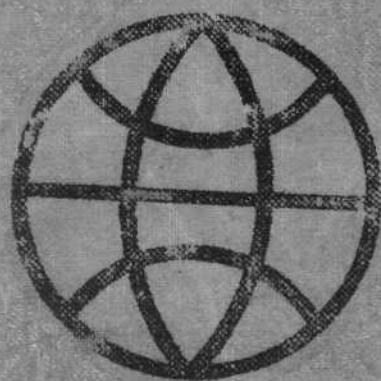


52.310
к 909

А.Х.ХРГІАН



ЯЗЫКА АТМОСФЕРЫ

А. Х. ХРГИАН

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД • 1969

В монографии рассмотрены основные вопросы физики атмосферы, состав и строение атмосферы, тепловые процессы, происходящие в ней, кругооборот воды, образование облаков и осадков, кинематика пограничного слоя, уравнения движения атмосферы, различные формы воздушных течений и общая циркуляция атмосферы, начала оптики и акустики атмосферы, а также некоторые важные практические приложения их. Излагаются современные представления о возможности и путях искусственного воздействия на облака и осадки, микроклимат, испарение и пр. Приводятся некоторые географические сведения о глобальном распределении основных метеорологических элементов (давления, температуры, влажности воздуха, осадков и пр.), морских течений и других явлений, необходимых для описания и анализа основных физических процессов атмосферы, а также новые данные о строении, термических условиях и механике верхней атмосферы.

Монография рассчитана на специалистов по физике атмосферы, работников сельского хозяйства, исследователей смежных областей науки, занимающихся проблемами атмосферы, и может быть использована студентами вузов в качестве учебного пособия.

The monograph is concerned with basic problems of physics of the atmosphere, such as air composition and structure, thermics, water cycle, formation of clouds and precipitation, kinematics of boundary layer, equations of motion, various types of currents and general circulation of the atmosphere, principles of its optics and acoustics. Some applications of these subjects are presented. Modern views on modification of clouds, microclimate, precipitation and evaporation, etc., are exposed. The author gives data on the distribution of air temperature, humidity and precipitation over the earth. Oceanic currents and other factors involved in global processes are discussed. New information is given about structure, thermal field and mechanics of the upper atmosphere.

The monograph is addressed to specialists in physics of the atmosphere, agricultural personnel, researchers in adjacent fields who come in touch with problems of the atmosphere. It will prove of value as a manual for institute and university students.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Поток новых открытий и новой информации, который охватил в 60-х годах XX века все естествознание, в том числе и науку об атмосфере, возрастающее с каждым годом число метеорологических станций и пунктов радиозондирования, многочисленные запуски метеорологических спутников, передающих тысячи изобразжений облачности и поверхности Земли, — все это принесло невиданное количество новых и существенных сведений об атмосфере. Возросло и число научных исследований и их публикаций в виде статей, сборников и книг, посвященных явлениям атмосферы. В связи с этим, что еще важнее, произошла внутренняя перестройка науки о воздушной оболочке Земли. К исследованию последней все шире привлекается аналитический, количественный метод изучения движения, переноса радиации и тепла, процессов конденсации и пр. Количественный метод не только объясняет наблюдаемые факты, но и указывает новые пути исследования, заимствуя у экспериментальной физики весьма совершенные приборы, приспособленные для наблюдений атмосферы (в частности, ее более высоких слоев), и идею — создавать и изучать лабораторные модели атмосферных явлений. Эту перестройку науки и попытался отразить автор книги.

В 1900-х годах геофизики лишь начали изучение свойств и климата верхней атмосферы. В настоящее время мы все реже пользуемся этим термином, хотя уже знаем многое о явлениях, происходящих на больших высотах по крайней мере до 100 км, и все чаще считаем атмосферу единой.

Несмотря на это, нижний слой воздуха, в котором мы живем, где растут культурные растения и происходят основные процессы теплообмена и влагообмена, остается самым важным для жизни человека. Именно поэтому в монографии много места уделено географическим сведениям о распределении температуры, влажности, осадков и пр. над материками и океанами. В этом ее отличие от таких книг, как например «Физическая и динамическая

метеорология» Халтинера и Мартина или еще более от «Введения в физику атмосферы» Флигля и Бузингера.

Книга автора под тем же названием «Физика атмосферы» впервые была издана в 1953 г. и затем, с некоторыми добавлениями, вышла вторым изданием в 1958 г. За истекшее с тех пор время прогресс науки был необычайно велик. Международный Геофизический Год 1957—1958 гг. и Международный Год Спокойного Солнца 1964—1965 гг., запуски многочисленных геофизических ракет и десятков метеорологических спутников дали во всех странах мощный толчок к глобальному исследованию атмосферы и ее взаимодействия с океаном и земной корой. Возникли новые разделы науки, такие как химия атмосферы и космическая метеорология. Новый материал и новые выводы науки позволили автору перестроить книгу почти заново, сохранив, однако, ее первоначальный план. Ее содержание, как и прежде, отражает программу и структуру курса, читаемого на физическом факультете МГУ.

В задачу автора не входило изложение системы и достижений современной динамической метеорологии, поскольку им посвящен ряд книг И. А. Кибеля, Г. И. Марчука, Ф. Д. Томсона, П. Н. Белова и др. В то же время, считая главной практической задачей науки об атмосфере изучение и прогноз движения атмосферы и погоды, автор стремился во всех разделах книги обратить внимание на погодообразующие факторы. Исключением является глава XXIII, посвященная оптике и акустике атмосферы и введенная в книгу в связи с тем, что этот раздел науки имеет особенно многочисленные практические приложения.

Известно, что практическое использование данных физики атмосферы весьма разнообразно. Однако недостаток места позволил автору сделать о них лишь краткие упоминания и остановиться лишь на самых важных из них, ограничиваясь сведениями о возможностях и способах искусственного воздействия на облака, осадки, микроклиматические особенности температуры и влажности воздуха, о регулировании испарения и пр.

Автор надеется, что книга будет полезна не только студентам и исследователям атмосферы, но и работникам авиации, сельского хозяйства, радиотехникам, строителям, океанологам и преподавателям физики, которые найдут в ней новые примеры для иллюстрации своего курса.

Автор выражает благодарность проф. Л. Т. Матвееву за многочисленные и очень полезные советы, касающиеся как содержания, так и изложения книги, Н. А. Петренко и В. В. Гурову за большую и ценную помощь при подготовке рукописи.

Физика атмосферы — наука, изучающая различные физические явления и процессы, происходящие в атмосфере, поглощение и излучение тепла, нагревание и охлаждение воздуха, его течение и циркуляцию, испарение и конденