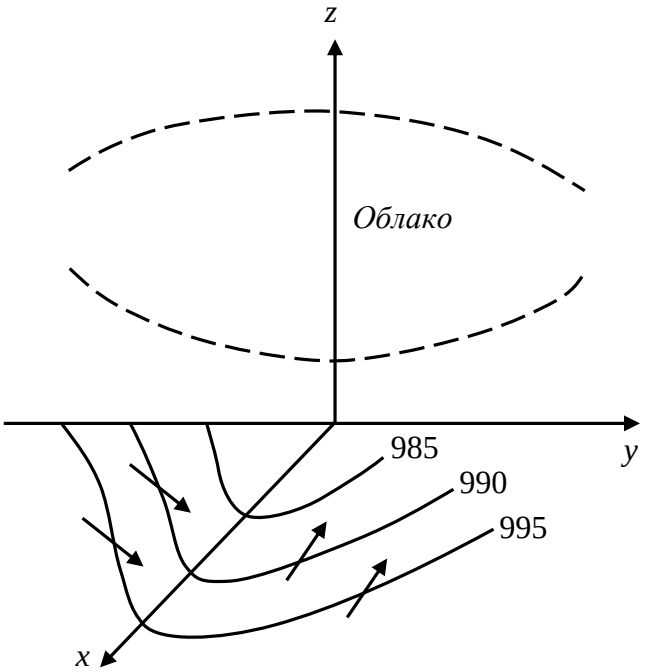


Рис. 15.1. Схема движения воздуха в области ложбины и строение облака в начальный период его развития

Однако такой вид облако имело бы только в том случае, когда скорость ветра, точнее — ее составляющая, нормальная к оси ложбины, оставалась бы постоянной с высотой, а ложбина смещалась со скоростью ветра. В действительности скорость ветра, как правило, увеличивается с высотой, а ложбина

смещается с меньшей скоростью, чем скорость ветра, т.е. ложбина отстает от воздушного потока.

Вследствие этого верхняя часть облака смещается вдоль оси *y* на большее расстояние, чем нижняя, а облако в целом оказывается смещенным вправо по отношению к оси ложбины. В результате облачная система приобретает клинообразную форму, а подоблачная инверсия — вид зоны, наклоненной под малым углом к горизонтальной плоскости (рис. 15.2). Эта наклонно расположенная зона, в которой вертикальный градиент температуры значительно меньше, чем ниже и выше нее, представляет собой *фронтальную зону,* или *фронтальную поверхность* (поскольку толщина ее — сотни метров — намного меньше размеров воздушных масс). Расположенную над фронтальной зоной систему облаков Ns–As–Cs называют фронтальной облачностью.

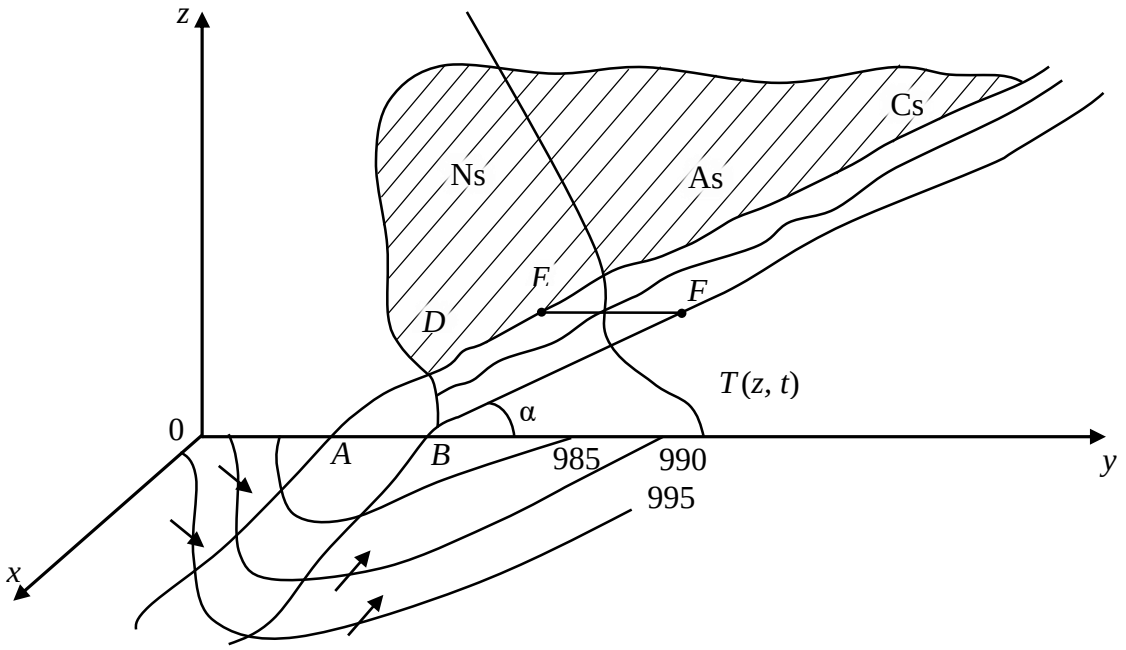


Рис. 15.2. Схема фронтальной зоны и система слоистообразных (фронтальных) облаков (теплый фронт)

Область пересечения фронтальной зоны с горизонтальной плоскостью *xoy* носит название *фронта*. Ширина фронта (*AB* на рис. 15.2) составляет несколько десятков километров. Поскольку тангенс угла α, называемый *наклоном фронтальной зоны*, имеет порядок отношения w/v (w и v вертикальная и горизонтальная составляющие скорости ветра), т.е. 10^{-2}–10^{-3}, то при толщине *BD* фронтальной зоны, равной 500 *м*, и $\mathrm{tg}\ \alpha = 10^{-2}$ получаем для ширины фронта *AB* следующую оценку: $AB = BD/\mathrm{tg}\ \alpha = 500 \cdot 10^2$ *м* = 50 *км*. Однако

на синоптических картах фронт изображают в виде линии, что, безусловно, оправданно, так как при масштабе карты толщина этой линии соответствует нескольким километрам на местности.

Горизонтальный градиент температуры ($Г$) во фронтальной зоне примерно на порядок больше, чем вне ее. Пусть на некоторой высоте отрезок EF — сечение фронтальной зоны горизонтальной плоскостью, т.е. ширина фронта на этой высоте. Рассуждая, как и выше, придем к заключению, что в течение 6 *ч* температура воздуха в точке F, расположенной вне облака, понизится при w = 4 *см/с* = $4 \cdot 10^{-2}$ *м/с* и γ = 0,5°С/100 *м* на 4,2°С. За это же время температура воздуха в точке E, находящейся в облаке, понизится на 0,2°С. Если ширина фронта EF = 50 *км*, то приходим к заключению, что $Г$ на данной высоте во фронтальной зоне составляет 4°С/50 *км* = 8°С/100 *км*. Это тот порядок $Г$, который наблюдается на фронтах в реальных условиях, составляя в среднем от 5 до 10°С/100 *км*.

Приведенные рассуждения и оценки позволяют сделать следующий вывод: *вертикальные движения крупного (синоптического) масштаба* служат основной причиной формирования слоистообразной (фронтальной) облачности и в сочетании с теплом конденсации вносят существенный вклад в образование самой фронтальной зоны, т.е. формирование облачности и фронтальной зоны — единый взаимосвязанный процесс.

Таблица 15.2

Основные характеристики слоистообразных облаков

Форма	$H_{нг,\ км}$	$\Delta H_{,\ км}$	$L_{,\ км}$	Фазовое состояние	Время жизни	w, *см/с*	Осадки
Слоисто-дождевые (Ns)	0,1–2,0	До нескольких километров	10^2–10^3	Смешанные	Сутки и более	1–10	Дождь, снег
Высоко-слоистые (As)	3,0–6,0	— « —	— « —	Смешанные, кристаллические	— « —	— « —	Дождь, снег
Перисто-слоистые (Cs)	6,0–9,0	— « —	— « —	Кристаллические	— « —	— « —	Отсутствуют
Перистые (Ci)	6,0–9,0	До 1–1,5 *км*	— « —	Кристаллические	— « —	— « —	Отсутствуют

В заключение в табл. 15.2 приведем основные характеристики слоистообразных облаков.

Кучевообразные (конвективные) облака. Из наблюдений следует, что конвективные облака образуются не только летом и весной, но также зимой и осенью. При этом повторяемости кучевых и кучево-дождевых облаков во все сезоны года различаются несущественно. Известно также, что конвективные облака образуются не только днем, но также вечером и ночью, не только в низких широтах, но и в высоких.

Определяющую роль в образовании конвективных облаков играют те же вертикальные движения синоптического масштаба, что и в образовании слоистообразных облаков. Однако есть и существенная разница. Чтобы смоделировать облака Ns–As–Cs, достаточно предположить, что наблюдается восходящее движение независимо от того, изменяется с высотой скорость этого движения или остается постоянной.

Решающий момент при моделировании конвективных облаков — необходимость учета не только знака, но и распределения по высоте крупномасштабной вертикальной скорости. Эта скорость, равная нулю на земной поверхности, с увеличением высоты растет, достигает максимума в средней тропосфере (наиболее часто между 3 и 5 *км*), затем убывает и обращается второй раз в нуль вблизи тропопаузы (рис. 15.3).

Для выяснения вопроса с качественной стороны вновь обратимся к уравнениям (15.1) и (15.3). Температура воздуха и массовая доля при $z = 0$ под влиянием w не изменяются во времени, поскольку здесь $w = 0$. На всех других уровнях в ложбинах и циклонах, где $w > 0$, T понижается, а q возрастает со временем, однако скорость убывания T и увеличения q существенно различна на разных уровнях: она мала вблизи земной поверхности и достигает максимума вблизи уровня z_m, где максимальна вертикальная скорость. Вследствие этого в слое между земной поверхностью и уровнем z_m вертикальный градиент температуры (γ) увеличивается со временем: температура воздуха уменьшается вверху больше, чем внизу. Так, если $w = 2$ *см/с* на высоте 1 *км* и начальное значение $\gamma_0 = 0{,}6$°C/100 *м*, то через 6 *ч* температура воздуха на $z = 1$ *км* понизится на $\Delta T = 2\cdot10^{-2}(1–0{,}6)\cdot10^{-2}\cdot6\cdot3600 \approx 1{,}7$°C, а γ в слое от 0 до 1 *км* увеличится до 0,77°C/100 *м*. Увеличение γ со временем означает, что стратификация нижней тропосферы (от 0 до z_m) становится все менее устойчивой. Поскольку температура уменьшается, а массовая доля водяного пара увеличивается, то воздух через некоторое время достигнет состояния насыщения. В таком воздухе достаточно превышения градиентом γ влажноадиабатического градиента $\gamma_{вл}$ ($\gamma > \gamma_{вл}$), чтобы возникли неустойчивость и ускоренное движение воздуха, порожденное силой плавучести (разностью между силой Архимеда и силой тяжести):

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{dw}{dt} = g\frac{\gamma - \gamma_{вл}}{T}(z - z_0),$$

где z_0 — уровень, вблизи которого возникла влажнонеустойчивая стратификация.

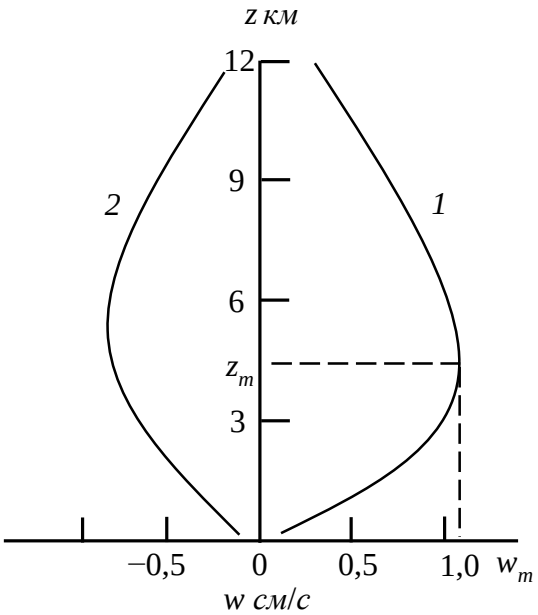


Рис. 15.3. Распределение вертикальной скорости по высоте:
1 — циклон, *2* — антициклон

При $\gamma > \gamma_{вл}$ сформируются порожденные силой плавучести вертикальные движения со скоростью порядка 10^{-1}–10^{1} *м/с*, значительно превосходящей скорость движений синоптического масштаба. Под влиянием таких вертикальных движений, называемых *мезомасштабными*, и образуются конвективные облака в виде отдельных облачных масс, сильно развитых по вертикали при сравнительно небольшой горизонтальной протяженности. К числу таковых относятся такие формы облаков, как кучевые хорошей погоды (Cu), мощные кучевые (Cu cong.) и кучево-дождевые (Cb). Поскольку мезомасштабные движения возникают на фоне и под влиянием восходящих токов синоптического масштаба, то конвективные облака наблюдаются, как правило, в сочетании с другими формами облаков (Ns, As, Ac и др.).

В образовании кучевых облаков небольших размеров (Cu hum., Cu med.) значительна роль притока солнечной радиации к земной поверхности и формирующейся под ее влиянием неустойчивой стратификации ($\gamma > \gamma_a$). Однако в образовании даже таких облаков велика роль вертикальных движений синоптического масштаба. Эти облака наиболее часто наблюдаются в областях повышенного давления, где под влиянием нисходящих *w* формируются инверсии

температуры. Последние за счет притока солнечной радиации в некотором слое, примыкающем к земной поверхности, разрушаются — инверсия из приземной переходит в приподнятую (рис. 15.4). Если при этом под влиянием солнечной радиации в слое между земной поверхностью и нижней границей приподнятой инверсии ($z_и$) создается неустойчивая стратификация ($\gamma > \gamma_a$), то в этом слое возможно возникновение мезомасштабных вертикальных движений и кучевых облаков. Последние образуются в том случае, когда уровень конденсации ($h_к$) для частиц, начавших подъем от земной поверхности или с некоторой другой высоты, расположен ниже $z_и$. В слое между $h_к$ и $z_и$ и формируются кучевые облака Cu hum, либо Cu med. в зависимости от значения разности $z_и - h_к$. Если же $h_к > z_и$, то облако не образуется.

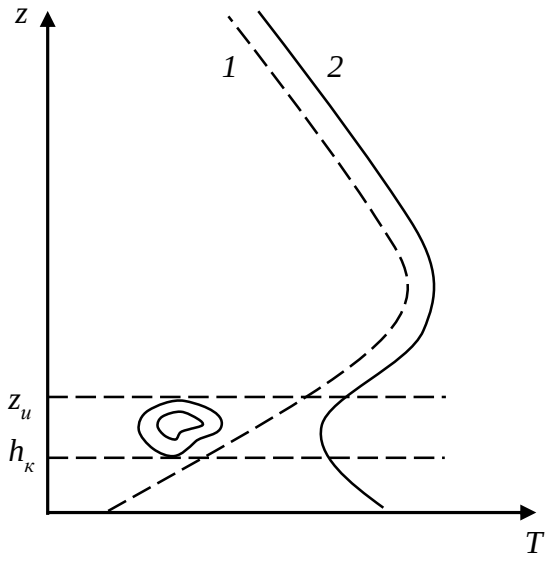


Рис. 15.4. Схема образования Cu hum. и распределения температуры воздуха по высоте ночью (*1*) и в утренние часы (*2*)

Отметим, что растекание кучевых облаков под инверсионным слоем (чаще всего — в вечерние часы) сопровождается образованием одного из видов слоисто-кучевых облаков (Sc vesp.).

Формирующиеся таким образом кучевые облака занимают обширные площади в гребнях и антициклонах, в частности, в субтропических — азорском, гонолульском и др. На периферии антициклонов инверсии температуры имеют незначительную мощность, поскольку здесь малы скорости крупномасштабного нисходящего движения. Вследствие этого объемы воздуха, движущиеся (в слое с неустойчивой стратификацией) ускоренно, могут приобрести такие скорости, что окажутся способными проникнуть через инверсионный слой. При этом могут образоваться мощные кучевые облака (Cu cong.). Это явление

— пробивание объемами воздуха инверсионного слоя — получило название *проникающей конвекции.*

Таблица 15.3

Основные характеристики кучевообразных облаков

Форма	$H_{нг,\ км}$	$\Delta H_{,\ км}$	$L_{,\ км}$	Фазовое состояние	Время жизни	w, *см/с*	Осадки
Кучево-дождевые (Cb)	0,4–1,5	> 5	До 50–100	Смешанные	До нескольких часов	$(5–10)\cdot 10^2$	Ливень, град
Мощные кучевые (Cu cong.)	0,8–2,0	3–5	5–10	Капельные	— « —	$(1–5)\cdot 10^2$	Отдельные капли
Кучевые (Cu)	0,8–2,0	< 3	1–5	Капельные	— « —	10^2	Отсутствуют

В заключение, в табл. 15.3, приведены основные характеристики кучевообразных облаков.

Волнистообразные облака. К волнистообразным относятся следующие облака: из нижнего яруса слоисто-кучевые (Sc) и слоистые (St), из среднего — высококучевые (Ac), из верхнего — перисто-кучевые (Cc).

Большая часть волнистообразных облаков наблюдается в областях повышенного давления — в антициклонах и гребнях, где под влиянием расходимости воздушных потоков преобладают нисходящие вертикальные движения (w < 0).

Обратимся вновь к формулам (15.1) и (15.2), из которых следует, что в антициклоне облако образоваться не может. Поскольку здесь w < 0, $\gamma < \gamma_a$, $\partial q/\partial z < 0$, то $\partial T/\partial t > 0$ и $\partial q/\partial t < 0$, т.е. температура воздуха повышается, а массовая доля уменьшается со временем. Таким образом, оба фактора способствуют понижению относительной влажности $f = q(z,t)/q_m(z,t)$ на всех высотах, а это означает, что в антициклоне и гребне облако под влиянием w не только не может образоваться, но и оказавшееся здесь начнет рассеиваться. Именно по этой, основной, причине в областях повышенного давления преобладает безоблачная (ясная) погода.

Тем не менее, нередко, особенно осенью и зимой, и в этих областях наблюдаются облака. Каково их происхождение?

Анализ наблюдений за облаками на Украине, проведенный В.Н. Подгурской, и северо-западе Европейской части России, выполненный автором дан-

ного учебного пособия, в сочетании с оценкой синоптической обстановки позволил сделать заключение о том, что в подавляющем большинстве случаев (85–95%) облака St–Sc появляются на данной территории вследствие *переноса облаков из областей пониженного давления.*

При этом происходит преобразование (трансформация) одних форм облаков (чаще всего Ns–As) в другие (St, Sc, Ac). В самой ложбине облака Ns также могут трансформироваться в St–Sc, если ложбина начнет заполняться и произойдет смена восходящего движения ($w > 0$) на нисходящее ($w < 0$).

В некоторых случаях сначала возникает туман (радиационный, адвективный, испарения), который под влиянием эффектов, способствующих повышению температуры и испарению капель в приземном слое, трансформируется в слоистое облако.

Оказавшееся в поле нисходящих вертикальных движений облако, вообще говоря, начинает рассеиваться. Почему же, однако, оно нередко сохраняется значительное время? Во-первых, время рассеяния облака имеет такой же порядок величины, что и время формирования облачной системы в поле восходящих токов, которое колеблется от 3–4 до 40–50 *ч*. А во-вторых, над оказавшимся в поле нисходящих вертикальных движений облаком под влиянием радиационных потерь тепла образуется надоблачная инверсия температуры: верхняя поверхность излучает тепла больше, чем поступает его сверху, поэтому радиационный приток тепла в тонком слое облака вблизи верхней границы отрицателен.

Под сформировавшимся задерживающим слоем происходит накопление влаги, что способствует сохранению облака в течение нескольких суток и даже недель.

Чем же обусловлен волновой характер верхней и нижней поверхности этих облаков? Связано это с возникновением в атмосфере волновых движений самой различной амплитуды и длины волны. Они, в частности, возникают в инверсионных (задерживающих) слоях или в слоях с резким изменением скорости ветра, а также при встрече воздушного потока с каким-либо препятствием (возвышенностью, горой, участком земной поверхности с другими термическими свойствами или шероховатостью).

Не исключено, особенно в горной местности, где возникают волны значительной амплитуды, что эти волны служат и непосредственной причиной образования волнистых облаков, например, высококучевых просвечивающих (Ac tranc.): в гребне волны воздух поднимается и охлаждается и, если относительная влажность достаточно высока, то в нем водяной пар сначала достигает со-

стояния насыщения, а затем происходит и конденсация его — образуется облако, состоящее из валов. При наложении одной системы волн на другую образуется облако шашечного вида.

В тех случаях, когда в конвективном слое скорость ветра резко изменяется с высотой (велик вертикальный градиент скорости ветра), отдельные облачные 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 от 5 до 25 *км* над сушей (при среднем значении 9 *км*) и от 6 до 50 *км* — над океаном (при среднем значении 16 *км*). Толщина конвективного слоя, в верхней части которого образуются облачные гряды, в среднем равна 2,3 *км* и редко превышает 3,5 *км*.

Основные характеристики волнистообразных облаков приведены в табл. 15.4.

Таблица 15.4

Основные характеристики волнистообразных облаков

Форма	$H_{нг,\ км}$	$\Delta H_{,\ км}$	$L_{,\ км}$	Фазовое состояние	Время жизни	w, *см/с*	Осадки
Слоистые (St)	0,1–0,7	0,1–1,0	10^1–10^3	Смешанные, капельные	Сутки и более	1–10	Либо отсутствуют, либо морось
Слоисто-кучевые (Sc)	0,4–2,0	0,1–1,0	— « —	Капельные	— « —	— « —	Отсутствуют
Высоко-кучевые (Ac)	2,0–6,0	0,1–0,8	10^1–10^2	Капельные, смешанные	— « —	— « —	Отсутствуют
Перисто-кучевые (Cc)	6,0–9,0	0,2–1,0	— « —	Кристаллические, смешанные	— « —	— « —	Отсутствуют

Подводя итог вышеизложенному, отметим, что согласно современным представлениям, основную роль в возникновении волнистообразных облаков играют турбулентный обмен, крупномасштабные вертикальные движения и радиационные эффекты.

Однако 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, которые рассмотрены выше.

15.3. Фазовое состояние, водность и микроструктура 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 отрицательной температуре наблюдаются все три вида облаков, при этом капли находятся в переохлажденном (метастабильном) состоянии.

Наблюдения показали, что переохлажденные капли могут находиться в облаке до очень низкой температуры (–40…–42°С). С понижением температуры повторяемость капельных облаков монотонно уменьшается, а кристаллических — возрастает: при температуре выше –10°С повторяемость первых составляет около 50%, вторых около 10%; при температуре ниже –20°С соотношение обратное — повторяемость капельных облаков меньше 20%, а кристаллических — больше 50%. Однако, если учитывать жидкую фазу как в капельных, так и в смешанных облаках, вероятность ее довольно высока: при температуре от 0 до –10°С она превышает 85%, от –12 до –22°С составляет 50–75%, в интервале от –24 до –34°С — 20–40%.

Наиболее существенное влияние на вероятность замерзания переохлажденных капель и, следовательно, образования кристаллов льда оказывают температура капель (степень переохлаждения), скорость их охлаждения, а также размер капель и время пребывания капель при данной температуре.

Водность облаков (δ^*) изменяется под действием многих факторов, поэтому наблюдается большой разброс ее индивидуальных значений. Водность зависит от температуры, толщины облаков, высоты над основанием облака, вертикальной скорости, интенсивности турбулентного обмена. Средние значения δ^* 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. Водность ледяных облаков очень мала и, как правило, не превышает значений 0,2–0,3 *г/м*^{3}.

Диапазон размеров капель в облаках больше, чем в туманах. Нижний предел радиуса облачных капель составляет 1–2 *мкм*, а наиболее крупные капли имеют радиус около 100 *мкм*. Размеры капель изменяются внутри облака с высотой так, что, как правило, в нижней и в верхней частях облака преобладают мелкие капли, а в средней, ближе к верхней границе, — более крупные.

Концентрация капель в облаках зависит от водности и размера капель. Учитывая, что в облаках большинство капель имеет радиус 4–6 *мкм*, при водности 0,1–2,0 *г/м*^{3} их число $N \approx 10^2$–10^3 *капель/см*^{3}.

Основным видом ледяных кристаллов в облаках является *гексагональная (шестигранная) призма*, разнообразие форм которой можно свести к трем группам: 1 — кристаллы, которые растут вдоль главной оси и представляют собой удлиненные призмы в виде «игл», «столбиков» и их сочетаний; 2 — кристаллы растут вдоль побочных осей, образуя при этом шестиугольные пластинки и звездочки; 3 — кристаллы неопределенной, неправильной формы.

Размеры ледяных кристаллов довольно разнообразны и зависят от условий и продолжительности их роста. Иглы имеют диаметр несколько микрометров и длину до миллиметра и больше, пластинки – толщину микрометр, а диаметр более миллиметра. Число кристаллов в ледяных облаках с учетом их малой водности и большого размера частиц составляет не более 1–2 кристаллов на 1 *л* (10^3 *см*).

15.4. Перламутровые облака

Перламутровые облака — это конденсационные образования, которые образуются в зимне-весенний период, преимущественно в высоких широтах при аномально низкой температуре (ниже –78°С) в нижней стратосфере на высоте от 15 до 27 *км*, поэтому перламутровые облака, следуя современной терминологии, принято называть *полярными стратосферными облаками* (ПСО). Полярными — потому что наблюдаются они преимущественно в высоких широтах за полярным кругом, т.е. севернее 66,5° с.ш. и южнее 66,5° ю.ш. Перламутровыми такие облака называются потому, что они отличаются необычайно яркой, радужной окраской и переливаются, словно перламутр, всеми цветами радуги. Повышенный интерес к ПСО связан с их влиянием на формирование озоновых дыр в полярных областях.

В средних широтах ПСО наблюдаются очень редко. При этом в одних случаях действительно отмечается температура ниже порога образования ПСО, в других — облака образуются в более высоких широтах, а затем переносятся в зону их наблюдения, где температура выше порога их образования.

Лучшее время для наблюдений над перламутровыми облаками — *гражданские сумерки* (наиболее светлая часть сумерек, длящаяся от момента видимого захода Солнца за линию горизонта до момента погружения центра Солнца под линию горизонта на 6°, т.е. период, в течение которого при хороших атмосферных условиях освещения достаточно, чтобы четко видеть наземные объекты).

Перламутровые облака возникают благодаря ядрам конденсации, в качестве которых обычно выступают частицы 75%-ного аэрозоля серной кислоты, концентрация которого сильно зависит от вулканизма, поэтому при возмущениях стратосферы вулканогенным аэрозолем появляются дополнительные условия

для образования ПСО. Вторым обязательным условием образования ПСО является низкая температура, которая должна быть ниже –78°С.

Кроме того, появление полярных стратосферных облаков может быть связано с процессом возникновения внутренних гравитационных волн, образованных орографически. Когда струйное течение в средней и верхней тропосфере встречает преграду в виде горного хребта, происходит образование волн с подветренной стороны препятствия. Частицы воздуха, натекающие на препятствие, приобретают вертикальную составляющую скорости движения. В полярных районах высота тропосферы всего 7–8 *км*, поэтому вершина волны может оказаться в стратосфере. Когда в стратосфере оказывается более влажный воздух из тропосферы, принесенный такой «волной», в условиях очень низкой температуры в нем происходит конденсация: газообразная вода на ядрах конденсации превращается в ледяные кристаллы, из которых состоят ПСО.

15.5. Серебристые облака

В верхней мезосфере летом на высоте 80–85 *км*, когда здесь отмечается наиболее низкая температура, наблюдаются серебристые (мезосферные) облака, которые настолько тонки и прозрачны, что через них видны звезды. Выше 85 *км* (в области мезопаузы) стратификация атмосферы сильно устойчивая ($\gamma \leq 0$), что способствует накоплению водяного пара, и даже сравнительно небольшая его концентрация оказывается достаточной для того, чтобы при очень низкой температуре произошла сублимация.

Для начала процесса сублимации водяной пар должен достичь состояния насыщения ($e = E$). Однако давление водяного пара на любом уровне всегда меньше общего давления воздуха ($e < p$). В результате наблюдений установлено, что на высотах от 30 до 80 *км* $E > p$. Это значит, что на указанных высотах никогда не может быть достигнуто состояние насыщения водяного пара ($e = E$), сопровождающееся образованием облаков. В слое 80–85 *км* $e > E$, следовательно, в этом слое возможно образование облаков.

16. ОСАДКИ

Осадками является вода в жидком или твердом состоянии, выпадающая из облаков или осаждающаяся из воздуха на земной поверхности и различных предметах. ***Количество осадков*** измеряют толщиной слоя выпавшей воды в миллиметрах: 1 *мм* слоя воды соответствует ее массе 1 *кг*, выпавшей на 1 $м^2$. ***Интенсивностью осадков*** называют количество осадков, выпадающих за единицу времени (*мм*/*мин*, *мм*/*ч*, *мм*/12 *ч*, *мм*/*сут*.).

16.1. Классификация осадков

Классификация осадков по структуре и размерам их элементов. Различают следующие виды осадков:

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 0,1 и до 3,5 *мм*. Наблюдения показывают, что капли радиусом больше 3,5 *мм* не встречаются, так как при больших размерах возрастает скорость их падения, вследствие чего они деформируются и разбиваются на более мелкие. При указанных размерах капель их масса изменяется примерно от $0{,}5\cdot10^{-6}$ до $1{,}5\cdot10^{-1}$ *г*.

Скорость падения капель дождя достигает 8–10 *м*/*с*. Дождь выпадает из слоисто-дождевых (Ns), высокослоистых (As) и кучево-дождевых (Cb) облаков.

3. Снег. Твердые осадки в виде кристаллов (снежинок). Наблюдается исключительно большое разнообразие форм снежинок. Наиболее простые среди них — иглы, столбики и пластинки. Кроме того, встречаются многочисленные усложненные формы снежинок: игольчатые звезды, пластинчатые звезды, ежи, состоящие из нескольких столбиков, столбики с пластинками или звездами на концах. Некоторые столбики могут быть внутри пустыми, встречаются также 12-лучевые звезды.

Размеры отдельных снежинок могут быть весьма различными. Наибольшие линейные размеры обычно имеют игольчатые звезды (их радиус достигает 4–5 *мм*). В смешанных облаках часто наблюдается обзернение снежинок (замерзание 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*. Образованию снежных хлопьев способствует относительно высокая температура воздуха, большая густота снегопада и длительность пути падения. 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 миллиметров до 7,5 *мм*, которые образуются в результате замерзания переохлажденных капель воды и обзернения снежинок.

В зависимости от соотношения между снежной и ледяной частями крупинок 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.

Генетическая классификация осадков. В зависимости от физических условий образования и характера выпадения осадки подразделяются на следующие виды:

1) ***обложные*** — продолжительные и распространяющиеся на большую площадь осадки средней интенсивности, выпадающие из облаков Ns–As в виде дождя и снега, иногда мокрого;

2) ***ливневые*** — 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;

3) ***морось или ледяные кристаллы*** (при низкой температуре) — осадки, выпадающие из плотных слоистых и слоисто-кучевых облаков.

Образование осадков и их интенсивность связаны с микрофизическим строением и вертикальной мощностью облаков.

Зависимость интенсивности и вида осадков от толщины облаков без разделения их на типы, построенная на основании 439 самолетных зондирований облачности показала, что между интенсивностью осадков и толщиной облаков существует практически линейная зависимость. Морось выпадает при средней толщине облаков $z_{об}$, равной 850 *м*, дождь с моросью — при $z_{об}$ = 1400 *м*, дождь — при $z_{об}$ = 2150 *м*, снег — при $z_{об}$ = 2300 *м*, снег с дождем — при $z_{об}$ = 2600 *м* и ледяной дождь — при $z_{об}$ = 3150 *м*.

Путем сравнения запаса жидкой воды в облаке в определенный момент времени и количества осадков, выпадающих из облачной системы при ее прохождении через пункт наблюдения, установлено, 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 последней площади к первой колеблется в пределах 0,37–0,53 при среднем значении 0,46.

16.2. Процессы укрупнения облачных элементов и образования осадков

Исследование процессов укрупнения облачных элементов и условий образования осадков представляет большой интерес в связи с расчетом интенсивности осадков.

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 надо льдом.

Поскольку давление насыщенного водяного пара зависит от радиуса частицы, то при каждой температуре существует 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 разной температуре:

T, °C	–1	–5	–10	-20	–30	–40
$r_{кр} \cdot 10^2$ *мкм*	3,90	1,55	0,84	0,46	0,34	0,28

Если радиус ледяной частицы $r > r_{кр}$, то частица будет расти, а переохлажденные капли — испаряться.

Необходимо указать еще на один эффект, который приводит к усилению роста капель за счет конденсации водяного пара — эффект разности температуры облачных элементов. Такая разность температуры возникает 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. Эта разность температуры невелика (десятые доли градуса Цельсия), но при высокой положительной температуре (в низких широтах) она может играть заметную роль. Если две соседние капли с одинаковым радиусом имеют температуру T_1 и T_2 ($T_1 < T_2$), то давление насыщения над поверхностью этих капель находится в соотношении $E_1 < E_2$. Вследствие этого начнется перегонка пара с теплой капли на холодную.

Во *второй стадии,* после того как капли и кристаллы льда вырастают до r = 20...60 *мкм*, преобладающую роль начинает играть процесс слияния (коагуляции) облачных элементов. Коагуляция облачных элементов обусловлена в основном различной скоростью их падения (гравитационная коагуляция). Капли разных размеров падают под действием силы тяжести с различной скоростью, в результате чего они соударяются. Однако пока капли мелкие, их столкновение и слияние маловероятны. С ростом капель разность скоростей падения увеличивается, что обеспечивает все более благоприятные условия для их столкновения и слияния. Известную роль играет коагуляция, обусловленная турбулентным и броуновским движением, а также электростатическими силами. Благодаря коагуляции капли и кристаллы вырастают от десятков микрометров до нескольких миллиметров (снежные хлопья и градины — до нескольких сантиметров).

Исключительно важную роль в процессе укрупнения облачных элементов и образования осадков играют 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 их размеры существенно возрастают за счет коагуляции.

Теория показывает, что скорость роста капель за счет коагуляции пропорциональна квадрату радиуса, а скорость конденсационного роста обратно пропорциональна радиусу.

Время от момента образования облака до момента выпадения первых частиц осадков составляет около 40 *мин* и мало зависит от *w* (при изменении *w* от 2 до 10 *м*/*с*).

16.3. Скорость падения твердых и жидких частиц в атмосфере

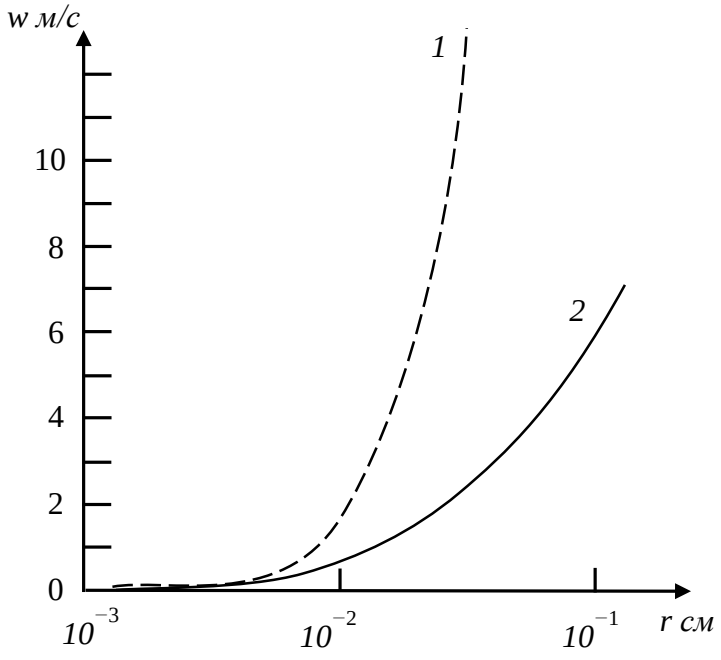
На каждую частицу примеси в атмосфере действуют: а) внешние силы (сила тяжести, электростатические силы и др.), б) сила сопротивления со стороны воздуха, в) сила взаимодействия частиц.

Частицы осадков, так же, как и облачные частицы, в зависимости от их массы и формы падают в воздухе с различной скоростью.

Скорость падения капель воды приближенно определяется формулой

$$w = 1{,}26 \cdot 10^6 r^2 \; см/с. \qquad (16.1)$$

Экспериментальные данные показывают (рисунок), что формула (16.1), называемая формулой английского математика и физика Д.Г. Стокса (1819–1903), дает удовлетворительные результаты для скорости падения сферических капель радиусом от 0,1 до 50 *мкм*. Например, при *r* = 100 *мкм* скорость *w* по формуле Стокса равна 126 *см*/*с*, а по опытным данным она составляет только 78 *см*/*с*.



Скорость падения капель по формуле Д.Г. Стокса (*1*) и по опытным данным (*2*)

Для более крупных капель и частиц осадков необходимо считаться с отклонением силы сопротивления от закона Стокса. Для таких капель данные о скорости падения можно получить лишь экспериментальным путем. При этом вводится понятие *эквивалентного радиуса капли* ($r_э$), под которым понимается радиус такого шара, объем которого равен объему деформированной капли.

Экспериментально получены следующие значения установившейся скорости падения капель w:

$r_э$, *мм*	0,02	0,05	0,1	0,5	1,0	2,0	3,0
w, *см/с*	5	27	72	403	649	883	918
a/b	1,00	1,00	1,00	0,968	0,906	0,782	0,660

Здесь a/b — отношение вертикального размера капли к горизонтальному (мера сплюснутости капли).

Из этих данных видно, что мелкие облачные капли радиусом меньше 0,02 *мм* при скорости восходящего потока воздуха $w_в > 5$ *см/с* не падают, а уносятся вверх. Для выпадения капель необходимо, чтобы скорость $w_в$ была меньше w. Иногда в облаках встречаются скорости $w_в$, измеряемые несколькими *м/с*. В этих случаях даже самые большие капли (r = 3–3,5 *мм*) падать не смогут, а еще более крупные ($r > 3{,}5$ *мм*) при $w_в \approx 9$ *м/с* деформируются и разбрызгиваются.

Вопрос о скорости падения твердых частиц осадков значительно сложнее. Если эти частицы имеют сферическую форму, то их скорость падения может быть рассчитана так же, как и скорость падения капель воды, только нужно учесть, что их плотность $\rho < 1$. Для таких частиц, как кристаллы льда и снежинки, скорость падения рассчитать трудно, так как при падении они непрерывно меняют свое положение. Наблюдения показывают, что снежные кристаллы, имеющие форму пластин или звездочек, при той же массе, что и капли, падают с меньшей скоростью, чем капли. Так, ледяные иглы ($l \approx 1$ *мм*) имеют скорость падения примерно 0,5 *м/с*, обзерненные кристаллы ($r \approx 2$ *мм*) — около 1 *м/с*. Частицы крупы и особенно града с массой, значительно большей, чем масса самых крупных капель дождя, падают с очень большой скоростью. Например, крупа с $r > 1$ *мм* имеет скорость около 2 *м/с*; градина с r = 0,6 *см* падает со скоростью около 10 *м/с*, а с r = 2,5 *см* — со скоростью порядка 25 *м/с*; более крупные градины падают с еще большей скоростью.

16.4. Наземная конденсация и осадки

К наземным видам осадков относятся те, которые образуются на земной поверхности и на различных предметах в результате:

а) непосредственной конденсации или сублимации водяного пара,

б) осаждения капель воды, содержащихся в набегающем на них потоке воздуха.

Рассмотрим кратко виды наземных осадков.

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 ($T_0 < T_z$), 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°С, то водяной пар может начать сублимироваться (переходить в твердое состояние — лед). Этот процесс сопровождается образованием инея.

Условиями погоды, благоприятными для образования росы или инея являются ясные и тихие ночи, способствующие радиационному выхолаживанию почвы и растений. Слабый ветер способствует образованию обильной росы и инея, а сильный, — сопровождающийся интенсивным перемешиванием нижних охлажденных слоев воздуха с верхними, более теплыми, выравнивает их температуру и тем самым препятствует выделению росы и образованию инея.

Почва и предметы с плохой теплопроводностью охлаждаются ночью сильнее, поэтому роса и иней осаждаются наиболее интенсивно на разрыхленной почве, крышах домов, досках и др.

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 поверхности может быть существенно меньше 100%).

Поскольку при выпадении росы водяной пар переносится из атмосферы к земной поверхности, то абсолютная влажность воздуха при этом уменьшается, что снижает вероятность образования тумана. Наоборот, если образуется туман, то температура земной поверхности повышается, что не способствует выпадению росы.

Согласно наблюдениям, в умеренных широтах роса может дать слой осадков толщиной 0,1–0,3 *мм* за ночь и 10–50 *мм* — за год. Наиболее обильная роса выпадает весной и осенью, поскольку летом температура воздуха не всегда достигает точки росы.

Жидкий и твердый налет. В отличие от росы и инея, это явление обусловлено сменой погоды, когда после продолжительных сильных морозов наступает резкое потепление. Теплый воздух, поступающий на сильно охлажденную поверхность, соприкасаясь с холодными предметами (наветренными стенами зданий, камнями, асфальтом дорог), охлаждается, водяной пар достигает насыщения, а при дальнейшем охлаждении — конденсируется. Так, на холодных предметах формируется пленка воды, которую и называют жидким налетом. Если периоду потепления предшествовали сильные морозы и температура поверхностей опустилась ниже 0°С, то вместо жидкого — возникает твердый налет в виде белых полупрозрачных кристаллов льда. Кроме конденсации водяного пара, увеличению налета способствует осаждение на предметах капель тумана, который обычно образуется в теплом воздухе.

Толщина слоя твердого налета обычно не превышает нескольких миллиметров.

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 намерзания капель переохлажденного тумана (зернистая изморозь).

В отличие от инея, изморозь образуется в любую часть суток, иногда при облачном небе, чаще всего в холодную туманную погоду или при сильном морозе, когда в воздухе плавают ледяные кристаллы (алмазная пыль).

Кристаллическая изморозь, в отличие от зернистой, образуется при затишье или слабом ветре и не дает таких мощных отложений, как зернистая. Толщина слоя сублимационного отложения обычно не более 1 *см*, в то время как слой зернистой изморози в исключительных случаях может достигать 1 *м*.

Гололед. Явление осаждения и последующего замерзания (при столкновении) переохлажденных капель мороси или дождя преимущественно на наветренной стороне различных предметов и на земной поверхности. Капли крупного размера не успевают достичь состояния переохлаждения и при падении на землю имеют положительную температуру. Более мелкие капли охлаждаются до отрицательной температуры. При этом некоторые капли успевают покрыться тонкой ледяной оболочкой, которая при соприкосновении с предметами раскалывается и растекающая вода моментально замерзает. Образующийся при этом слой плотного иногда прозрачного, иногда мутного льда, может достигать нескольких сантиметров. Гололед наблюдается обычно в начале и конце зимы при температуре воздуха от 0 до –10°С. 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 жидкого и твердого налета, а также изморози осаждение на земную поверхность капель и кристаллов льда из атмосферы играет вполне заметную роль (хотя и не определяющую). С другой стороны, в формирование гололеда, наряду с осаждением переохлажденных капель, вносят некоторый вклад конденсация и сублимация водяного пара на поверхности слоя льда.

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 возрастает травматизм среди населения, а также сильно усложняется работа и повышается аварийность всех видов транспорта.

17. ОСНОВЫ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

17.1. Силы, действующие в атмосфере

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* ($P = \rho g$) и *отклоняющая сила вращения Земли* (или кориолисова сила) (K).

Поверхностные силы, действующие в атмосфере, — это *сила давления* (G) и *сила трения* (R).

При этом 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.

Сила тяжести — сила, действующая на материальную точку и равная геометрической сумме силы гравитационного притяжения к центру Земли и центробежной силы, обусловленной вращением Земли. *Сила тяжести* совпадает с направлением отвеса в любой точке земной поверхности.

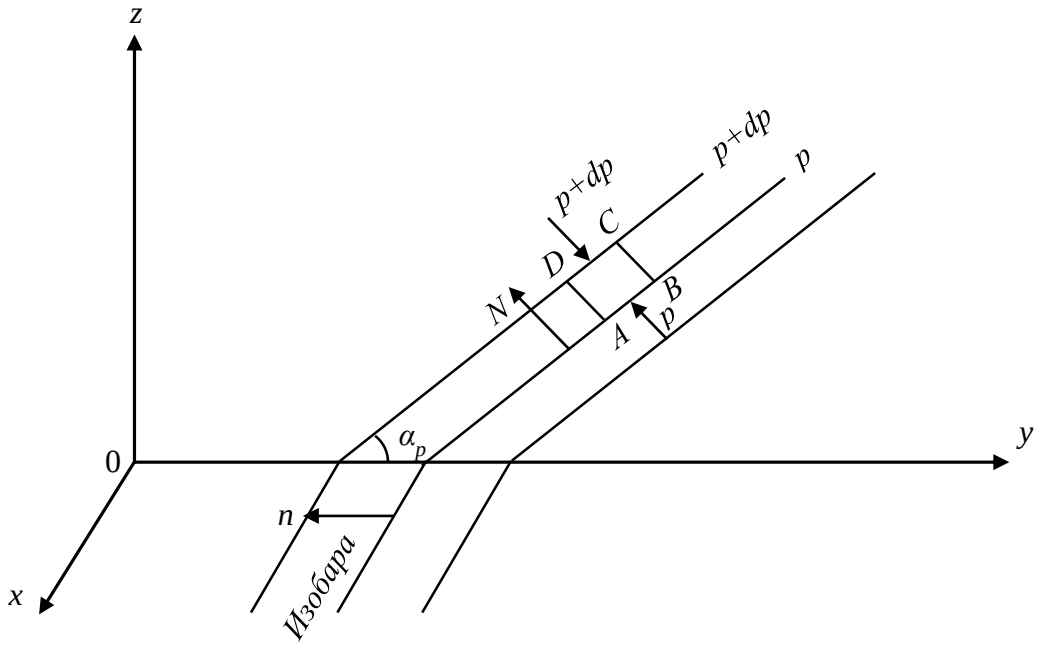


Рис. 17.1. К введению понятия результирующей силы давления

Силы давления. При наличии движения воздуха изобарические поверхности наклонены под некоторым углом α_p к уровенным поверхностям. Нетрудно

видеть (рис. 17.1), 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 (*N*) к изобарическим поверхностям. Поскольку объем *ABCD*, заключенный между изобарическими поверхностями p и $p+dp$, равен dN, то модуль результирующей сил давления, действующих на 1 $м^3$ воздуха, равен

$$-dp/dN=G,$$

т.е. представляет собой модуль градиента давления. Проекциями градиента давления *G* на оси координат *x, y* и *z* служат

$$-\partial p/\partial x,\ -\partial p/\partial y,\ -\partial p/\partial z.$$

Горизонтальная составляющая градиента давления G_2 (ее модуль $G_2=-\partial p/\partial n$) является единственной силой, под влиянием которой возникает горизонтальное движение воздуха (ветер). Составляющую G_2 часто называют *барическим градиентом*.

Отклоняющая сила вращения Земли — кориолисова сила. Поскольку атмосфера участвует в суточном вращении Земли с угловой скоростью ω, то на каждую частицу воздуха, движущуюся со скоростью *V* по отношению к земной поверхности, действует кориолисова сила. В общем случае кориолисова сила, действующая на 1 $м^3$ воздуха массой ρ, равна

$$K=2\rho\,(V\times\omega).$$

Раскрывая по правилам векторного анализа это произведение, получим следующие выражения для проекций кориолисовой силы на оси *x, y* и *z*:

$$K=2\rho(V\times\omega)=2\rho\begin{vmatrix}\vec{i} & \vec{j} & \vec{k}\\ u & v & w\\ \omega_x & \omega_y & \omega_z\end{vmatrix}=$$

$$=\vec{i}\,(2\rho(v\omega_z-w\omega_y))+\vec{j}\,(2\rho(w\omega_x-u\omega_z))+\vec{k}\,(2\rho(u\omega_y-v\omega_x)).$$

При этом

$$\left.\begin{aligned}K_x&=2\rho(v\omega_z-w\omega_y),\\ K_y&=2\rho(w\omega_x-u\omega_z),\\ K_z&=2\rho(u\omega_y-v\omega_x),\end{aligned}\right\}\qquad(17.1)$$

где $\vec{i},\vec{j},\vec{k}$ — единичные векторы; *u, v, w* — проекции скорости ветра *V*; $\omega_x,\omega_y,\omega_z$ — проекции вектора ω на оси *x, y* и *z* соответственно.

Эта сила направлена в северном полушарии вправо, а в южном полушарии — влево от направления движения.

Если оси декартовой вращающейся с Землей системы координат выбраны так, что ось x направлена по касательной к кругу широты на восток, ось y — по касательной к меридиану на север, а ось z — по вертикали вверх, то, как показывает рис. 17.2, проекции угловой скорости вращения Земли равны:

$$\omega_x = 0,\ \omega_y = \omega \cos \varphi,\ \omega_z = \omega \sin \varphi,$$

где φ — географическая широта.

При этом формулы (17.1) будут иметь следующий вид:

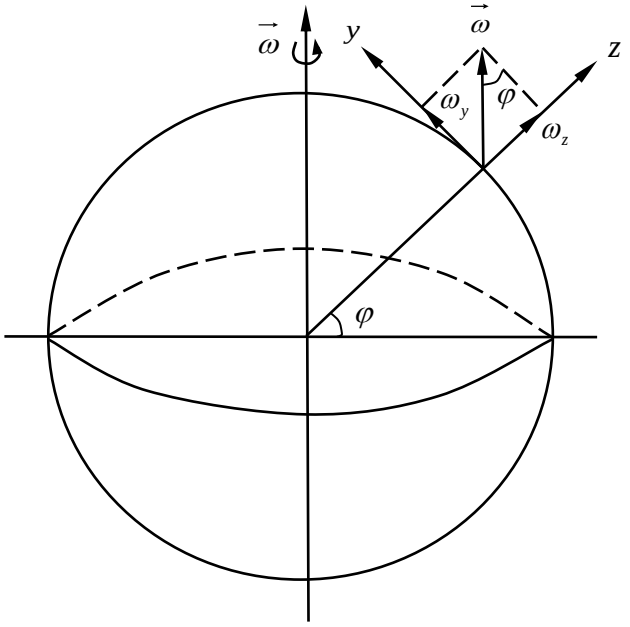


Рис. 17.2. Угловая скорость суточного вращения Земли и ее проекции

$$\left.\begin{aligned} K_x &= 2\rho v\omega \sin\varphi - 2\rho w\omega \cos\varphi, \\ K_y &= -2\rho u\omega \sin\varphi, \\ K_z &= 2\rho u\omega \cos\varphi. \end{aligned}\right\} \qquad (17.2)$$

Вертикальная составляющая K_z зависит только от скорости u, направленной на восток или на запад, и действует в направлении силы тяжести (если $u < 0$) или в обратном направлении ($u > 0$). Если сравнить ее численное значение со значением силы тяжести, то окажется, что K_z на четыре порядка меньше P и ею можно пренебречь.

Наибольший интерес представляет горизонтальная составляющая кориолисовой силы K_s. В выражениях для проекций K_x и K_y можно пренебречь слагаемыми, содержащими вертикальную скорость w, так как она в атмосфере в десятки и сотни раз меньше u и v. Таким образом, можно записать

$$K_x = 2\rho v\omega \sin\varphi, \;\; K_y = -2\rho u\omega \sin\varphi, \tag{17.3}$$

$$K_s = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 2\rho V\omega \sin\varphi, \tag{17.4}$$

где $V = \sqrt{u^2 + v^2}$.

Силы трения (молекулярного и турбулентного). Трение проявляется в жидкостях и газах в тех случаях, когда их различные части 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: $|\partial V / \partial z| >> |\partial V / \partial n|$.

Пусть на уровнях z и $z + dz$ скорости ветра равны соответственно V и $V + d V$. Молекулы воздуха, помимо поступательного движения со скоростью $V + d V$ (на уровне $z + dz$), совершают хаотические тепловые движения. Приходя на уровень z, молекулы приносят импульс, которым они обладали на других уровнях. Соударяясь с молекулами, расположенными на уровне z, они будут сообщать им (или отнимать у них) дополнительный импульс. Всякое же изменение импульса по второму закону Ньютона можно рассматривать как результат действия некоторой силы. Эта сила, отнесенная к единице поверхности, называется ***напряжением молекулярного трения*** и в системе СИ измеряется в *Н/м*^{2}.

Обозначим через $\tau_{мz}$ 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:

$$\tau_{мz} = \eta \frac{\partial V}{\partial z} = \rho \nu \frac{\partial V}{\partial z},$$

где η — динамический коэффициент вязкости; ν — кинематический коэффициент вязкости. Величина ν измеряется в *м*^{2}/*с*, так как $\tau_{мz}$ измеряется в *Н/м*^{2}.

Если движение имеет турбулентный характер, то обмен импульсом происходит благодаря перемещению не только молекул, но и значительно больших по массе частиц воздуха. Из таких же качественных соображений, которые были приведены при получении формулы для напряжения $\tau_{мz}$, следует, что напряжение турбулентного трения может быть записано в виде

$$\tau_{тz} = A \frac{\partial V}{\partial z} = \rho k \frac{\partial V}{\partial z},$$

где A — коэффициент турбулентной вязкости (турбулентного обмена); k — коэффициент турбулентности, также как и ν измеряемый в *м*^{2}/*с*.

Коэффициент турбулентной вязкости в десятки и сотни тысяч (иногда миллионы) раз больше коэффициента молекулярной вязкости ($A >> \eta$), поэтому молекулярным трением в большинстве случаев можно пренебречь.

Для того чтобы подсчитать результирующую силу трения, действующую на выделенный объем воздуха, необходимо учесть влияние трения на этот объем со стороны как 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 через $\tau_{zx} + d\tau_{zx}$ — на уровне верхнего, найдем, что результирующая этих двух сил равна (напряжение трения на нижнем и верхнем основаниях 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

$$R_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A)\frac{\partial u}{\partial z}.$$

Аналогичные выражения получаем для проекции силы трения на ось y:

$$R_{zy} = \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A)\frac{\partial v}{\partial z},$$

и z

$$R_{zz} = \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A)\frac{\partial w}{\partial z}.$$

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 известно, слой, в котором наряду с градиентом давления и силой Кориолиса существенную роль играют силы турбулентного трения, носит название пограничного слоя атмосферы. В свободной атмосфере турбулентный обмен 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. Велика роль сил трения в свободной атмосфере в области фронтальных зон, струйных течений и вообще в тех слоях, где градиент скорости ветра велик. В однородных воздушных массах в свободной атмосфере движение определяется в основном силами давления (барический градиент), силой Кориолиса и центробежной силой (при движении частиц по криволинейным траекториям).

17.2. Уравнения движения турбулентной атмосферы

Рассмотрим единичный объем воздуха, имеющий массу ρ. В общем случае на него действуют следующие силы: а) результирующая всех сил давления — градиент давления G; б) отклоняющая сила вращения Земли; в) результирующая всех напряжений трения (молекулярного и турбулентного) R; г) сила тяжести $P = \rho g$. Если эти силы не уравновешиваются, то выделенный объем воздуха придет в движение. По второму закону Ньютона произведение массы тела ρ на ускорение движения dV/dt равно сумме всех действующих на тело сил:

$$\rho \frac{dV}{dt} = G + K + P + R. \tag{17.5}$$

Это уравнение носит название уравнения движения атмосферы в векторной форме.

В метеорологии уравнения движения записывают обычно в скалярной форме. Прямоугольная (правая) система координат выбирается так (см. рис. 17.1), чтобы плоскость xoy совпадала с горизонтальной плоскостью, а ось oz — с вертикалью (положительное направление — вверх). Начало координат обычно помещается на уровне моря.

Проектируя правую и левую части уравнения (17.5) последовательно на оси x, y, z, получаем систему уравнений движения атмосферы в координатной форме:

$$\left.\begin{aligned}
\rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\rho(\omega_z v - \omega_y w) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\nu + \rho k)\frac{\partial u}{\partial z}, \\
\rho \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + 2\rho(\omega_x w - \omega_z u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\nu + \rho k)\frac{\partial v}{\partial z}, \\
\rho \frac{dw}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + 2\rho(\omega_y u - \omega_z v) - g\rho + \frac{\partial}{\partial z}(\rho\nu + \rho k)\frac{\partial w}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \tag{17.6}$$

Систему уравнений (17.6) чаще всего записывают так, чтобы в левых частях стояли проекции ускорения. Для этого необходимо правую и левую части каждого уравнения этой системы разделить на плотность ρ. Кроме того, часто пренебрегают изменением плотности с высотой. С учетом этого получим

$$\left.\begin{aligned}
\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2(\omega_z v - \omega_y w) + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial u}{\partial z},\\
\frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + 2(\omega_x w - \omega_z u) + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial v}{\partial z},\\
\frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + 2(\omega_y u - \omega_z v) - g + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial w}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \qquad (17.7)$$

В первых двух уравнениях системы (17.7) слагаемые, содержащие вертикальную проекцию скорости, малы по сравнению с другими слагаемыми. Третье уравнение движения, как показывает количественная оценка порядка величины различных слагаемых, в большинстве случаев сводится к уравнению статики.

С учетом отмеченного запишем систему уравнений движения атмосферы окончательно в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial u}{\partial z},\\
\frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial v}{\partial z},\\
-\frac{\partial p}{\partial z} &= g\rho.
\end{aligned}\right\} \qquad (17.8)$$

Подчеркнем, что производные в левых частях систем (17.7) и (17.8) являются индивидуальными производными от проекций скорости ветра по времени и могут быть представлены в виде

$$\left.\begin{aligned}
\frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z},\\
\frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z},\\
\frac{dw}{dt} &= \frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \qquad (17.9)$$

где $\partial u/\partial t, \partial v/\partial t$ и $\partial w/\partial t$ — локальные (местные) производные от u, v и w по времени.

17.3. Геострофический ветер

В свободной атмосфере роль трения, как уже указывалось выше, мала по сравнению с другими силами, поэтому им можно пренебречь. Рассматривая на этих высотах стационарное прямолинейное горизонтальное движение, когда $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0$, и учитывая, что $\omega_z = \omega \sin\varphi$, получим вместо (17.8) следующую систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned} 0 &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega\sin\varphi v, \\ 0 &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega\sin\varphi u, \\ -\frac{\partial p}{\partial z} &= g\rho. \end{aligned}\right\} \qquad (17.10)$$

На основании первых двух уравнений системы (17.10) можно дать такое определение: ветер при стационарных условиях, скорость которого определяется равновесием двух сил — силы горизонтального барического градиента и силы Кориолиса — называют ***геострофическим ветром***.

Из первых двух уравнений, именуемых геострофическими соотношениями, находим

$$u_g = -\frac{1}{\rho 2\omega\sin\varphi}\frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{\rho 2\omega\sin\varphi}\frac{\partial p}{\partial x}. \qquad (17.11)$$

Построив по составляющим векторы $\frac{\partial p}{\partial n}\left\{\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}\right\}$ и $V_g\{u_g, v_g\}$, (рис. 17.3), получим

$$tg\beta = \frac{v_g}{u_g} = -\frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{\partial p}{\partial y}} = tg\beta',$$

откуда следует, что направление геострофического ветра перпендикулярно направлению градиента давления, т.е. геострофический ветер направлен вдоль изобар. 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***.

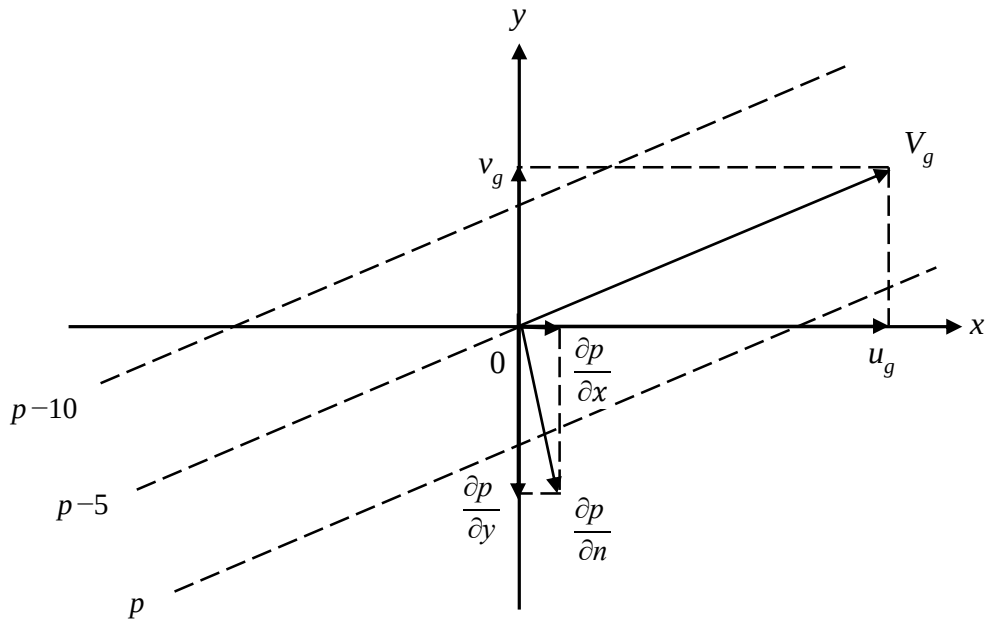


Рис. 17.3. Составляющие градиента давления и скорости геострофического ветра

Из постоянства давления на изобарической поверхности следует, что

$$dp = \frac{\partial p}{\partial n} dn + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0,$$

откуда

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{\partial p}{\partial z}\frac{dz}{dn}.$$

Поскольку $\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho$ и, согласно соотношению геометрической и геопотенциальной высот, $dz = \frac{9{,}8}{g} dH$ (здесь H — геопотенциальная высота, измеряемая в метрах), $\frac{\partial p}{\partial n} = 9{,}8\rho\frac{\partial H}{\partial n}$,

соотношения (17.11) принимают вид

$$u_g = -\frac{9{,}8}{2\omega\sin\varphi}\frac{\partial H}{\partial y}, \quad v_g = \frac{9{,}8}{2\omega\sin\varphi}\frac{\partial H}{\partial x}. \qquad (17.12)$$

Из связи H и p следует, что вектор геострофического ветра перпендикулярен градиенту H и направлен в северном полушарии так, что слева остается область более низких значений H.

Расчет градиентного ветра на практике выполняется с помощью градиентных линеек, построенных на основе соотношений (17.11) и (17.12).

В реальных условиях движение атмосферы, как правило, не установившееся и не строго горизонтальное, а изобары (изогипсы) не прямолинейные и не равноотстоящие друг от друга. Поэтому ветер в свободной атмосфере не является геострофическим, и, следовательно, соотношения (17.11) и (17.12) 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 (ее называют также квазигеострофическим приближением).

17.4. Градиентный ветер

Установившееся горизонтальное движение воздуха при отсутствии сил трения называется ***градиентным ветром***. Частным случаем градиентного ветра — ветра при прямолинейных изобарах, является рассмотренный нами выше геострофический ветер.

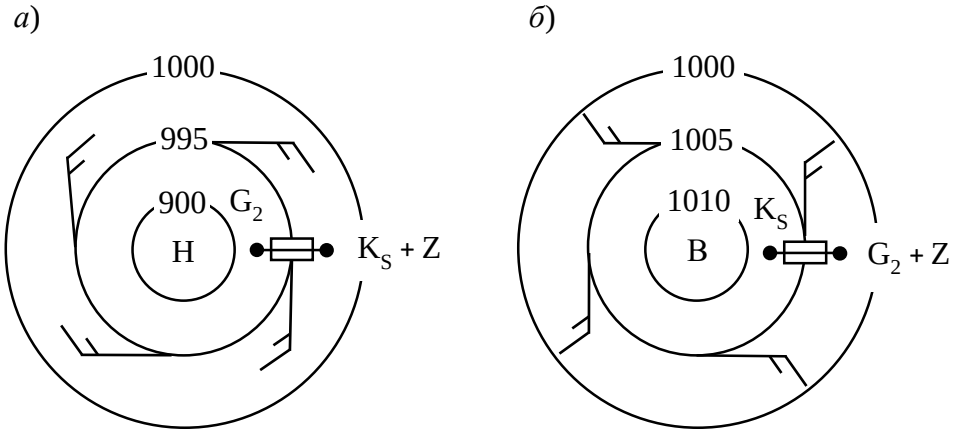


Рис. 17.4. Градиентный ветер в циклоне (*а*) и антициклоне (*б*). Северное полушарие

Обратимся к случаю движения воздуха в циклоне с круговыми изобарами (рис. 17.4, *а*). В каждой точке циклона барический градиент направлен по радиусу к центру. Его модуль $G_2 = -\partial p / \partial n = \partial p / \partial r$, поскольку для циклона $\partial n = -\partial r$: положительное направление нормали к изобаре противоположно направлению радиуса.

Под влиянием барического градиента воздушная частица получает ускорение и приобретает скорость вдоль радиуса к центру. Однако, как только возникает движение, появляется отклоняющая сила вращения Земли, направленная под прямым углом вправо в северном полушарии (влево — в южном полушарии). Увеличение и разворот скорости будут происходить до тех пор, пока от-

клоняющая сила не станет противоположна по направлению барическому градиенту. Это происходит в том случае, когда скорость движения частицы направлена по касательной к изобаре. 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 уравновешивает силу Кориолиса (K_s) и центробежную силу (Z):

$$G_2 = K_s + Z \tag{17.13}$$

или

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega_z \rho V_ц + \rho \frac{V_ц^2}{r}, \tag{17.14}$$

где r — расстояние от центра циклона; $V_ц$ — скорость градиентного ветра в циклоне.

Запишем уравнение (17.14) в следующем виде:

$$\rho \frac{V_ц^2}{r} + 2\omega_z \rho V_ц - \frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

или

$$V_ц^2 + 2\omega_z r V_ц - \frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = 0. \tag{17.15}$$

Решение уравнения (17.15), удовлетворяющее условию $V_ц = 0$ при $\partial p / \partial r = 0$, (т.е. ветер равен нулю в том случае, когда градиент давления отсутствует, т.е. равен нулю, потому что источником перемещения воздушных масс, ветра, является градиент давления) имеет вид

$$V_ц = -\omega_z r + \sqrt{\omega_z^2 r^2 + \frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}}. \tag{17.16}$$

Отметим, что в центре циклона ($r = 0$) градиентный ветер всегда обращается в нуль ($V_ц = 0$). С удалением от центра скорость градиентного ветра возрастает.

Сравним скорости $V_ц$ и V_g при одном и том же барическом градиенте. При геострофическом ветре

$$2\omega_z \rho V_g = G_2. \tag{17.17}$$

Из уравнения (17.14) получаем

$$2\omega_z \rho V_ц = G_2 - \rho \frac{V_ц^2}{r}. \tag{17.18}$$

Сравнивая формулы (17.17) и (17.18), видим, что $V_g > V_ц$, т.е. скорость градиентного ветра в циклоне всегда меньше скорости геострофического ветра (при одинаковом градиенте давления G_2).

Рассмотрим градиентный ветер в антициклоне с круговыми изобарами (рис. 17.4, *б*). В каждой точке этого антициклона барический градиент направлен вдоль радиуса от центра к периферии ($G_2 = -\partial p / \partial r$). Рассуждая так же, как и в случае с циклоном, придем к выводу, что движение установится тогда, когда скорость ветра будет направлена в каждой точке антициклона по касательной к изобаре (по часовой стрелке в северном полушарии и против часовой стрелки в южном). Из рис. 17.4, *б* следует, что отклоняющая сила K_s в антициклоне уравновешивает барический градиент G_2 и центробежную силу Z: $K_s = G_2 + Z$. Поскольку $K_s = 2\omega_z \rho V_{ац}$, $Z = \rho V_{ац}^2 / r$ (r — расстояние от центра антициклона), то

$$2\omega_z \rho V_{ац} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \frac{V_{ац}^2}{r}. \qquad (17.19)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее условию $V_{ац} = 0$ при $\partial p / \partial r = 0$, имеет вид

$$V_{ац} = \omega_z r - \sqrt{\omega_z^2 r^2 + \frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}}. \qquad (17.20)$$

В центре антициклона ($r = 0$) градиентный ветер всегда обращается в нуль ($V_{ац} = 0$). С удалением от центра скорость градиентного ветра возрастает (если G_2 остается неизменным).

В отличие от циклона, где барический градиент, а вместе с ним и скорость градиентного ветра могут принимать любые значения, барический градиент и скорость градиентного ветра в антициклоне ограничены. Действительно, в антициклоне производная $\partial p / \partial r < 0$ (давление убывает с удалением от центра), поэтому подкоренное выражение в формуле (17.20) при очень больших значениях модуля $\partial p / \partial r$ окажется отрицательным. В этом случае формула дает мнимое, не имеющее физического смысла значение $V_{ац}$.

Для того чтобы формула давала реальное значение $V_{ац}$, необходимо, чтобы $\partial p / \partial r$ удовлетворяло неравенству

$$\omega_z^2 r^2 + \frac{r}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \geq 0,$$

откуда получаем

$$\left(-\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{макс} = \rho\omega_z^2 r.$$

В циклоническом поле такого ограничения не существует. Поэтому в среднем в циклонах наблюдаются большие значения градиентов давления, а, следовательно, и скорости ветра.

17.5. Ветер в пограничном слое атмосферы

Вблизи земной поверхности под влиянием сил трения ветер сильно ослабевает и обращается в нуль на земной поверхности и в тонком слое толщиной z_0, который называется *слоем шероховатости*.

В пограничном слое скорость ветра отклоняется от изобар в сторону низкого давления. Для доказательства этого положения рассмотрим объем воздуха вблизи земной поверхности (рис. 17.5). На него, кроме барического градиента и отклоняющей силы, действуют еще и силы трения со стороны выше- и нижележащих слоев воздуха.

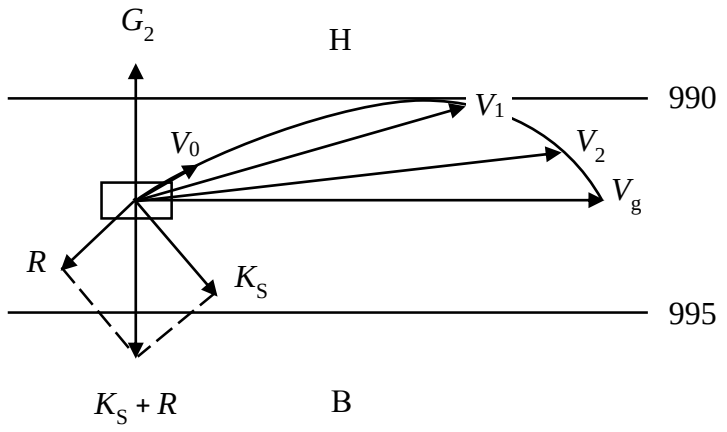


Рис. 17.5. Схема распределения скорости ветра в пограничном слое атмосферы. Северное полушарие

Направление результирующей силы трения R вблизи земной поверхности почти противоположно 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. 17.5, такое равновесие может быть достигнуто только в том случае, когда скорость ветра V_0 отклоняется 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 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, представленную на рис. 17.5: чем выше, тем скорость ветра больше по модулю и ближе к градиентному ветру по направлению. Это означает, 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, 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), применительно к атмосфере — Окербломом (1909). Они построили решение уравнений установившегося, однородного по горизонтали движения атмосферы при наиболее простом предположении о характере турбулентного перемешивания: коэффициент турбулентности не зависит от высоты (k = 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 $z \to 0$) 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*).

Следующий крупный шаг вперед в изучении строения пограничных слоев атмосферы и океана был сделан К. 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 возрастающая 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 определяются как скорость ветра, так и характеристики турбулентности.

17.6. Суточный ход скорости ветра в пограничном слое атмосферы

Из анализа материалов наблюдений следует, что суточная изменчивость горизонтального градиента давления не может вызвать значительных изменений скорости ветра вследствие малых ее значений, поэтому основной причиной хорошо выраженного в пограничном слое атмосферы суточного хода скорости ветра является изменяющаяся в течение суток интенсивность турбулентного обмена, под влиянием которого происходит перераспределение импульса между различными слоями и, следовательно, наблюдается суточный ход скорости ветра. Так, суточный ход скорости ветра наиболее ярко выражен в ясные солнечные дни с развитым турбулентным обменом и значительно ослаблен в пасмурную погоду, когда разность между интенсивностью обмена днем и ночью существенно сглажена и величина обмена мала. Различие суточного хода скорости ветра летом и зимой объясняется разной степенью суточной изменчивости турбулентного обмена в эти времена года. Изменение турбулентного обмена в течение суток над морем обычно малы, что сопровождается и малыми суточными колебаниями скорости ветра.

В дневные часы с увеличением термической неустойчивости усиливается вертикальный турбулентный обмен и взаимодействие нижних и верхних слоев атмосферы, которое приводит к тому, что в нижние слои увеличивается приток более быстро движущихся по горизонтали частиц с верхних уровней, а в верхние — приток частиц с нижних уровней, горизонтальная скорость которых меньше. Это приводит к тому, что в самых нижних слоях атмосферы макси-

мальные значения скорости ветра наблюдаются в дневные часы, а минимальные — ночью. В вышележащих слоях наоборот, максимальные значения скорости наблюдаются ночью, а минимальные — днем. Амплитуда суточного хода скорости ветра в умеренных широтах составляет 3–5 *м/с*. Вертикальная протяженность слоев, в которых наблюдается противоположный суточный ход, зависит в основном от среднего суточного значения коэффициента турбулентности $\bar{k}$. Так, при больших $\bar{k}$, когда $\gamma > \gamma_a$ или наблюдается сильный ветер, высота обращения доходит до 300 *м*, а при наличии зимних инверсий со слабым ветром — снижается до 20 *м*.

Как правило, скорость ветра возрастает с утра до полудня, остается максимальной до 16–18 часов местного времени, а затем снова уменьшается, достигая минимальных значений в течение ночи. В случае ярко выраженной адвекции тепла или холода, суточный ход ветра может отличаться от приведенной выше схемы.

17.7. Местные ветры

Под местными понимают ветры, характерные только для определенных географических районов. Местные ветры относятся к атмосферным явлениям, горизонтальная протяженность которых изменяется от нескольких сотен метров до десятков и первых сотен километров. Такие явления и процессы, наблюдаемые в атмосфере, называют *мезометеорологическими.* Возникают местные ветры под влиянием неоднородностей земной поверхности на воздушный поток более крупного масштаба.

Существуют два вида воздействия земной поверхности на атмосферу — *термическое и механическое*. Различие в теплофизических, радиационных и других свойствах соседних частей земной поверхности ведет к возникновению горизонтальной разности температуры, которая, в свою очередь, порождает барический градиент, являющийся непосредственной причиной возникновения ветра. К таким ветрам относятся бризы, горно-долинные 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. Такие местные ветры выражены тем отчетливее, чем больше скорость набегающего на препятствия 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.

Рассмотрим кратко механизм возникновения наиболее широко распространенных местных движений воздуха.

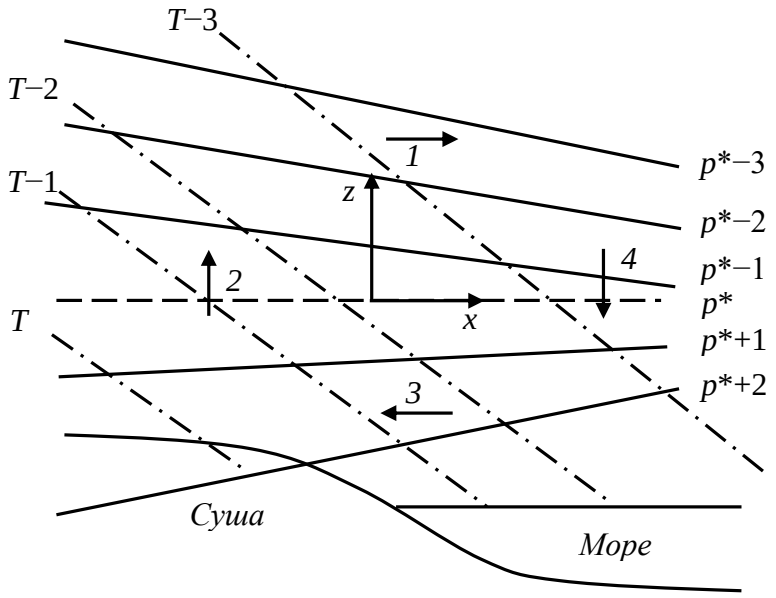


Рис. 17.6. Схема, поясняющая возникновение и развитие бризовой циркуляции

В утренние часы, после восхода Солнца, суша и воздух над ней прогреваются значительно быстрее, чем море. Поскольку в более теплом воздухе давление падает с высотой медленнее, чем в холодном, изобарические поверхности приобретают наклон в сторону моря (рис. 17.6), тем значительнее, чем выше расположена изобарическая поверхность. Под влиянием горизонтального барического градиента 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 повышается, а изобарические поверхности приобретают наклон в сторону суши. Под влиянием горизонтального барического градиента в нижнем слое возникает движение воздуха с моря на сушу (стрелка *3*). Таким образом, когда установится замкнутая циркуляция, называемая ***бризом***, изобарические поверхности будут располагаться так, как показано на рис. 17.6: одна из поверхностей (p^*) горизонтальна, 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 глубь суши и моря бризовая циркуляция распространяется в зависимости от разности температуры между сушей и водоемом на 10–20 *км* (иногда до 300 *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 — с моря на сушу. В тропических широтах бризовая циркуляция наблюдается круглый год, в умеренных и высоких широтах — только в летний период.

В долинах горных систем наблюдаются ветры с суточной периодичностью, схожие с бризами. Это ***горно-долинные ветры***, возникающие под влиянием горизонтальной разности температуры 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 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.

В том случае, когда склоны гор 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).

Из местных ветров механического происхождения кратко остановимся на *фёне и боре*.

Фёном называется теплый, сухой и порывистый ветер, дующий временами с гор в долины. Интенсивность фёна в конкретном районе зависит от следующих факторов: 1) высоты гор и ориентации горных хребтов относительно крупномасштабного потока в атмосфере; 2) стратификации атмосферы в натекающем на горный хребет воздушном потоке; 3) разности температуры воздуха, приходящего со склонов в данный район и температуры воздуха в данном месте до начала адвекции.

Последовательность процессов при фёне с точки зрения термодинамики выглядит следующим образом (рис. 17.7): сухоадиабатический подъем по наветренному склону до уровня конденсации → влажноадиабатический подъем до

перевала → влажноадиабатическое опускание воздуха после перевала по подветренному склону до полного испарения продуктов конденсации, оставшихся в воздушной массе после выпадения из нее осадков на наветренном склоне → сухоадиабатическое опускание воздушного потока до подошвы горного хребта. Ключевым моментом в рассмотренной цепочке процессов является наличие псевдоадиабатического процесса, обусловленного выведением продуктов конденсации на наветренном склоне либо в виде явных осадков — дождя или снега, либо в виде наземных гидрометеоров — жидкого и твердого налета, гололеда и изморози.

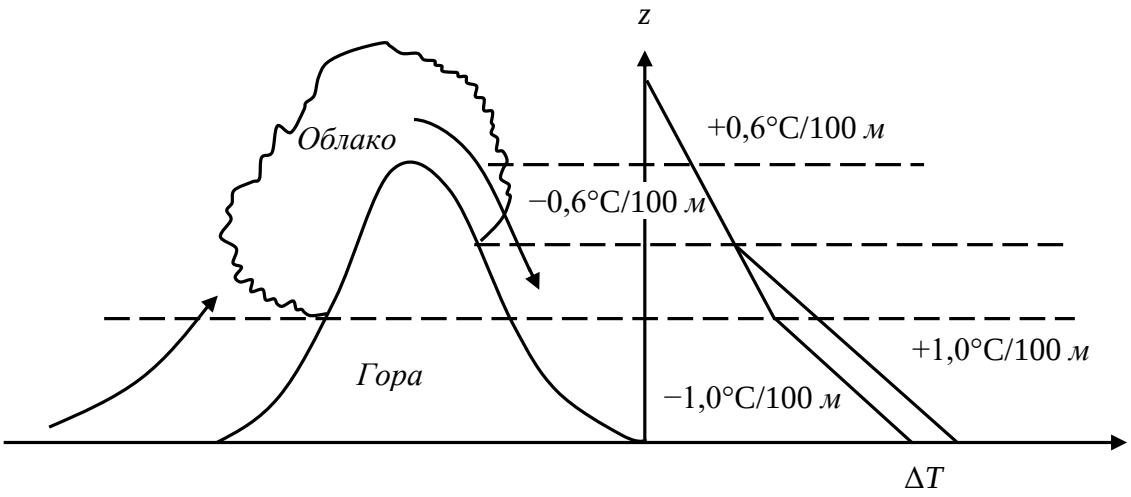


Рис. 17.7. Схема развития фёна

При псевдоадиабатическом процессе, когда из атмосферы выводится даже небольшая часть продуктов конденсации, уровень конденсации на наветренном склоне будет всегда ниже уровня полного испарения продуктов конденсации в перевалившем через горный хребет воздухе, последующее опускание которого по подветренному склону будет происходить сухоадиабатически. В результате к основанию подветренного склона хребта воздух придет более теплым и сухим, чем пришел к основанию наветренного склона.

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 — 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.

Продолжительность фёна колеблется от нескольких часов до нескольких суток. В последнем случае периоды усиления ветра сменяются периодами его ослабления. Температура воздуха при фёнах обычно повышается на 5–10°С.

Борой называется сильный холодный и порывистый ветер, дующий вдоль склона горного препятствия в сторону моря. Высота препятствия может быть не более нескольких сотен метров, а его склон, экспонированный к морю, должен быть крутым. Наиболее известными районами формирования боры являются Новороссийская бухта на Черном море, Адриатическое побережье Хорватии и архипелаг Новая Земля. К типу боры относится сарма близ Ольхонских ворот на Байкале, а также норд в районе Баку.

Бора формируется преимущественно зимой, когда над холодным материком устанавливается антициклон, а над теплым водоемом — область низкого давления (на Черном море это обычно глубокий циклон, пришедший со Средиземного моря). Воздушный поток, переваливший через невысокий хребет, усиливается при опускании вдоль поверхности склона, так как стратификация атмосферы над морем зимой неустойчивая и кинетическая энергия возрастает за счет энергии неустойчивости. Скорость ветра при боре достигает 30–40 *м/с*, при порывах она может быть вдвое и даже втрое больше. Так, например, в новороссийской боре были зарегистрированы случаи, когда скорость порывов ветра достигала 100 *м/с*. Наряду с усилением ветра и турбулентностью при боре резко (иногда на 20–25°С) понижается температура воздуха, опускаясь до –20°С и ниже. Продолжительность боры — 1–3 *сут*., однако известны случаи, когда бора продолжалась больше недели.

17.8. Шквалы

Шквалом называется резкое кратковременное местное усиление ветра до значений, намного превышающих значение градиентного ветра в этом районе. Продолжительность шквала по наблюдениям в одном пункте обычно не превышает нескольких минут, хотя может составлять и десятки минут. Перемещаясь узкой полосой от нескольких сотен метров до нескольких километров (в отдельных случаях до 50–70 *км*), шквал может существовать несколько часов.

Направление ветра при шквале обычно претерпевает резкие изменения, а скорость может достигать 30–40 *м/с* и более. Наиболее сильные и разрушительные шквалы наблюдаются в Северной Америке. Так, 10 августа 2020 г. в американском штате Айова наблюдался шквал со скоростью ветра до 62 *м/с*. В России скорости ветра при шквалах редко достигают 35–40 *м/с*, однако это может быть связано с редкой сетью метеостанций, которая не фиксирует локальные порывы ветра разрушительной силы.

Сильные шквалы со скоростью ветра ≥ 25 *м/с*, относящиеся к градации опасных явлений погоды, могут приводить к разрушениям жилых и хозяйственных построек, повреждениям технических сооружений, транспортных средств и линий электропередач, к человеческим жертвам. Протяженность полосы разрушений от шквалов может достигать 500–1000 *км* и более. В России наиболее разрушительные шквалы за последние десятилетия наблюдались летом 2010 г., протяженность полос разрушений от которых достигала 600 *км*.

С прохождением шквала обычно связано местное колебание давления — так называемый «грозовой нос» на барограмме — падение давления перед шквалом, быстрый рост во время шквала и новое падение непосредственно по окончании шквала. Часто при прохождении шквала наблюдается понижение температуры.

Большинство шквалов связано с прохождением мощных кучево-дождевых облаков (Cb) с выпадением ливневого дождя или града, сопровождаемых грозой. Шквал — это вихрь с горизонтальной осью вращения.

Различают внутримассовые и фронтальные шквалы.

Внутримассовые шквалы характерны для теплой неустойчивой влажной массы при развитии гроз (иногда даже ночью). В холодной неустойчивой воздушной массе в тылу циклона грозы и интенсивные шквалы наблюдаются редко.

Фронтальные шквалы наиболее часто связаны с холодными фронтами. Если относительно теплая воздушная масса является влажной и неустойчивой, то на расстоянии 50–100 *км* перед линией холодного фронта может образоваться линия неустойчивости длиной 100–500 *км*, вдоль которой наблюдаются грозы и шквалы, хотя чаще всего грозы и шквалы связаны непосредственно с прохождением линии холодного фронта. В тех случаях, когда относительно теплая воздушная масса является сравнительно сухой, линия неустойчивости может наблюдаться за линией фронта. В связи с тем, что вблизи центра циклона влажность воздуха велика и отмечается упорядоченный подъем воздуха, то и шквалы наиболее часто наблюдаются вблизи центра циклона, особенно вблизи вершины теплого сектора зарождающегося и молодого циклона.

Механизм образования шквала можно представить следующим образом. В мощных кучево-дождевых облаках существуют интенсивные вертикальные конвективные потоки, которые переносят большое количество влаги в верхние слои, где она накапливается. Зона аккумуляция обычно располагается чуть выше середины облака, на высоте 5–7 *км*. Скопившаяся в зоне аккумуляции огромная масса влаги (тысячи тонн) в виде снега, переохлажденных капель и града поддерживается восходящими потоками до тех пор, пока скорость падения капель меньше или равна скорости восходящих потоков. Когда облако достигает своего максимального развития, скорость вертикальных потоков уменьшается и уже не может

удерживать влагу на высотах — формируется мощный нисходящий поток. Поскольку в нисходящем потоке воздух насыщен, его температура при опускании повышается по влажноадиабатическому закону, т.е. медленнее, чем в окружающем воздухе, в котором температурный градиент обычно больше влажноадиабатического. Следовательно, опускаясь, он становится все более охлажденным относительно окружающего воздуха, и скорость устремления вниз возрастает. Чем больше путь нисходящего потока в зоне осадков в конвективном облаке и под ним, и чем неустойчивее стратификация окружающего воздуха, тем больше скорость опускания потока у земли. Достигнув поверхности земли, холодный воздух растекается в горизонтальном направлении, вызывая внезапное и резкое усиление ветра и изменение его направления, т.е. шквал. Более сильные шквалы, образующиеся на холодных фронтах, возникают в результате опускания воздуха, складывающегося помимо опускания конвективного масштаба, с более интенсивным мезомасштабным опусканием вала холодного воздуха, обгоняющего линию фронта у земли. Этот «обвал» вторгающегося холодного воздуха и формирует специфические формы облачности — «шкваловый ворот». Возникающие на фронтах линии шквалов значительно длиннее, чем при шквалах внутримассовых процессов, так как масштаб перетекающих через фронт холодных потоков существенно больше масштаба обычной конвективной ячейки. Известно, что энергия шквала создается за счет кинетической энергии не только нисходящего потока конвективного масштаба, но и энергии горизонтального переноса слоя тропосферы, расположенного ниже уровня зарождения нисходящего потока. Частицы воздуха в нисходящем потоке под действием ветра приобретают и горизонтальную скорость движения. Поэтому чем сильнее ветер в средних и нижних слоях тропосферы, тем скорость шквала будет больше «прирастать» к скорости растекания у поверхности земли, т.е. скорость ветра при шквале увеличивается. При малой мощности кучево-дождевых облаков вклад энергии неустойчивости за счет конвекции в формирование шквала незначителен и сильный шквал возможен только в результате переноса нисходящим потоком достаточно большого количества горизонтального движения нижней половины тропосферы.

Наблюдаются и *сухие шквалы*, когда при большой сухости нижнего слоя воздуха выпадающие осадки не достигают поверхности земли.

Алексеевой А.А. показано, что наиболее информативными предикторами для прогноза шквалов любой силы являются максимальная конвективная скорость и лапласиан приземного давления.

Очевидный физический смысл первого предиктора заключается в том, что только при наличии мощной восходящей струи может накопиться достаточно влаги, которая, обрушиваясь вниз, создает мощный нисходящий поток и, как следствие, шквал. Второй информативный предиктор отражает конвергенцию

горизонтальных приземных потоков воздуха, необходимых для обеспечения подъема массы достаточно влажного и теплого воздуха восходящими потоками. Лапласиан приземного давления важен и потому, что позволяет выделять зону полного отсутствия шквалов. Поэтому сочетание этих предикторов в большей степени уменьшает недостатки использования их по отдельности.

17.9. Смерчи

По своей природе ***смерч*** представляет собой мезовихрь значительной интенсивности, связанный с кучево-дождевым облаком. Диаметр вихря может составлять от нескольких десятков метров до 1500 *м*, в исключительных случаях до 2000–3000 *м*. Продолжительность его существования 10^2–10^4 *с*, скорость движения 10–90 *км/ч*. Смерчи могут возникать как над морской поверхностью, так и над сушей.

В центральной части смерча имеется ядро шириной до 150 *м*, в котором наблюдаются нисходящие *токи* со скоростью 60–80 *м/с*, конвергирующие у поверхности земли (воды), где они образуют так называемое *подножье* смерча. Вокруг ядра возникают восходящие спиралевидные движения со скоростью до 90 *м/с*. Они обусловливают конденсацию водяного пара в поднимающемся воздухе и поднимают пыль, песок, воду и даже крупные предметы.

Воронка смерча может принимать различные формы — в виде тонкой нитки (каната), цилиндра, конуса или толстой аморфной массы черного облака, соединяющегося с Землей; иногда встречаются многочисленные воронки. Края воронки также различны по очертаниям — от гладких до очень рваных, зазубренных.

Почти все смерчи вращаются циклонически, в единичных случаях отмечалось антициклоническое вращение. Жизненный цикл смерча может быть разделен на пять дискретных стадий.

1. *Стадия пыльного вихря*, при которой видны первые признаки циркуляции, пыль закручивается вверх с поверхности и/или короткая воронка свисает из основания облака (разрушения слабые).

2. *Стадия организации*, характеризуется общим снижением воронки и возрастанием интенсивности смерча.

3. *Стадия зрелости*, при которой воронка достигает своей наибольшей ширины и располагается почти вертикально (разрушения наиболее интенсивные).

4. *Стадия сокращения* отличается уменьшением ширины воронки, нарастанием ее наклона (обычно нижняя часть смерча запаздывает относительно верхней части, таким образом, воронка имеет северо-восточный наклон с высотой), отмечается уменьшение разрушительного воздействия.

5. *Стадия распада* (угасания), при которой вихрь принимает лентообразную форму под влиянием вертикального сдвига ветра или эффекта приземного трения, видимая воронка значительно искривляется перед исчезновением.

Большинство смерчей проходят все 5 стадий. Незначительное число смерчей, однако, прекращает существование в стадии 1 или 2 или могут иметь последовательность 1–2–5. Смерч обычно находится в непрерывном контакте с поверхностью Земли в стадиях 3, 4 и 5.

Смерчи характеризуются чрезвычайной изменчивостью. Большинство смерчей сравнительно слабые и короткоживущие (1–2 *мин*), причиняют разрушения в зоне длиной в 2 *км* и шириной 50 *м*. В экстремальных случаях длина следа может превышать 150 *км*, ширина — 3 *км*; продолжительность около 1 *ч*, скорость передвижения может превышать 30 *м*/*с*.

Иногда образуется семейство смерчей, порожденных одной и той же зоной активной грозовой деятельности.

Смерчи относятся к наиболее опасным (даже катастрофическим) погодным явлениям. Их прохождение обычно сопровождается громадными разрушениями и даже человеческими жертвами. Поблизости от смерча может наблюдаться полное затишье.

Интенсивность смерчей оценивают по шкале Фуджиты-Пирсона, принятой в качестве официальной Национальной службой погоды США. В 2006 г. была принята обновленная версия этой шкалы — так называемая улучшенная шкала Фуджиты. Шкала делит смерчи на следующие шесть категорий в зависимости от скорости ветра в смерче, длины траектории его перемещения, ширины полосы разрушения и степени разрушения.

(**F-0**) Скорость ветра 18–32 *м*/*с*, длина траектории перемещения менее 1,6 *км*, ширина полосы разрушения менее 16 *м*. Разрушения слабые: повреждаются печные трубы, заборы, деревья.

(**F-l**) Скорость ветра 33–49 *м*/*с*, длина траектории от 1,6 до 5,0 *км*, ширина полосы разрушения 16–50 *м*. Разрушения умеренные: срываются покрытия с крыш, движущиеся автомобили сталкиваются с дороги.

(**F-2**) Скорость ветра 50–69 *м*/*с*, длина траектории 5,1–16,0 *км*, ширина полосы разрушения 51–160 *м*. Разрушения значительные: срываются крыши с построек, переворачиваются грузовики, вырываются с корнем деревья.

(**F-3**) Скорость ветра 70–92 *м*/*с*, длина траектории перемещения 16,1–50,8 *км*, ширина полосы разрушения 161–508 *м*. Разрушения сильные: разваливаются стены построек, переворачиваются вагоны, тяжелые автомобили поднимаются и разбрасываются.

(**F-4**) Скорость ветра 93–116 *м*/*с*, длина траектории 50,9–160 *км*, ширина по-

лосы разрушения 0,5–1,5 *км*. Разрушения опустошительные: разрушаются тяжелые здания, строения со слабым фундаментом переносятся на расстояния, крупные предметы летают в воздухе.

(**F-5**) Скорость ветра 117–142 *м/с*, длина траектории 161–507 *км*, ширина полосы разрушения 1,6–5 *км*. Разрушения сверхопустошительные: поднимаются над землей тяжелые здания, переносятся на расстояние автомобили и соизмеримые с ними предметы с большой скоростью, деревья разламываются на части.

Согласно этой шкале, смерчи, соответствующие категориям **F-0** и **F-1**, считаются слабыми; соответствующие категориям **F-2** и **F-3** — сильными, соответствующие категориям **F-4** и **F-5** — разрушительными.

Смерчи возникают в различных частях земного шара, но наиболее часто — на территории США, где их называют торнадо, реже бывают в Австралии, Новой Зеландии, Китае, Японии, Индии, Аргентине, Южной Африке и Европе. На земном шаре в течение года возникает около 1000–1500 смерчей, из них более 20% приходится на территорию США. В США имеется так называемая аллея торнадо — полоса наибольшей повторяемости смерчей, проходящая с юга на север, а затем на северо-восток через штаты Техас, Оклахома, Канзас, Миссури.

Смерчи могут возникать в любое время дня, однако в большинстве случаев (42%) их развитие происходит между 15.00 и 19.00 местного времени. Этот послеполуденный максимум отражает ту роль, которую играет дневной прогрев в дестабилизации атмосферы.

Над территорией США наибольшее число смерчей (20% годового количества) отмечаются в мае и примерно 3% — в январе.

Водяные смерчи чаще появляются в июле и сентябре, когда мелкое побережье имеет максимальный прогрев.

На территории России смерчи — сравнительно редкое явление. В целом на территории Северной Евразии (бывший СССР) в год наблюдается 100–150 смерчей. Большинство смерчей отмечается в Европейской части России. Но бывают они также на Урале, в Сибири и на Дальнем Востоке. Самый северный смерч зафиксирован в июле 2007 г. в Сибири недалеко от г. Игарка (вблизи Северного Полярного круга), самый южный — у Туапсе. Водяные смерчи бывают у Черноморского побережья Кавказа, на южном берегу Крыма, у берегов Рижского залива.

Обязательные визуальные наблюдения за смерчами над сушей были введены с 1954 г., а над морями — с 1940 г. Однако факты прохождения смерчей фиксировались гораздо раньше, о чем свидетельствуют различные литературные источники, включая летописи.

18. ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

Многообразные оптические явления, наблюдаемые в атмосфере, возникают в результате взаимодействия электромагнитных волн светового диапазона (0,39–0,76 *мкм*) с земной атмосферой. При этом во взаимодействии со световыми лучами участвуют как молекулы и атомы газов, составляющих воздух, так и взвешенные в атмосфере жидкие или твердые частицы — аэрозоли.

В данной главе рассмотрены вопросы, связанные с формированием уровней естественной освещенности и видимости в атмосфере, которые затрагивают такие важные аспекты, как эксплуатация различных видов транспорта, определение стандартов и норм в архитектуре и строительстве, создание оптимальных по комфортности и экономичности строений производственного, рекреационного и жилого типа.

Кроме того, оптические явления, такие как радуга, венцы, гало, миражи и др., позволяют судить о состоянии атмосферы в данный момент времени и в определенной степени прогнозировать его изменения.

18.1. Освещенность земной поверхности в разное время суток

Под *освещенностью* земной поверхности понимается световой поток, создаваемый прямой и рассеянной солнечной радиацией днем или другими источниками освещения земной поверхности ночью.

Световой поток Ф определяется произведением силы света I на телесный угол, в котором он распространяется:

$$\Phi = \int_{\omega} I d\omega. \qquad (18.1)$$

За единицу светового потока принимается *люмен* (*лм*) — поток при силе света в 1 канделу внутри телесного угла в 1 стерадиан.

Единицей освещенности является *люкс* (*лк*), который равен освещенности поверхности площадью 1 $м^2$ при световом потоке падающего на нее излучения, равном 1 *лм*, т.е. 1 *лк* = 1 $лм/м^2$.

Освещенность днем. Освещенность прямым солнечным светом изменяется в широких пределах — от нуля в моменты восхода или захода Солнца до 100–120 килолюксов (*клк*) в околополуденное время летом. Освещенность рассеянным светом изменяется от 0,5 *клк* при восходе и заходе Солнца и возрастает до 13–15 *клк* в полдень.

Рассмотренное в гл. 7 влияние высоты Солнца, прозрачности атмосферы, форм облаков и альбедо подстилающей поверхности на прямую, 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, год), характеризуют *световой климат* данного района.

Сумерки. Освещенность земной поверхности после захода Солнца уменьшается сначала очень быстро, затем все медленнее и постепенно переходит в ночную темноту. За счет способности земной атмосферы рассеивать свет переход от дневной освещенности к ночной происходит не мгновенно, а растягивается на некоторый промежуток времени, называемый сумерками. В зависимости от глубины погружения Солнца под горизонт и соответствующей освещенности земной поверхности различают несколько видов сумерек.

Гражданские сумерки начинаются в момент захода Солнца и заканчиваются при глубине погружения Солнца 6°. В конце этих сумерек в помещениях необходимо включать искусственный свет. На открытом воздухе в конце гражданских сумерек трудно читать даже крупный шрифт. На небе видны наиболее яркие звезды.

Навигационные сумерки начинаются с конца гражданских сумерек и заканчиваются при глубине погружения Солнца 12°. Своим названием эти сумерки обязаны тем, что в их конце штурманы кораблей не могут ориентироваться по неосвещенным предметам на берегу, поэтому в это время должны включаться все опознавательные и сигнальные огни на берегу и на воде (маяки, бакены).

Астрономические сумерки начинаются с конца навигационных и заканчиваются при глубине погружения Солнца 18°, когда сумерки переходят в ночь. Исчезают последние следы зари, на небе видны все звезды.

В таблице приведены средние значения освещенности при разных углах погружения Солнца за горизонт. Как следует из этих данных освещенность земной поверхности на протяжении сумерек изменяется почти в миллиард раз: от 10^3–10^4 *лк* в начале сумерек до 10^{-4}–10^{-5} *лк* ночью. Переход к ночи совершается обычно при глубине погружения Солнца около 18°, но при значительном замутнении атмосферы конец астрономических сумерек затягивается до углов погружения 22–23°. Кроме этого, продолжительность сумерек зависит от географической широты и времени года. С увеличением широты длительность сумерек увеличивается и на определенной широте вечерние и утренние сумерки сливаются — наступают *белые ночи*. Самые длинные сумерки наблюдаются в дни летнего и зимнего солнцестояний, а самые короткие — в дни равноденствий. Облака уменьшают освещенность во время сумерек: чем они плотнее, тем заметнее это уменьшение.

Освещенность земной поверхности в сумерки

Время суток	Погружение Солнца под горизонт, *град*	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

Снежный покров увеличивает освещенность только в начале гражданских сумерек максимально на 11%, но дальше его влияние практически не сказывается.

В связи с необычайно быстрым изменением освещенности сумерки богаты разнообразными оптическими явлениями. Опускаясь к горизонту, Солнце становится менее ярким и изменяет свой цвет от желтого и оранжевого, до темно-красного. Одновременно окрашивается и небо, которое вблизи Солнца становится желтым, а дальше — оранжевым. В стороне зашедшего Солнца вдоль горизонта появляется яркая *полоска зари*, окраска которой обычно красная снизу, переходит в желто-оранжевую и зеленовато-голубую наверху. В противоположной от Солнца части неба из-за горизонта поднимается свинцово-серая *тень Земли*, окаймленная розовым поясом (*пояс Венеры*). К концу гражданских сумерек тень Земли закрывает значительную часть неба, а облака, попав в тень Земли, «гаснут» и 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.

Освещенность ночью. Главным источником освещения земной поверхности ночью является Луна. Максимальная освещенность, которую создает полная Луна на площадке, перпендикулярной лучам, расположенной на верхней границе атмосферы, составляет около 0,34 *лк*. Эту величину называют по аналогии с солнечной *световой лунной постоянной*. Максимальная освещенность полной Луной на земной поверхности на горизонтальной площадке при средней прозрачности атмосферы для случая, когда Луна находится в зените, составляет около 0,25 *лк*. В первой и последней четвертях освещенность, создаваемая Луной, составляет около 0,03–0,04 *лк*.

Общий свет, поступающий на земную поверхность в отсутствии Луны от всех остальных источников ночного неба, называют *свечением ночного неба*. Это свечение включает следующие источники: 1) собственное свечение газов, со-

ставляющих атмосферу, называемое *ночным свечением атмосферы* — это свечение газов, входящих в состав воздуха на высотах от 80–100 до 250–300 *км* (сюда же относится свет, испускаемый полярными сияниями, и свет, рассеянный верхними слоями атмосферы); 2) свет звезд; 3) свет, рассеянный межпланетной пылью, — *зодиакальный свет* и свет, рассеянный межзвездной пылью, — *галактический свет*. В заключение приведем данные об участии в освещении земной поверхности ночью основных составляющих свечения земной атмосферы в среднем за ночь: ночное свечение атмосферы — 45%, звездный свет — 30%, зодиакальный и галактический свет — 25%.

18.2. Геометрическая дальность видимости

Определение дальности видимости разнообразных предметов и огней на земной поверхности и в воздухе на разных высотах имеет большое прикладное значение. В решении такого рода задач заинтересованы, в первую очередь, работники всех видов транспорта, особенно авиации.

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 дальностью видимости.*

На рисунке 18.1 наблюдатель находится в точке *A* на высоте $z_н$ и определяет геометрическую дальность видимости предмета, находящегося: 1) в точке *B* на земной поверхности, 2) в точке *C* на некоторой высоте $z_{пр}$ над земной поверхностью. Геометрическая дальность видимости (D_0) данного предмета в первом случае равна *AB,* во втором — *AB* + *BC.* Из треугольника *AOB* находим

$$(AB)^2 = (AO)^2 - (OB)^2 = (R + z_н)^2 - R^2 = 2Rz_н + z_н^2,$$

где *R* — радиус Земли.

Ввиду того, что $z_н << R$, получаем

$$AB = \sqrt{2R\,z_н}.$$

Аналогично с учетом того, что $z_{пр} << R$ имеем

$$BC = \sqrt{2R\,z_{пр}}.$$

Принимая *R* = 6370 *км*, в итоге получим

$$D_0 = \sqrt{2R\,z_н} + \sqrt{2R\,z_{пр}} = 3{,}57(\sqrt{z_н} + \sqrt{z_{пр}}), \qquad (18.2)$$

где $z_н$ и $z_{пр}$ — в метрах, D_0 — в километрах.

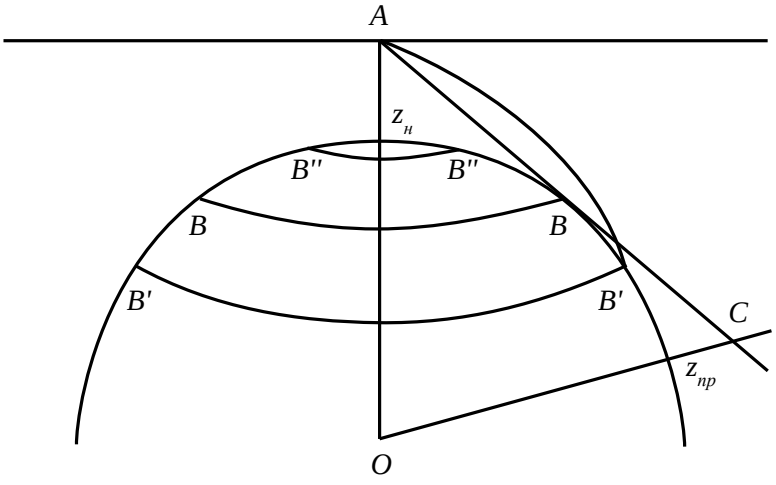


Рис. 18.1. К определению геометрической дальности видимости и влияния рефракции на положение видимого горизонта

Формула (18.2) получена в предположении прямолинейного распространения света в атмосфере. В действительности световой луч из точки A под влиянием рефракции пойдет по дуге AB', и последняя точка, которую увидит наблюдатель на земной поверхности, будет не B, а B'. Рефракция увеличивает геометрическую дальность видимости на 6–7% при нормальных условиях у земной поверхности. Поэтому формула (18.2) для геометрической дальности видимости записывается в виде

$$D = 3{,}82(\sqrt{z_н} + \sqrt{z_{пр}}). \qquad (18.3)$$

Различают ***горизонтальную дальность видимости***, когда наблюдение ведется за объектом, находящимся на земной поверхности, и ***наклонную дальность видимости***, когда определяется дальность видимости объектов на земной поверхности с самолета или другого летательного аппарата либо, наоборот, с земной поверхности определяется дальность видимости объектов, находящихся в воздухе. ***Вертикальная дальность видимости*** является частным случаем наклонной.

18.3. 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.

Формула для определения МДВ имеет следующий вид:

$$S_м = \frac{1}{k}\ln\left(\frac{1}{\varepsilon}\right), \qquad (18.4)$$

где k — показатель ослабления света; ε — порог контрастной чувствительности глаза.

Полагая в (18.4) порог контрастной чувствительности глаза, равным 0,03, находим для МДВ следующее простое соотношение:

$$S_м = 3{,}5/k. \qquad (18.5)$$

Из формулы (18.5) следует, что МДВ однозначно связана с характеристиками прозрачности атмосферы в горизонтальном направлении. Поэтому и сама МДВ *является также только характеристикой горизонтальной прозрачности приземного слоя воздуха*. МДВ — это единственная характеристика прозрачности, измеряемая на сети метеорологических станций всего мира.

Следует, однако, подчеркнуть, что в общем случае МДВ, как это следует из (18.4), зависит не только от характеристик прозрачности атмосферы, но и от порога контрастной чувствительности глаза ε, который может изменяться от 0,02 до 0,05.

МДВ характеризуется необычайно широким диапазоном изменения. В плотных туманах и облаках МДВ может уменьшаться до нескольких десятков метров. В достаточно чистом и сухом воздухе, когда ослабление обусловливается в основном молекулярным рассеянием света, МДВ достигает 200 *км* и более.

18.4. Дальность видимости при полете, взлете и посадке самолетов

Полетная дальность видимости $S_{пол}$ — это наклонная дальность видимости наземных объектов с самолета. Предельным значением $S_{пол}$ является геометрическая дальность видимости D_0, зависящая от высоты полета. Если в формуле (18.2) положить $z_{пр} = 0$ и высоту полета, равной 1, 5 и 10 *км*, то для D_0 получим соответственно следующие значения: 122, 272 и 385 *км*.

Обычно горизонт затянут дымкой и $S_{пол}$ составляет, как правило, не более 20–50 *км*. Полетная дальность видимости может значительно отличаться от МДВ. Например, 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 же условиях может быть хорошей.

Наоборот, в холодной неустойчивой воздушной массе МДВ у земной поверхности может быть большой, а в более высоких слоях под влиянием конвективных потоков, переносящих аэрозоль вверх, полетная видимость может быть невелика.

Поскольку определение $S_{пол}$ расчетным способом затруднено, то фактическое значение $S_{пол}$ чаще всего устанавливается путем проведения самолетной разведки погоды.

***Дальность видимости на взлетно-посадочной полосе* (*ВПП*)** ($S_{ВПП}$) — 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 ($z_{пр}$) — расстояние по вертикали от уровня начала участка ВПП, который можно использовать для посадки, до воздушного судна.

Конкретные значения $S_{ВПП}$ и $z_{пр}$ определяются метеоминимумами, представляющими собой сочетание минимальной высоты нижней границы облаков (высоты принятия решения) и дальности видимости на ВПП, при которых возможен безопасный взлет, полет и посадка воздушного судна. В системе гражданской авиации установлены метеоминимумы командира воздушного судна для взлета, посадки и полета, а также метеоминимумы аэродрома и воздушного судна.

18.5. Миражи

Как было показано в п. 18.2, световые лучи, распространяющиеся от наземных предметов в атмосфере, имеют криволинейную траекторию, являющуюся следствием земной рефракции. Наиболее ярким примером явления, обусловленного земной рефракцией, служит *мираж*.

Миражом называется такое явление, при котором могут быть видны предмет и его изображение. В некоторых случаях сам предмет не виден, так как находится за горизонтом, а его изображение, часто увеличенное, искаженное и высоко поднятое в воздух, можно видеть с очень большого расстояния. В зависимости от того, где располагается изображение по отношению к предмету, различают несколько видов миражей: 1) *нижний мираж*, в котором изображение предмета (т.е. мираж) располагается ниже самого предмета; 2) *верхний мираж*, когда изображение находится выше предмета; 3) *боковой мираж*, в случае расположения предмета рядом с ним; 4) *сложный мираж*, когда одновременно наблюдаются миражи разных типов.

Нижние миражи возникают при очень больших температурных градиентах в нижнем слое атмосферы, когда плотность воздуха увеличивается с высотой,

чему способствует интенсивный нагрев солнечными лучами земной поверхности с образованием около нее тонкого слоя сильно прогретого воздуха, в котором плотность, а тем самым и показатель преломления будут малы и над которым располагается слой с бóльшей плотностью.

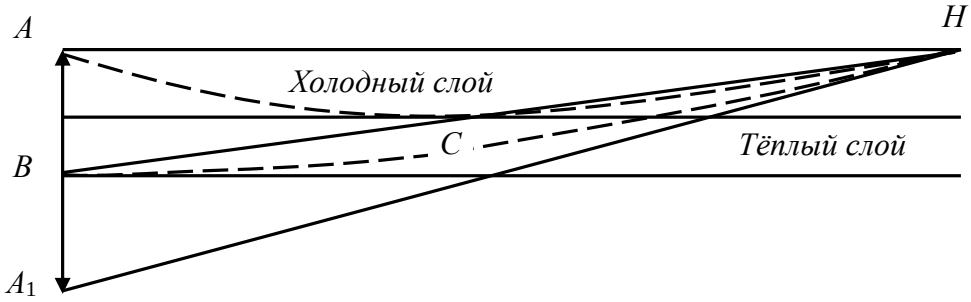


Рис. 18.2. Схема образования нижнего миража

Схематическое изображение нижнего миража можно представить следующим образом (рис. 18.2). Если из точки *H* смотреть на какой-нибудь предмет *BA*, то от точки *A* в наш глаз (точка *H*) могут прийти два луча, один из которых проделает свой путь в верхнем холодном и более плотном слое (луч *AH*), а другой, направляясь вниз, отразится в точке *C* на границе раздела между слоями и придет по пути *ACH*. Проектируя точку *A* по направлению касательной к этому лучу, мы увидим ее изображение в точке A_1. То же может произойти и для других точек предмета *BA*, изображение которого будет видно ниже действительного и в перевернутом виде.

Подобным предметом, отраженное обратное изображение которого можно наблюдать, часто является участок небесного свода у горизонта. Кажется, будто под предметом располагается водная поверхность. Такие миражи часто появляются в Средней Азии. Даже в северных широтах такие миражи можно наблюдать в виде небольших кажущихся «луж» на сухом асфальте в летние солнечные дни.

Верхний мираж образуется при обратных условиях, когда в зимнее время земная поверхность, а с нею и прилегающий к ней слой воздуха сильно охлаждаются. Если граница перехода от этого охлажденного слоя воздуха к расположенному выше более теплому слою достаточно резко выражена, создаются условия, благоприятные для отражения от нее лучей, идущих от визируемого предмета (рис. 18.3).

Боковые миражи возникают в тех случаях, когда поверхности одинаковой плотности воздуха располагаются в атмосфере не горизонтально, а наклонно или вертикально. Такие условия реализуются летом вскоре после восхода Солнца у скалистого берега, нагретого лучами Солнца, когда водная поверхность еще холодная.

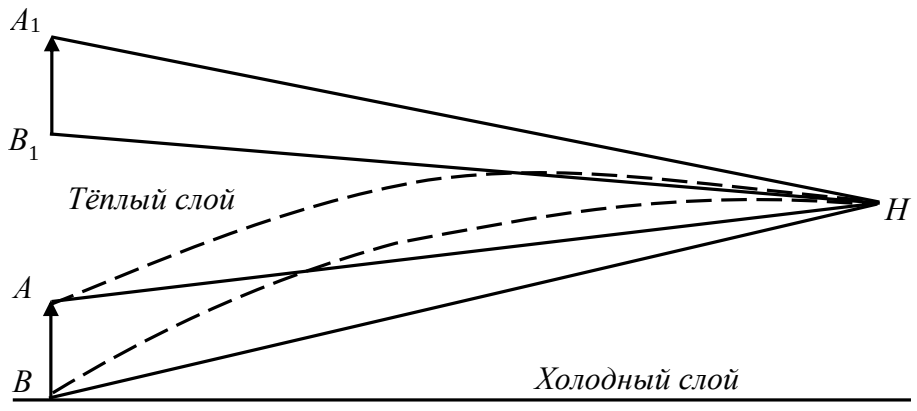


Рис. 18.3. Схема образования верхнего миража

Разнообразие условий вертикального распределения плотностей в атмосфере может приводить к формированию *сложных миражей*, которые называют *фата-моргана*.

18.6. Оптические явления в облаках, туманах и осадках

В облаках, туманах и выпадающих осадках возникают разнообразные оптические явления в виде малых и больших кругов, а также световых дуг вокруг Солнца и Луны. Согласно теории рассеяния, все перечисленные явления возникают при дифракции и интерференции солнечных или лунных лучей на каплях и кристаллах облака, тумана или выпадающих осадков. Какое из явлений будет возникать, определяется величиной параметра μ

$$\mu = \frac{2\pi r}{\lambda},$$

где r — радиус рассеивающих частиц; λ — длина волны падающего света.

Для возникновения каждого оптического явления важно, чтобы в облаке или тумане преобладали капли или кристаллы определенного размера.

Увеличение размеров капель или кристаллов приводит к постепенному переходу от рассеяния (дифракции) к преломлению и отражению света в каплях и кристаллах.

Венцами называют малые круги вокруг Солнца или Луны, если они просвечивают сквозь тонкие капельножидкие или кристаллические облака, например, As, Ac, Cs (рис. 18.4).

Непосредственно к светилу примыкает кольцо, угловой радиус которого в зависимости от размеров элементов облака может изменяться в довольно широких пределах — от долей градуса до 13°. Это *ореол* (или *венец)* первого порядка.

Ореол разноцветен: к светилу примыкает кайма синеватого цвета, который переходит в желтоватый в середине и коричнево-красный — на внешнем крае. За ореолом располагаются концентрические с ним венцы второго, третьего и следующих порядков с аналогичным расположением цветов. В каждом кольце наружный край всегда красный. На рисунке 18.5 представлена дифракционная картина и схема образования венцов в виде радужных колец, разделенных темными промежутками.

Рис. 18.4. Венцы. Ссылка: https://ucrazy.ru/foto/1359776805-galo.html

На практике часто пользуются эмпирическими формулами, описывающими положение темных колец, т.е. минимумов яркости:

для капельных облаков

$$\sin\theta_k = (k + 0{,}22)\lambda / 2r,$$

для кристаллических облаков

$$\sin\theta_k = k\lambda / d,$$

где k — номер кольца (k = 1, 2, 3, …); θ_k — угловой радиус кольца k; r — радиус капель облака; d — толщина кристаллов облака.

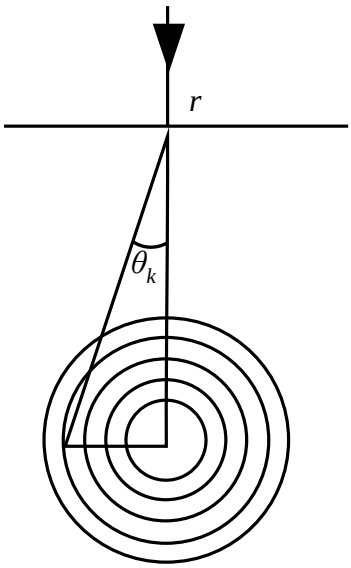


Рис. 18.5. Дифракция света на каплях и кристаллах облака и образование венцов

Приведенные формулы можно использовать для определения среднего радиуса капель или размера кристаллов облака или тумана. С этой целью измеряется угловой радиус θ_k красного края венца, считая, что непосредственно за ним располагается минимум яркости некоторого условного «белого» цвета с длиной волны 0,57 *мкм*, равной среднему арифметическому длин волн красного (0,70 *мкм*) и синего (0,45 *мкм*) цветов. Наблюдая за изменениями размера венцов, можно судить о том, что происходит с каплями и кристаллами облака или тумана: при увеличении размеров капель угловые размеры венцов уменьшаются, и, наоборот.

Рассмотрим ряд других явлений, родственных венцам и имеющих одинаковое с ними дифракционное происхождение.

Глориями (лат. gloria — украшение; ореол) называются радужные венцы, состоящие из одного или нескольких ярких концентрических колец вокруг тени самолета, отбрасываемой на нижележащее облако (рис. 18.6).

Нимб — это венец вокруг тени головы человека, идущего по покрытому росой лугу рано утром, когда только взошло Солнце.

Брокенский призрак — это радужные кольца вокруг тени человека, образующиеся на боковой стене тумана или облака, находящегося на некотором расстоянии от человека, при низком положении Солнца (сразу после восхода, когда в горах еще сохраняются образовавшиеся за ночь туман или небольшие облака). Явление впервые наблюдалось на горе Брокен в Германии, отсюда и его название. Аналогичные призраки многократно видели в горах Кавказа и Памира (рис. 18.7).

Рис. 18.6. Глория. Ссылка: https://xorolik.livejournal.com/49348.html

Рис. 18.7. Брокенский призрак. Ссылка: https://www.rmets.org/weather-photographer-of-the-year/2022/ghost-under-cliff-emili-vilamala-benito

Согласно теории дифракции, ***глории, нимбы и Брокенские призраки*** можно объяснить аналогично венцам, но в этих случаях дифракции подвергаются солнечные лучи, отраженные от капель облаков, росы или тумана.

Иризация облаков — радужные пятна на краях облаков Sc или Ac, а также на конденсационных следах за самолетами. Иризация, в отличие от венцов, возникает при наличии более мелких элементов облака и при резко выраженных различиях в размерах мелких капель (рис. 18.8).

Рис. 18.8. Иризация облаков.
Ссылка: https://travelask.ru/blog/posts/20830-fotograf-zapechatlel-redkie-efirnye-oblaka-v-sibiri

Гало. Гало возникает при прохождении солнечных или лунных лучей через тонкие Cs 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 очень редко — 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 (рис. 18.9).

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.

Рис. 18.9. Гало. Белый горизонтальный круг проходит через Солнце.
Ложные солнца с касательными боковыми дугами.
Ссылка: https://lunalife.ru/25-opticheskih-yavlenij-v-prirode/

К белым гало относится горизонтальный круг и световые столбы. Окрашенные гало объясняются преломлением света в шестигранных призматических кристаллах ледяных облаков (рис. 18.10), неокрашенные (бесцветные) формы — отражением света от граней кристаллов. Разнообразие форм гало зависит в основном от типов и движения кристаллов, а также от ориентации их осей в пространстве и от высоты Солнца.

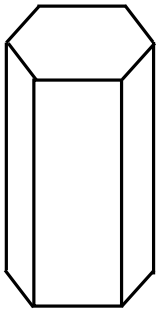


Рис. 18.10. Пример кристалла в виде шестигранной призмы,
на скоплении которых образуется гало

Появление гало может служить местным признаком изменения погоды. Поскольку гало наблюдается при наличии облаков Cs, которые обычно входят в систему облаков теплого фронта, то появление гало свидетельствует о приближении теплого фронта с соответствующим изменением погоды, обусловленным его прохождением.

Кольцо Бишопа — венец коричнево-красного (на внешнем крае) цвета радиусом около 22° и угловой шириной около 10°. Наблюдается вокруг Солнца после интенсивных извержений вулканов. О том, что это венец, а не гало (угловой радиус которого тоже 22°), свидетельствует расположение цветов. Большой размер венца объясняется малыми размерами частиц (менее 2 *мкм*), образовавшихся в верхних слоях атмосферы из газов вулканических извержений.

Радуга — цветная дуга на небосводе 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.

Сформулируем необходимые условия наблюдения радуги.

1. В воздухе должно находиться достаточно много мелких капель воды.
2. На совокупность капель должны попадать солнечные лучи.
3. Если наблюдатель стоит к радуге лицом, то Солнце располагается сзади.
4. Угловая высота Солнца не должна превышать $\gamma_{max} \approx 42°$.

Для того чтобы понять, как происходит явление радуги, рассмотрим ход лучей через сферическую каплю воды. При этом выделим только тот луч, который, отражаясь от внутренней границы капли, возвращается назад (рис. 18.11).

Примем радиус капли равным R, тогда прицельный параметр ρ определится из следующего соотношения:

$$\rho = R\sin\alpha,$$

где α — угол падения луча на поверхность капли.

Угол преломления и равные ему углы падения и отражения на внутренней поверхности капли обозначим через β. Тогда суммируя все углы, на которые отклоняется луч от первоначального направления в точках A, B, C с углом γ, получим

$$\gamma + 2(\alpha - \beta) + (\pi - 2\beta) = \pi,$$

откуда

$$\gamma = 4\beta - 2\alpha; \beta = (\gamma + 2\alpha)/4.$$

По закону преломления

$$\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n},$$

$$\beta = (\gamma + 2\alpha)/4 = \arcsin\frac{\sin\alpha}{n}.$$

С учетом того, что

$$\sin\alpha = \frac{\rho}{R} = \kappa,$$

найдем, что отклонение вышедшего луча от горизонтали определится из следующего выражения:

$$\gamma = 2(2\arcsin\left(\frac{\kappa}{n}\right) - \arcsin(\kappa)).$$

где n — показатель преломления луча в капле по отношению к воздуху.

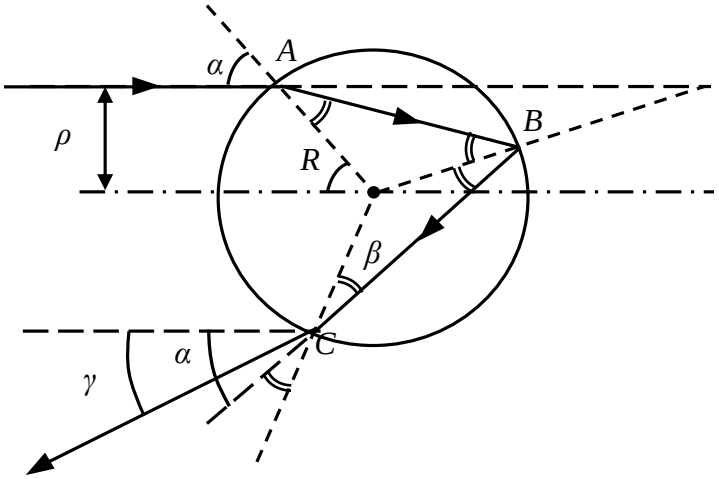


Рис. 18.11. Ход солнечного луча в капле дождя при образовании первой радуги

Рассмотрим, как изменяется угол γ при изменении прицельного параметра от 0 до 1. Очевидно, что при небольшом увеличении κ от нуля γ тоже растет. Чтобы выяснить, до какого значения вырастает γ, исследуем γ (κ) на максимум. В точке экстремума имеем

$$\frac{d\gamma}{d\kappa} = \frac{4}{n\sqrt{1-\left(\frac{\kappa}{n}\right)^2}} - \frac{2}{\sqrt{1-\kappa^2}} = 0.$$

Откуда

$$\kappa_m = \sqrt{(4-n^2)/3}.$$

Для воды и желтых лучей можно принять $n = 4/3$, тогда $\kappa_m \approx 0{,}861$. Соответствующее значение угла γ равно $\gamma_m \approx 42°$.

При внутреннем отражении лучей от капли большинство из них концентрируются вблизи угла $\gamma_m = 42°$. Как известно, при переходе света из одной среды в другую наравне с преломлением наблюдается еще и явление *дисперсии света*, т.е. лучи разных цветов преломляются по-разному, так как у каждого цвета свой показатель преломления n и, соответственно, свой угол γ_m. Расчеты показывают, что для красного цвета $\gamma_m = 42°22'$, тогда как для фиолетового $\gamma_m = 40°36'$. По этой причине в указанном интервале углов мы видим все цвета радуги. Внешний

край радуги красный, за ним идут оранжевая, желтая, зеленая, голубая, синяя и фиолетовая дуги.

Кроме первой, наблюдается еще и вторая радуга, которая может быть видна вместе с основной, но под углом $\gamma_m = 52{,}5°$ (для желтых лучей) к горизонту (рис. 18.12).

Рис. 18.12. Двойная радуга.
Ссылка: https://krot.info/pejzazhi/86405-pejzazh-s-radugoj.html

Ход лучей в каплях, создающих вторую радугу, показан на рис. 18.13. Расположение цветных дуг во второй радуге обратное первой. Вторая радуга бледнее первой, так как она образована лучами значительно меньшей энергии, а площадь поверхности второй радуги почти в 2 раза больше, чем первой.

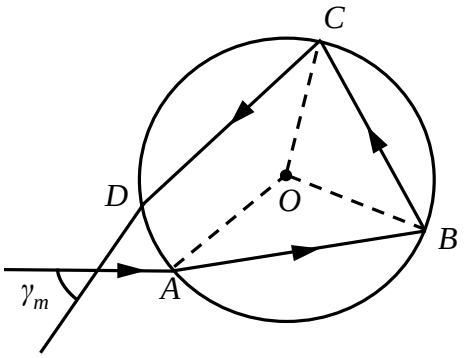


Рис. 18.13. Ход солнечного луча в капле дождя при образовании второй радуги

Если капли крупные, то радуга получается узкая и яркая с насыщенным красным краем. Если капли мелкие, то радуга получается широкая и почти белая, со слегка красноватым краем.

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 Солнца более 50° и вторая радуга опускается под горизонт.

19. АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

В состав атмосферы, наряду с нейтральными частицами (молекулами газов, примесями), входят электрически заряженные частицы, несущие положительный или отрицательный заряд. Число и масса этих заряженных частиц малы по сравнению с числом и массой нейтральных частиц, однако заряженные частицы порождают в атмосфере явления, издавна привлекавшие внимание человека, — молниевые разряды (молнии) и сопровождающий их гром, светящиеся разряды с острых предметов и полярные сияния.

19.1. Ионы в атмосфере

Частицы, которые несут на себе отрицательный или положительный электрический заряд, носят общее название *ионов* (в переводе с греческого «ион» означает «идущий»). Ионы в атмосфере можно рассматривать как некую примесь, обладающую электрическим зарядом.

Ионы образуются в атмосфере под влиянием внешних воздействий в результате отрыва от нейтральных молекул электронов. Оставшиеся части молекул, потерявшие электроны, образуют положительные ионы. Свободные электроны, присоединяясь к нейтральным молекулам, образуют с ними отрицательные ионы. Такие первично образовавшиеся молекулярные ионы существуют очень недолго (доли секунды), так как под действием поляризационных сил к ним присоединяется 10–15 молекул из окружающего воздуха, в результате чего образуются легкие ионы с радиусом порядка 10^{-9}–10^{-10} *м*. Легкие ионы, присоединяясь к атмосферным аэрозолям, отдают им свой заряд, в результате чего образуются тяжелые ионы, или ионы Ланжевена (П. Ланжевен — французский физик, 1872–1946). Радиус тяжелых ионов около 10^{-7} *м*. Кроме легких и тяжелых ионов, в атмосфере существуют средние ионы, радиусом порядка 10^{-8} *м* и ультратяжелые с $r \approx 10^{-5}$ *м*.

Ионы, находящиеся в атмосфере, можно рассматривать как некоторую примесь, отличающуюся от остальных молекул воздуха и взвешенных частиц только наличием на них электрических зарядов, поэтому наряду с обычно действующими в атмосфере силами на ионы еще оказывают влияние электрические силы.

Главными ионизаторами в нижних слоях атмосферы являются излучения радиоактивных веществ, содержащихся в земной коре и атмосфере, а также космические лучи, имеющие галактическое происхождение, источниками которых являются звезды. Сравнение значимости рассмотренных ионизаторов показало, что над сушей у земной поверхности ионизация на 80% обусловлена действием

излучений радиоактивных веществ, содержащихся в атмосфере; в слое до 500 *м* действие этого ионизатора снижается до 75%, а уже с высот более 5–6 *км* ионизация атмосферы почти на 100% определяется действием только космических лучей. Над океанами, вдали от берегов, где радиоактивность атмосферы мала, практически единственным ионизатором являются космические лучи. В целом в слое атмосферы 0–9 *км* космические лучи создают 95% всех образующихся ионов.

Начиная с высот, на которые проникают лучи жесткого ультрафиолетового излучения Солнца (λ = 0,1–0,28 *мкм*), а также вследствие возрастания роли корпускулярного и рентгеновского излучения, обладающих энергией, достаточной для ионизации газов, основным ионизатором с этих высот (выше 40 *км*) уже является солнечное излучение.

Концентрация ионов изменяется в широких пределах. В чистом воздухе у поверхности земли в 1 $см^3$ содержится 500–1000 легких ионов, причем положительно заряженных на 10–30% больше, чем заряженных отрицательно. Концентрация средних и тяжелых ионов изменяется в более широких пределах: от нескольких сотен над океаном до десятков тысяч в 1 $см^3$ в больших городах, т.е. концентрация тяжелых ионов растет с увеличением числа ядер конденсации в атмосфере. Одновременно с ростом числа тяжелых ионов уменьшается концентрация легких.

В связи с тем, что 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, все, что задерживает выход эманации из почвы, уменьшает скорость образования и концентрацию легких ионов. Так, осадки, обильная роса, промерзание почвы, снежный покров, способствующие заполнению пор почвы водой и льдом, задерживают выход эманации из почвы. Наоборот, повышение температуры почвы и падение атмосферного давления, а также усиление скорости ветра способствуют более быстрому выходу в атмосферу почвенного воздуха и эманации и, следовательно, приводят к увеличению концентрации ионов.

При столь большом числе факторов, влияющих на процессы образования ионов, вполне естественной представляется большая изменчивость концентрации ионов в зависимости от местных и погодных условий. Так, значения концентрации ионов в отдельных географических районах могут заметно отличаться от средних по Земному шару. Много ионов возникает около водопадов, фонтанов, а также при коронировании острых предметов в сильных электрических полях во время грозы. Электропроводность воздуха, зависящая в основном от числа легких ионов, меняется так же, как их концентрация.

В течение года в умеренных широтах максимум ионов вблизи земной поверхности наблюдается чаще летом, а минимум — зимой, что можно объяснить более благоприятными условиями эманации из почвы в летний период года.

В течение суток максимальные значения легких ионов отмечаются чаще в ранние утренние часы, а минимальные — после полудня, так как на суточный ход ионов определяющее влияние оказывает турбулентный обмен: поскольку он ночью и рано утром ослаблен, то большая часть образовавшихся вблизи земной поверхности ионов не переносится в более высокие слои, что способствует накоплению и увеличению ионов в нижнем слое.

Как показали медицинские наблюдения, ионизация атмосферы играет большую роль в поддержании здоровья людей в нормальном состоянии. Если увеличение числа отрицательно заряженных ионов стимулирует активность людей, то с ростом концентрации положительно заряженных ионов связаны большая утомляемость и появление головных болей.

Характеристикой времени существования ионов в атмосфере является понятие «средняя продолжительность жизни», которая определяется как интервал времени между образованием и исчезновением иона. Средняя продолжительность жизни иона зависит от содержания в атмосфере аэрозолей и изменяется от 30 *с* для запыленного воздуха до 1000 *с* для очень чистой атмосферы.

19.2. Ионосфера

Как уже было отмечено выше, по мере удаления от земной поверхности увеличивается электропроводность атмосферы вследствие возрастания роли в качестве ионизатора корпускулярного, рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения Солнца, так, что на некоторой высоте практически все газы состоят из ионов, т.е. образуют плазму.

Ионосферная плазма представляет собой ионизированный газ, в котором концентрация электронов равна примерно концентрации положительных ионов, т.е. в целом ионосфера является квазинейтральной. Квазинейтральность электронно-ионной плазмы обусловлена тем, что в ней при разрушении ионизаторами нейтральных молекул все ионы образуются попарно — положительные и отрицательные ионизированные слои воздуха формируют ионосферу. Последняя не содержит объемного электрического заряда, но обладает большой электропроводностью, близкой к электропроводности металлов.

Таким образом, ***ионосфера*** представляет собой природное образование разреженной слабоионизированной плазмы, находящейся в магнитном поле Земли и обладающей благодаря своей высокой электропроводности специфическими

свойствами, определяющими характер распространений в ней радиоволн и различных возмущений.

Нижняя граница ионосферы находится на высоте около 60 *км*. По характеру распределения в ней концентрации ионов выделяются слои D, E, F_1, F_2.

Слой D располагается на высотах 60–90 *км*. В нем концентрация ионов составляет 10^8–10^{10} $м^{-3}$.

В слое E, расположенном на высотах 100–160 *км*, в дневное время концентрация ионов доходит до 10^{11} $м^{-3}$.

Слой F находится в пределах от 180 до 300 *км*. Днем в нем концентрация ионов около 10^{12} $м^{-3}$, а ночью — на порядок меньше. Слой F делят на два подслоя — F_1 и F_2, максимум концентрации в которых приходится на слой F_2. Выше 300 *км*, несмотря на избыточность ионизирующих воздействий, концентрация ионов уменьшается вследствие падения плотности полностью ионизированных атмосферных газов.

Высокая электропроводность ионосферы приводит к тому, что входящие в нее радиоволны испытывают преломление и отражение так, что знак радиуса кривизны радиолучей начинает совпадать со знаком радиуса кривизны земной поверхности, что, в свою очередь, позволяет устанавливать на коротких длинах волн дальнюю радиосвязь.

Ионосфера весьма изменчива во времени, а наибольшие ее отклонения от нормального состояния во время ее возмущений получили название *ионосферных бурь*, что проявляется прежде всего в нарушениях коротковолновой связи.

19.3. 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, в частности, достигают наиболее внушительных значений и, следовательно, 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.

Можно указать несколько механизмов возникновения зарядов в облаках.

1. Электризация капель за счет захвата ими 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.

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. В каждой из фаз (жидкой и твердой) происходит диссоциация (расщепление) молекул H_2O на положительный ион водорода H^+ и отрицательный ион гидроксида OH^-:

$$H_2O \leftrightarrow H^+ + OH^-.$$

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. Причем 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.

19.4. 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 до настоящего времени.

Рассмотрим характерные этапы развития грозовой ячейки в кучево-дождевом облаке внутримассового происхождения. На первом этапе происходит интенсивный подъем теплого и влажного воздуха на высоту более 5 *км*, расположенную выше уровня нулевой изотермы. В первой, верхней части облака, появляется снежная крупа, в нижней части — капли воды. На втором этапе влажный воздух достигает высот порядка 10 *км*, образуется град. В верхней части облака (чаще всего располагающейся выше изотермы –12°С) преобладают положительные заряды, преимущественно на ледяных частицах. В нижней части

облака сосредоточены в основном отрицательные заряды. Эти заряды 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 благодаря возникающему на этой стадии противотоку воздуха. Порождаемые такими движениями неоднородности электрического поля способны повысить его напряженность 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.

Вторая, обычно не очень ярко выраженная, область с положительными зарядами находится ниже уровня нулевой изотермы на участке, где сосредоточены крупные облачные частицы в смеси с частицами ливневых осадков. Существованию этой области 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.

Таким образом, кучево-дождевое облако, в котором сформировалась двухзарядная электрическая структура (дополненная очагами положительных зарядов в нижней части облака), представляет собой грозовую ячейку, порождающую разряд (молнию) на Землю. Одновременно с созреванием грозовой ячейки начинается процесс ее разрушения. Вершина облака расширяется, образуя так называемую наковальню. Преобладающим движением воздуха становится его поток, направленный вниз. Как правило, развитое кучево-дождевое облако включает несколько таких ячеек, находящихся на различных стадиях развития. При этом созревшие ячейки находятся в центре облака, а распадающиеся — с подветренной стороны. В типичной ячейке интервалы между отдельными грозовыми разрядами составляют около 20 *с*. В отдельные, особо активные периоды, частота молний может быть в десятки раз большей. Полное время жизни ячейки составляет около 30 *мин*.

Несколько иначе образуются и эволюционируют фронтальные грозы, возникающие преимущественно на холодном фронте. При этом клин холодного воздуха подпирает теплый, заставляя его подниматься на большие высоты. Обычно холодный фронт тянется на сотни километров, и всюду вдоль него гремят грозы. Грозы на теплом фронте — сравнительно редкое явление. Фронтальная гроза, как правило, является предвестником смены погоды, в отличие от

внутримассовой грозы, после прохождения которой обычно вновь восстанавливается хорошая погода.

19.5. Виды молний

Наблюдаемые в атмосфере искровые разряды (молнии) принято делить на *линейные*, *плоские*, *шаровые* и *четочные*.

Средняя длина наиболее часто встречающихся ***линейных молний*** (с подразделением на разветвленные (рис. 19.1), ленточные (рис. 19.2) и ракетообразные) при разряде на Землю составляет несколько километров, диаметр канала 15–20 *см*, сила тока изменяется в широких пределах (максимальные значения достигают нескольких килоампер), 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*).

Рис. 19.1. Линейная разветвленная молния, разряд в которой происходит не по одному, а по целой системе каналов. Ссылка: http://pogoda43.ru/news/42/66/

Температура разрядного канала повышается практически мгновенно до 15 000–20 000 *К*. Взрывы гремучего газа (образовавшегося в результате разложения воды) и рост давления (под влиянием повышения температуры) в канале сопровождаются образованием ударных волн, которые воспринимаются как

гром. Частота колебаний грома около 20 *Гц*, а скорость распространения практически совпадает со скоростью звуковой волны. 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.

Рис. 19.2. Ленточная молния. Ссылка: https://s.zefirka.net/images/2015-06-29/osnovnye-vidy-molnij/osnovnye-vidy-molnij-5.jpg

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 (рис. 19.3).

Рис. 19.3. Плоская молния — бесшумное беловатое длящееся доли секунды свечение части грозового облака. Ссылка: http://pogoda43.ru/uploads/news_images/0-10.jpg?1476960558187

Шаровые молнии относятся к числу наиболее загадочных и малоизученных явлений природы**.** Диаметр их у земной поверхности — 10–15 *см*, длительность существования — от долей секунды до нескольких минут (среднее время жизни — 10 *с*), скорость движения (часто вдоль хорошо проводящих предметов) — несколько метров в секунду, цвет — красноватый, оранжевый, желтый. Коэффициент корреляции появления линейной и шаровой молнии — 0,84. При движении шаровая молния издает жужжащий или шипящий звук, исчезновение сопровождается слабым треском либо сильным взрывом и снопом искр (приводящим к разрушениям). В ряде случает происходит ее медленное угасание или распад на части. О природе шаровых молний высказаны лишь гипотезы. Наиболее достоверной выглядит гипотеза П.Л. Капицы, по оценке которого источником энергии шаровой молнии служит энергия радиоизлучений в метровом и дециметровом диапазонах, возникающих при атмосферных разрядах.

Возникает шаровая молния под влиянием мощного колебательного процесса в электрическом поле облака или вблизи земной поверхности (рис. 19.4). 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: *схлопывание сферы разреженного ионизированного воздуха*.

Рис. 19.4. Шаровая молния.
Ссылка:https://www.mk.ru/social/2020/08/18/khochu-vse-znat-sharovuyu-molniyu-prityagivaet-metall.html

Четочные молнии — несколько десятков образований шарообразной формы, располагающихся вдоль канала линейной молнии; расстояние между ними 1 *м*, диаметр — несколько *см*, время существования 1–2 *с* (рис. 19.5).

Вспышки в верхних слоях атмосферы: стратосфере, мезосфере и термосфере, направленные вверх или вниз, а также горизонтально, очень слабо изучены.

Они подразделяются на ***эльфы***, ***джеты*** и ***спрайты***. Окраска вспышек и их форма зависят от высоты, на которой они происходят. В отличие от наблюдаемых на Земле молний, эти вспышки имеют яркий цвет, обычно красный или синий, и покрывают большие пространства в верхних слоях атмосферы, а иногда простираются до границы с космосом.

Эльфы (англ. *Elves*; сокр. от ***E**missions of **L**ight and **V**ery Low Frequency Perturbations from **E**lectromagnetic Pulse **S**ources* (эмиссия света и возмущений очень низкой частоты от источников электромагнитных импульсов)) представляют собой огромные, но слабосветящиеся вспышки-конусы диаметром около 400 *км*, которые появляются непосредственно из верхней части грозового облака. Высота эльфов может достигать 100 *км*, длительность вспышек — до 5 миллисекунд (*мс*) (в среднем 3 *мс*).

Рис. 19.5. Четочная молния. В отличие от линейной след четочной молнии не ветвится, что является отличительной особенностью этого вида.
Ссылка: https://s.zefirka.net/images/2015-06-29/osnovnye-vidy-molnij/osnovnye-vidy-molnij-6.jpg

Джеты представляют собой трубки-конусы синего цвета. Высота джетов может достигать 40–70 *км* (нижняя граница ионосферы), а продолжительность джетов больше, чем у эльфов. Спрайт — вид электрических разрядов холодной плазмы, бьющей в мезосфере и термосфере. Спрайты трудно различимы, но они появляются почти в любую грозу на высоте от 55 до 130 *км* (высота образования «обычных» молний — не более 16 *км*). Это некое подобие молнии, бьющей из облака вверх. Впервые это явление было зафиксировано в 1989 г. К настоящему времени физическая природа спрайтов изучена крайне недостаточно.

19.6. Тихие разряды

Во время грозы, а также в случаях, когда напряженность электрического поля в атмосфере становится большой (снежные и пылевые бури, шквалы, град), нередко наблюдаются особого рода светящиеся разряды, возникающие на остриях предметов, возвышающихся над земной поверхностью. Дело в том, что на остриях при росте напряжения раньше, чем над плоскими проводниками достигается значение напряженности, соответствующее пробою диэлектрика. Вблизи острия возникает свечение газа, напоминающее корону, поэтому такой самостоятельный разряд называют *коронным*. С давних времен, наблюдая коронный разряд на клотиках корабельных мачт, моряки дали этому явлению название *огни святого Эльма* (рис. 19.6).

Рис. 19.6. Огни святого Эльма — коронный разряд в атмосфере.
Ссылка: http://phys.vspu.ac.ru/for%20students/TSOR/Gorbunova/page20.html

Обычно они сопровождаются характерным потрескиванием или шипением. Продолжительность их существования может достигать нескольких часов.

19.7. Грозозащита

Все способы грозозащиты связаны с устройством молниеотводов (их иногда неправильно называют «громоотводами»). Основное назначение молниеотвода

— брать на себя удар молнии и отводить его в землю. Для того, чтобы молниеотвод работал необходимо выполнение следующих условий: 1) он должен быть выше всех охраняемых сооружений; 2) все части молниеотвода должны быть соединены между собой с помощью электросварки, т.е. иметь хороший контакт; 3) проводник должен быть без изгибов, а для расчета поперечного сечения проводника необходимо использовать следующие формулы: $S = 6{,}86 \cdot L\ мм^2$ — для железных проводников и $S = 1{,}15 \cdot L\ мм^2$ — для медных. Здесь L — длина проводника в метрах; 4) обычно заземлением служит стальной или медный лист площадью не менее 1 $м^2$, который закапывают на глубину не менее 1,5–2 *м* в зависимости от влажности почвы.

Известно, что преимущественные удары молнии приходятся на те места, где к поверхности земли подходят достаточно большие залежи глины, а в лесном массиве молния предпочитает деревья с мощной корневой системой, такие, например, как дуб или тополь. Кроме того, молния чаще всего ударяет в отдельно возвышенные предметы: одиноко стоящие стога, сараи, деревья, а также обводненные места, поэтому будучи на природе, следует избегать укрытий вблизи этих объектов. В лесу безопаснее всего укрыться под небольшими деревьями или кустарниками. На открытой местности лучше присесть на корточки и так переждать грозу. Ложиться не рекомендуется, так как можно попасть под действие шагового напряжения. При нахождении во время грозы вблизи водоема, лучше удалиться от него на расстояние не менее сотен метров от берега.

Находясь дома, не следует разговаривать по телефону, а также необходимо выключить телевизор. В городских квартирах многоэтажных домов можно чувствовать себя в безопасности по отношению к линейной молнии, но не к шаровой, при встрече с которой не следует суетиться, совершать лишних движений и, не вступая в контакт, удалиться.

19.8. Особенности грозовой деятельности

Развивающееся конвективное облако переходит в грозовую стадию тогда, когда его толщина превышает 4,5 *км*, а скорость восходящего потока составляет 9 *м*/*с* и выше. В развитии конвекции вообще и в образовании грозового облака, в частности, важную роль играет увеличение массовой доли водяного пара благодаря двум важным обстоятельствам: 1) данный рост сопровождается уменьшением плотности воздуха и, следовательно, увеличением силы плавучести; 2) увеличение доли пара приводит к бóльшему выделению тепла при подъеме воздуха выше уровня конденсации, что способствует увеличению разности температуры

между поднимающимся объемом воздуха и окружающей средой, которая также ведет к росту силы плавучести.

Из данных наблюдений следует, что в случае образования грозовых облаков массовая доля пара у земной поверхности, на изобарической поверхности 850 и 700 *гПа* составляет не менее соответственно 9,2; 7,0 и 3,9 ‰, в то время как при образовании ливневого Cb эта доля составляет примерно 7,3; 5,2 и 3,0 ‰. Опытные данные также показали, что верхняя граница радиоэха в случае ливневых Cb находится ниже изотермы –30°С, а при грозовой стадии Cb — выше изотермы –30°С.

Географические особенности грозовой деятельности. В связи с тем, что в различных частях Земли формируются разные условия развития конвекции, наблюдается хорошо выраженная зависимость грозовой деятельности от широты и долготы, а также от времени года. 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 продолжительность гроз превышает 800 *ч* и достаточно равномерно распределена по сезонам. В июне–августе грозы наблюдаются преимущественно на материках северного полушария, а в сентябре–ноябре их продолжительность резко сокращается и не превышает 5 *ч* в широтной зоне 40–70° с.ш. При этом грозы усиливаются на юге Северной Америки, в Южной Америке и Австралии, а также над морями и океанами. В декабре–феврале отсутствуют грозы на материках северного полушария, смещается к югу африканский очаг, несколько ослабевает очаг гроз в Южной Америке, усиливаются грозы в северной Австралии, а также на Средиземном море. С марта по май в широтной полосе 40–70° с.ш. продолжительность гроз не превышает 5 *ч* и увеличивается продолжительность гроз на юге Азии и Северной Америки.

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 в среднем генерируется 170, а на океанах — 100 разрядов в 1 *с*.

Годовой и суточный ход гроз. На Европейской территории России годовое число гроз, регистрируемых на площади 100 тыс. $км^2$, изменяется от 35 до 185. В Западной Европе грозовая деятельность активнее — в большинстве квадратов (по 100 тыс. $км^2$) годовое число гроз превышает 400, при колебаниях от 30 до 500. Максимум грозовой активности отмечается на юге Франции и севере Италии. В северо-восточной части Атлантического океана, в Средней Азии и Западной Сибири годовое число гроз на площади 100 тыс. $км^2$ невелико и изменяется в пределах 35–60.

В течение года наибольшее число гроз на суше наблюдается весной и летом, а на море — осенью и зимой. На территории России в зимний период иногда можно наблюдать так называемые «зимние грозы». На суше в течение суток

бóльшая часть гроз отмечается во второй половине дня и вечером при максимуме повторяемости между 15 и 18 *ч*, на океане — практически равновероятно образование гроз в любую часть суток.

В заключение приведем еще одну важную характеристику: отношение числа грозовых облаков к общему числу конвективных облаков над территорией Беларуси показало, что только 5–6% конвективных облаков достигают стадии грозы. При этом наиболее часто конвективное облако переходит в грозовое в вечерние и ночные часы.

19.9. Глобальная электрическая цепь

Атмосфера Земли представляет собой неоднородную газовую среду, электрические характеристики которой непрерывно меняются с высотой. Распределение электрической проводимости и совокупность атмосферных электрических генераторов порождают пространственную аэроэлектрическую стратификацию атмосферных областей, которые объединены непрерывностью плотности вертикального электрического тока. В результате формируется глобальная электрическая цепь (ГЭЦ), под которой понимается распределенный токовый контур, образованный проводящими слоями ионосферы, верхнего слоя океана и земной коры.

Таким образом, ГЭЦ представляет собой фундаментальную геофизическую систему, включающую твердую, жидкую и газоплазменную оболочки геосферы и занимающую пограничную область между космическим пространством и земными недрами.

Современные исследования ГЭЦ включают в себя изучение совокупности глобальных, региональных и локальных генераторов электричества атмосферы, определение степени влияния магнитосферы, ионосферы и литосферы на атмосферные электрические процессы, а также создание баз данных по основным аэроэлектрическим параметрам.

Определяющим параметром существования ГЭЦ служит вертикальный электрический ток проводимости плотностью $\sim 10^{-12}$ *А/м*^{2}, который определяется разностью потенциалов между нижней ионосферой и земной поверхностью величиной $\sim 10^5$ *В*, поддерживаемой глобальной грозовой активностью.

Унитарная вариация электрического поля атмосферы считается важнейшим признаком ГЭЦ и служит прямым доказательством существования единого генератора электрического поля атмосферы. В 20-х гг. XX в. было обнаружено, что над океанами суточная вариация электрического поля атмосферы (кривая Карнеги) изменяется согласно Всемирного согласованного времени (ВСВ) с максимумом около 19 *ч* ВСВ и минимумом около 4 *ч* ВСВ.

В формирование ГЭЦ существенный вклад вносят мезомасштабные конвективные системы (МКС). Непосредственными натурными измерениями электрических полей показано, что обширные области (> 150 *км*) стратифицированных зон МКС вносят значительный вклад в формирование ГЭЦ. Таким образом, МКС может рассматриваться как эффективный генератор формирования ГЭЦ. Наряду с МКС существенный вклад в формирование ГЭЦ вносят магнитосферно-ионосферные источники.

Основная часть потока энергии, поддерживающего ГЭЦ, поступает в атмосферу в виде энергии излучения Солнца (солнечная постоянная 1,37 *кВт*/*м*^{2}), которая служит источником лабильной (сумма внутренней ~8,6·10^{23} *Дж* и потенциальной ~3,6·10^{23} *Дж*) энергии, кинетической энергии атмосферы (от 6·10^{20} *Дж* до 9·10^{20} *Дж* в зависимости от сезона) и энергии электрического поля. Особое значение для генерации и диссипации энергии электрического поля в атмосфере имеют процессы фазовых переходов воды, так как поступление в атмосферу при конденсации водяного пара скрытой теплоты, которая составляет по величине примерно четверть потока солнечной энергии, обеспечивает поддержание интенсивных восходящих потоков и образование гидрометеоров, играющих ключевую роль в электризации облаков.

Основные характеристики глобальной электрической цепи могут служить индикатором стационарного состояния и пространственно-временной динамики атмосферных процессов.

19.10. Полярные сияния

Полярные сияния представляют собой особую форму свечения, происходящего в высоких слоях атмосферы. 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, реже в умеренных и даже в низких широтах. Разнообразную форму полярных сияний принято делить на две большие группы:

1) *лучи* одиночные и в виде пучков, *корона* (лучистое свечение вблизи магнитного полюса), *драпри* (полоса из длинных лучей, имеющая вид свисающего занавеса) (рис. 19.7);

2) *дуги* (светящаяся полоса, нижняя граница которой резко очерчена, а верхняя размыта) (рис. 19.8), однородные *полосы* и *пульсирующие поверхности* в виде светящегося облака, интенсивность которого колеблется с периодом в несколько секунд.

Иногда наблюдаются смешанные сияния, включающие несколько форм.

Рис. 19.7. Полярное сияние в виде полосы из длинных лучей, имеющей вид свисающего занавеса. Ссылка: https://new-science.ru/wp-content/webp-express/webp-images/doc-root/wp-content/uploads/2022/11/58-5-scaled.jpg.webp

Большинство полярных сияний цветные, с преобладанием зеленовато-желтого (дуги), красного (драпри и пульсирующие поверхности), голубого и фиолетового цветов.

Интенсивность полярных сияний делят на четыре класса, отличающиеся друг от друга в 10 раз, которые оценивают при визуальных наблюдениях с помощью следующей шкалы: I — яркость Млечного пути, которая превосходит не менее чем в 3–4 раза нормальное свечение ночного неба; II — яркость освещенных Луной перистых облаков; III — яркость освещенных Луной кучевых облаков; IV — освещенность земной поверхности в период полной Луны.

Нижняя граница полярных сияний, имеющих зеленоватый оттенок, располагается на высоте 80–150 *км*. В период высокой солнечной активности полярные сияния, имеющие красноватые оттенки, могут возникать на высотах свыше 250 *км*. Ширина дуг составляет около 20 *км*, полос и драпри — до 80 *км*, а лучи могут распространяться вверх до высот в несколько сотен километров.

Повторяемость полярных сияний в течение года максимальна в месяцы равноденствий (март, сентябрь), а минимальна — в месяцы летнего и зимнего солнцестояния (июнь, декабрь).

В течение суток наиболее часто полярные сияния отмечаются в районе 23 *ч* местного времени.

Рис. 19.8. Полярное сияние в виде светящейся полосы, нижняя граница которой резко очерчена, а верхняя размыта. Ссылка: https://putidorogi-nn.ru/evropa/289-poliarnoe-siianie

Исследование связи частоты появления полярных сияний со средним годовым числом солнечных пятен показало, что максимум сияний на 1–2 года запаздывает по отношению к максимуму солнечных пятен, а минимумы практически совпадают.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Единицы некоторых физических величин в различных системах

Величины	Система единиц	
	Международная, СИ	Физическая, СГС
Длина	Метр, *м* (*m*)	Сантиметр, *см* (*sm*) 1 *см* = 10^{-2} *м*
Масса	Килограмм, *кг* (*kg*)	Грамм, *г* (*g*) 1 *г* = 10^{-3} *кг*
Время	Секунда, *с* (*s*)	Секунда, *с*
Сила (вес)	Ньютон, *Н* (*N*), 1 *Н* = *кг* · *м* · $с^{-2}$	Дина, *дин* (*dyn*), 1 *дин* = *г* · *см* · $с^{-2}$ = 10^{-5} *Н*
Давление	Паскаль, *Па* (*Pa*), 1 *Па* = *Н* · $м^{-2}$ = *кг* · $м^{-1}$ · $с^{-2}$ = = 10 *дин* · $см^{-2}$ = 10 *г* · $см^{-1}$ · $с^{-2}$ = = 10^{-2} *мбар* = 10^{-2} *гПа*	*Дин* · $см^{-2}$ = 0,1 *Па* = = *г* · $см^{-1}$ · $с^{-2}$ = 10^{-1} *Н* · $м^{-2}$ = = 10^{-3} *мбар* = 10^{-3} *гПа*
Работа, энергия, количество теплоты	Джоуль, *Дж* (*J*), 1 *Дж* = *Н* · *м* = *кг* · $м^2$ · $с^{-2}$ = = 10^7 *эрг* = 0,2388 *кал*	Эрг, *эрг* (*erg*), 1 *эрг* = *дин* · *см* = = *г* · $см^2$ · $с^{-2}$ = 10^{-7} *Дж*
Мощность, тепловой поток	Ватт, *Вт* (*W*), 1 *Вт* = *Дж* · $с^{-1}$ = *кг* · $м^2$ · $с^{-3}$	1 *эрг* · $с^{-1}$ = = *г* · $см^2$ · $с^{-3}$ = 10^{-7} *Вт*

Некоторые физические постоянные

Физическая постоянная	Численное значение
Нормальное ускорение свободного падения	9,81 *м*/$с^2$
Постоянная Стефана – Больцмана	$5{,}67 \cdot 10^{-8}$ *Вт*/($м^2$ · $К^4$)
Универсальная газовая постоянная	8,31 *Дж*/(*моль* · *К*)
Удельная газовая постоянная сухого воздуха	287 *Дж*/(*кг* · *К*)
Удельная газовая постоянная водяного пара	461,5 *Дж*/(*кг* · *К*)
Молярная масса сухого воздуха	28,96 *кг*/*кмоль*
Молярная масса водяного пара	18,02 *кг*/*кмоль*
Удельная теплоемкость воздуха при $p = const$	1005 *Дж*/(*кг* · *К*)
Удельная теплоемкость воздуха при $v = const$	718 *Дж*/(*кг* · *К*)
Удельная теплота парообразования (конденсации)	$(2501 \cdot 10^3 – 2{,}72 \cdot 10^3\, t)$ *Дж*/*кг*
Удельная теплота сублимации	$(2835 \cdot 10^3 – 1{,}51 \cdot 10^3\, t)$ *Дж*/*кг*
Нормальное давление p_0	1013 *гПа* = $1{,}013 \cdot 10^5$ *Н*/$м^2$
Плотность воздуха при t = 0°С и p_0 =1013 *гПа*	1,292 *кг*/$м^3$
Плотность воды	10^3 *кг*/$м^3$
Солнечная постоянная	1367 *Вт*/$м^2$
Угловая скорость суточного вращения Земли	$7{,}29 \cdot 10^{-5}$ $с^{-1}$
Средний радиус Земли	6371 *км*
Скорость света в вакууме	$2{,}998 \cdot 10^8$ *м*/*с*
Скорость звука при нормальных условиях	342 *м*/*с*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С.В., Мареев Е.А. Геофизические исследования глобальной электрической цепи. Физика Земли. 2008. № 10. С. 8–18.

2. Барашкова Н.К., Кижнер Л.И., Кужевская И.В. Атмосферные процессы: динамика, численный анализ, моделирование. Томск: ТМЛ-Пресс, 2010. 312 с.

3. Белан Б.Д. Озон в тропосфере. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 488 с.

4. Васильев А.А., Переведенцев Ю.П. Физическая метеорология. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2017. 72 с.

5. Горбатенко В.П., Ершова Т.В. Молния как звено глобальной электрической цепи. Томск: Изд-во Томск. гос. пед. ун-та, 2011. 203 с.

6. Зверев А.С. Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеоиздат, 1977. 712 с.

7. Калинин Н.А. Исследование атмосферы с помощью импульсных метеорологических радиолокаторов: учеб. пособие / Перм. ун–т. Пермь, 2000. 103 с.

8. Калинин Н.А. Сверхкраткосрочные прогнозы погоды: учеб. пособие / Перм. ун-т. Пермь, 2008. 108 с.

9. Калинин Н.А. Динамическая метеорология: учебник для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению «Гидрометеорология», специальности «Метеорология» / Перм. ун–т. Пермь: РГГМУ; СПб., изд. второе, испр. Пермь: Перм. кн. изд-во, 2009. 256 с.

10. Калинин Н.А., Толмачева Н.И. Космические методы исследований в метеорологии: учебник / Перм. ун–т. Пермь, 2005. 348 с.

11. Кислов А.В. Климатология с основами метеорологии. М.: Издательский центр Академия, 2016. 224 с.

12. Клемин В.В., Кулешов Ю.В., Суворов С.С., Волконский Ю.Н. Динамика атмосферы. СПб.: Наука, 2013. 422 с.

13. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб.: Гидрометеоиздат, 2000. 780 с.

14. Облака и облачная атмосфера: справочник / под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 647 с.

15. Российский гидрометеорологический энциклопедический словарь. Т. I, II, III / под ред. А.И. Бедрицкого. СПб.: Изд-во Летний сад, 2008–2009. 311 с., 308 с., 214 с.

16. Рыбакова Ж.В. Облака. Томск: Изд-во Томск. гос. пед. ун-та, 2008. 134 с.

17. Саранин В.А. Физика атмосферы и атмосферного электричества: краткий курс. Глазов: ГГПИ, 1997. 76 с.

18. Семенченко Б.А. Физическая метеорология. М.: Аспект Пресс, 2002. 415 с.

19. Сивков С.И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. Л.: Гидрометеоиздат, 1968. 232 с.

20. Снег: справочник / под ред. Д.М. Грея и Д.Х. Мейла; пер. с англ. под ред. В.М. Котлякова. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 752 с.

21. Тверской П.Н. Курс метеорологии. Л.: Гидрометеоиздат, 1962. 700 с.

22. Толмачева Н.И. Физическая метеорология / Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2012. 324 с.

23. Хабутдинов Ю.Г., Шанталинский К.М., Николаев А.А. Учение об атмосфере / Казан. гос. ун-т. Казань, 2010. 245 с.

24. Хромов С.П., Мамонтова Л.И. Метеорологический словарь. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 568 с.

25. Хромов С.П., Петросянц М.А. Метеорология и климатология. М.: Изд-во МГУ; Изд-во КолосС, 2004. 582 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Агрегатное состояние 147, 152
Адвекция
— тепла 104
— холода 104, 112
Альбедо 86, 92, 94
Антициклон 12, 13, 32, 35, 47, 132, 134, 135, 158, 163–165, 189, 191, 192, 199, 210
Атмосфера
— изотермическая 44
— однородная 43
— политропная 45
Аэрозоль 19, 80, 210, 211
Аэрозольное рассеяние 81
Аэрозольные частицы 19–21
Баланс
— атмосферы 94, 95
— радиационный 92, 94, 95, 127, 130, 133, 134, 140
— земной поверхности 92, 125, 126, 134
— системы земная поверхность – атмосфера 92, 94, 95
— тепловой 125, 126, 140, 143, 146
— длинноволновой радиации 93
— коротковолновой радиации 93
Барический
— градиент 185, 189–191, 193, 195
— ступень 41, 42
Ветер
— в пограничном слое атмосферы 192
— в свободной атмосфере 189
— геострофический 187–189
— градиентный 189, 191
— ледниковый 197
— солнечный 77
Влажность
— абсолютная 7, 26, 27, 138, 143, 148, 177
— воздуха 5–7, 20, 26, 32, 111, 113, 138, 143, 200
— в приземном слое 140

— относительная 7, 26, 28, 62, 65, 72, 134, 138, 143, 146, 147, 150–153, 157, 158, 166, 177
— почвы 124
— удельная 28
Водность
— абсолютная 147
— облаков 6, 168
— осадков 6
— туманов 6, 92, 148, 152
— удельная 147
Газовая постоянная
— водяного пара 24, 241
— влажного воздуха 61
— сухого воздуха 23, 241
— универсальная 241
Геопотенциал 46, 53
Гетеросфера 33
Глобальная электрическая сеть 237–238
Гомосфера 16, 33
Градиент
— влажноадиабатический 66, 67, 69, 158
— сухоадиабатический 51, 68, 96, 157
— температуры 10, 44, 96, 119, 130, 157, 158, 160–162, 197
Грозовая деятельность 235–237
Грозозащита 234
Давление
— воздуха 7, 40, 140
— парциальное 7, 22, 24, 26, 27, 68, 144
Дальность видимости
— вертикальная 209
— геометрическая 208, 210
— горизонтальная 209
— метеорологическая 8, 209
— наклонная 209, 210
— полетная 210
Дефицит давления 26, 29Дефицит точки росы 26, 29, 64
Дисперсия 215

Диффузия 138, 139
Дождь 161, 171, 173
Дымка 147
Закон
— Вина 77
— Дальтона 22
— Кирхгофа 86
— Ньютона 183, 185
— Паскаля 41
— Стокса 20, 176
Излучение
— атмосферы 86, 89, 91
— встречное 88, 89
— земной поверхности 79, 86, 88, 91, 93, 94
— собственное 91, 114
— эффективное 88, 89–91, 94, 111, 127, 134
Изморозь 8, 178
Изогипсы 189
Индикатриса 81
Иней 8, 177
Ионы 214
Инверсия 10, 34, 107, 110, 119, 132, 134–136, 149, 160, 164, 166, 177
Инсоляция 82, 84, 127
Климат 8
Конвекция 21, 104, 110, 121, 128, 139, 166, 201
Коэффициент
— влагообмена 144, 146
— внутреннего трения 20
— вязкости 95, 183, 184
— динамический 95, 183
— кинематический 183
— молекулярной диффузии 99
— прозрачности 8
— рассеяния 80
— температуропроводности 125
— теплопроводности 124
— турбулентного обмена 98, 99, 102

— турбулентности 98, 99, 109, 110, 121, 122, 125, 138, 184, 193, 194, 195
Массовая доля водяного пара 7, 26, 28, 138, 142, 157, 158, 162, 165
Местные ветры
— бора 199
— бриз 196, 197
— горно-долинный 196, 197
— ледниковый 197
— фён 197–199
Молния
— джеты 232, 233
— ленточная 229, 230
— линейная 229
— плоская 230, 231
— спрайты 232, 233
— шаровая 231, 232
— четочная 232, 233
— эльфы 232, 233
Моль турбулентный 97, 98
Морось 167, 171–173
Неустойчивость 55, 149, 163
Налет
— жидкий 178
— твердый 178, 179, 198
Напряжение трения 183, 184
Облака
— генетическая классификация 157
— морфологическая классификация 155, 156
— перламутровые 132, 143, 169
— серебристые 170
Озон 14, 16–18, 33, 35, 79, 86–88, 129, 130
Оптические явления
— брокенский призрак 216
— венец 214
— гало 217
— глория 215
— иризация облаков 217
— кольцо Бишопа 219

— нимб 215
— радуга 219
Осадки
— жидкие 171
— ливневые 172
— обложные 172
— твердые 171
Отношение смеси 7, 26, 28
Параметр шероховатости 108–111
Плотность
— влажного воздуха 25, 26
— водяного пара 27
— воды 44, 143, 241
— воздуха 20, 35, 41, 43, 83, 100, 241
— озона 16, 18
— оптическая 8
— почвы 124
— спектральная 78
— сухого воздуха 29
Погода 8
Пограничный слой атмосферы 33, 35, 120
Показатель
— ослабления 83, 210
— поглощения 87
— преломления 81
Полярные сияния 238
Постоянная
— Кармана 110, 144
— метеорологическая 79
— солнечная 75, 78, 83, 241
— Стефана–Больцмана 86, 241
Поток
— конвективный 99
— лучистой энергии 6
— радиационный 8
— солнечной радиации 83
— турбулентный 99

Приземный слой атмосферы 33, 106, 111, 140, 194
Приток
— адвективный 104
— водяного пара 139
— радиации 146
— тепла 52, 53, 101, 102, 119, 124–126, 134
— турбулентный 105
Продолжительность солнечного сияния 8
Проникающая конвекция 165
Процесс
— адиабатический 49–53, 61, 62, 72, 74, 104
— влажноадиабатический 62, 65, 66, 69, 72, 73
— изобарический 49, 52
— изотермический 52, 59
— изохорический 52
— испарения 57
— квазистатический 48
— конденсации 57
— обратимый 58
— политропический 52
— псевдоадиабатический 72, 73, 198
— седиментации 20
— сублимации 57
— сухоадиабатический 65, 69
— термодинамический 49, 57, 61, 62
— укрупнения облачных элементов 173, 174
Пульсации скорости 96, 98, 100
Путь смешения 97, 98
Радиация
— длинноволновая 26, 77, 93
— инфракрасная 26, 77, 79, 86–88, 125
— коротковолновая 77, 81, 88, 92, 114
— отраженная 85
— поглощенная 93, 123
— прямая 81
— рассеянная 84
— солнечная 75, 79, 93, 111

— суммарная 85, 111
— ультрафиолетовая 77
Рассеяние
— аэрозольное 81
— индикатриса 80
— молекулярное 80, 210
— релеевское 80
Рефракция 208, 209
Роса 177, 224
Сила
— барического градиента 187, 190, 192, 196, 197
— внешняя 48, 50, 175
— давления 39, 180
— Кориолиса 180, 183, 185, 187, 190
— плавучести 54, 56, 163
— трения 30, 180, 193
— тяжести 20, 31, 39, 40, 46, 163, 174, 175, 180, 182, 185
— центробежная 180, 185, 190, 191
Скорость
— вертикальных движений 157, 201
— испарения 141, 144, 145, 148
— падения 20, 21, 171, 175, 176, 201
Слои атмосферы
— ионосфера 33
— мезопауза 33, 35, 36, 170
— мезосфера 18, 32, 33, 35, 36, 142, 143, 170
— стратопауза 33, 35, 36, 132
— стратосфера 32, 33, 35, 36, 78, 121, 129–132, 142, 143, 169, 170
— термопауза 33
— термосфера 32, 33, 35
— тропопауза 33–35, 131, 132, 140, 143, 162
— тропосфера 18, 21, 33–36, 44, 77, 99, 115, 121, 129–132, 142, 143, 156, 162, 170, 201, 212
— экзосфера 32, 33, 36
Спираль Экмана 193
Солнечная активность 77
Стратификация атмосферы

— неустойчивая 54, 55, 69, 110, 164, 165, 199, 201
— равновесная 55, 69, 70
— устойчивая 54, 55, 69, 70, 110, 151, 157, 162, 170
Струйные течения 35, 129, 170, 185
Субстанция 54, 80, 100, 102
Температура
— барометрическая 46
— виртуальная 25
— потенциальная 52, 53, 72, 74, 96
— точки росы 63, 72, 177
Тело
— абсолютно черное 85, 88, 127
— серое 85
Теплоемкость
— водяного пара 61
— политропическая 52
— почвы 124, 134
— при постоянном давлении 49, 123, 241
— при постоянном объеме 49, 241
— сухого воздуха 61
Термик 64
Тихие разряды 234
Топография
— абсолютная 47
— относительная 47, 129
Турбулентность 95–99
Угловая скорость суточного вращения Земли 30, 121, 182, 241
Удельная теплота парообразования (конденсации) 59, 67, 241
Удельная теплота сублимации 60, 241
Уравнение
— Клаузиуса–Клапейрона 57, 59, 63, 68
— первого начала термодинамики 48–50, 58, 61, 66
— переноса водяного пара 138–141
— притока тепла 48, 74, 101, 103, 104, 107, 119
— Пуассона 50
— состояния 24, 44, 51, 92, 143
— статики 39–41, 51, 53, 56, 103, 186

— теплопроводности атмосферы 105
— теплопроводности почвы (Фурье) 123–125
Уравнения
— движения 185
Уровень
— конденсации 62, 63, 72, 158, 164, 198
— моря 11, 46
Ускорение
— вертикальное 54
— свободного падения 41, 46, 96, 241
Условие
— механической квазистатичности 68
— стационарности 187
Фазовые переходы 57, 58, 101
Фактор мутности 8
Фронт
— кристаллизации 225
— теплый 38, 227
— холодный 38, 227
Характерный масштаб 95
Циклон 12, 13, 32, 35, 47, 129, 158, 163, 189, 191, 192, 199, 200
Число
— Вольфа 77
— Рейнольдса 95, 96
— Ричардсона 96, 97
Энергия
— внутренняя 48, 50
— кинетическая 97
— лучистая 76
— неустойчивости 53, 56, 57
— потенциальная 53
Ядра
— Айткена 20
— конденсации 169, 170
Яркость черного тела 87

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ **3**
1. ВВЕДЕНИЕ **4**
1.1. Предмет и методы метеорологии 4
1.2. Метеорологические величины и атмосферные явления 6
1.3. Градиент метеорологической величины 8
1.4. Понятие о барических системах 11
2. СОСТАВ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА **14**
2.1. Состав атмосферного воздуха и его изменение с высотой 14
2.2. Озон в атмосфере 16
2.3. Атмосферные аэрозоли 19
3. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА **22**
3.1. Уравнение состояния сухого воздуха 22
3.2. Уравнение состояния влажного воздуха 23
3.3. Характеристики влажности воздуха и связь между ними 26
4. СТРОЕНИЕ АТМОСФЕРЫ **30**
4.1. Основные сведения о Земле как планете 30
4.2. Принципы деления атмосферы на слои 32
4.3. Вертикальное строение атмосферы 34
4.4. Горизонтальная неоднородность атмосферы. Понятие о воздушных массах и фронтах 36
5. СТАТИКА АТМОСФЕРЫ **39**
5.1. Уравнение статики атмосферы 39
5.2. Барическая ступень 41
5.3. Барометрические формулы 42
5.4. Геопотенциал. Абсолютная и относительная высота изобарических поверхностей 46
6. ТЕРМОДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ 48
6.1. Первое начало термодинамики применительно к атмосфере 48
6.2. Адиабатический процесс 49
6.3. Сухоадиабатический градиент 50
6.4. Потенциальная температура 52
6.5. Условия статической устойчивости атмосферы 53
6.6. Энергия неустойчивости 55
6.7. Зависимость давления насыщенного водяного пара от температуры (уравнение Клаузиуса–Клапейрона) 57
6.8. Адиабатические процессы во влажном ненасыщенном воздухе . . 61
6.9. Влажноадиабатические процессы. Уровень конденсации 62

6.10. Уравнение первого начала термодинамики для влажноадиабатического процесса. Влажноадиабатический градиент. 66
6.11. Стратификация атмосферы по отношению к влажноадиабатическому и сухоадиабатическому движению частицы 69
6.12. Термодинамические графики 70
6.13. Анализ состояния атмосферы с помощью аэрологической диаграммы 71
7. РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ. 75
7.1. Солнечная радиация. 75
7.2. Солнце и солнечная постоянная 75
7.3. Поглощение солнечной радиации в атмосфере Земли 79
7.4. Рассеяние солнечной радиации в атмосфере. 80
7.5. Виды солнечной радиации. 82
7.6. Альбедо 85
7.7. Излучение земной поверхности 86
7.8. Излучение атмосферы 86
7.9. Эффективное излучение. 88
7.10. Радиационный баланс земной поверхности и атмосферы 91
8. ТУРБУЛЕНТНОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ. 95
8.1. Ламинарное и турбулентное состояние атмосферы 95
8.2. Простейшие характеристики турбулентности. 97
8.3. Конвективный и турбулентный потоки тепла. 99
8.4. Уравнение притока тепла в турбулентной атмосфере 101
8.5. Частные виды уравнения притока тепла 103
9. ПРИЗЕМНЫЙ СЛОЙ АТМОСФЕРЫ 106
9.1. Определение приземного слоя атмосферы и его высота 106
9.2. Параметр шероховатости. 108
9.3. Вертикальные профили скорости ветра и температуры воздуха. . . 109
9.4. Изменения температуры воздуха в приземном слое атмосферы. Заморозки. 111
10. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ 114
10.1. Определение пограничного слоя атмосферы и его высота. 114
10.2. Суточный ход температуры воздуха в пограничном слое атмосферы. 114
10.3. Распределение температуры воздуха по высоте в пограничном слое атмосферы. 117
10.4. Теория суточного хода температуры воздуха в пограничном слое атмосферы 119

11. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ. 123
11.1. Уравнение теплопроводности почвы. 123
11.2. Уравнение теплового баланса земной поверхности. 125
11.3. Вертикальное распределение температуры почвы. Роль растительного и снежного покрова. 126
11.4. Суточные и годовые колебания температуры воды в морях и крупных водоемах. 128
12. ТЕМПЕРАТУРА СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЫ. 129
12.1. Распределение температуры в тропосфере и стратосфере. 129
12.2. Изменение температуры воздуха с высотой 131
12.3. Тропопауза 131
12.4. Инверсии температуры 132
13. ВЛАЖНОСТЬ ВОЗДУХА 138
13.1. Уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере . . 138
13.2. Распределение характеристик влажности по высоте в приземном слое атмосферы. 140
13.3. Распределение влажности в тропосфере, стратосфере, мезосфере 142
13.4. Испарение 143
14. ТУМАНЫ 147
14.1. Физические условия образования и классификация туманов 147
14.2. Физические характеристики туманов 152
15. ОБЛАКА 155
15.1. Морфологическая классификация облаков 155
15.2. Генетическая классификация облаков 157
15.3. Фазовое состояние, водность и микроструктура облаков. 168
15.4. Перламутровые облака 169
15.5. Серебристые облака 170
16. ОСАДКИ 171
16.1. Классификация осадков. 171
16.2. Процессы укрупнения облачных элементов и образования осадков. 173
16.3. Скорость падения твердых и жидких частиц в атмосфере 175
16.4. Наземная конденсация и осадки. 176
17. ОСНОВЫ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ 180
17.1. Силы, действующие в атмосфере. 180
17.2. Уравнения движения турбулентной атмосферы. 185
17.3. Геострофический ветер 187
17.4. Градиентный ветер. 189

17.5. Ветер в пограничном слое атмосферы. 192
17.6. Суточный ход скорости ветра в пограничном слое атмосферы . . 194
17.7. Местные ветры. 195
17.8. Шквалы. 199
17.9. Смерчи 202
18. ОПТИКА АТМОСФЕРЫ 205
18.1. Освещенность земной поверхности в разное время суток. 205
18.2. Геометрическая дальность видимости. 208
18.3. Метеорологическая дальность видимости. 209
18.4. Дальность видимости при полете, взлете и посадке самолетов . . 210
18.5. Миражи. 211
18.6. Оптические явления в облаках, туманах и осадках 213
19. АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО. 223
19.1. Ионы в атмосфере 223
19.2. Ионосфера. 225
19.3. Механизм образования электрических зарядов в грозовых облаках. 226
19.4. Электрическое поле и условия возникновения молний в грозовых облаках 227
19.5. Виды молний. 229
19.6. Тихие разряды. 234
19.7. Грозозащита 234
19.8. Особенности грозовой деятельности 235
19.9. Глобальная электрическая цепь. 237
19.10. Полярные сияния 238
ПРИЛОЖЕНИЕ 241
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ. 242
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ. 244

Учебное издание

Калинин Николай Александрович

Физическая метеорология

Учебное пособие

Редактор *Л. Л. Савенкова*
Корректор *Л. Л. Соболева*
Компьютерная верстка: *С. В. Калинин*

Объем данных 4,75 Мб
Подписано к использованию 14.04.2023

Размещено в открытом доступе
на сайте www.psu.ru
в разделе НАУКА / Электронные публикации
и в электронной мультимедийной библиотеке ELiS

Управление издательской деятельности
Пермского государственного
национального исследовательского университета
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15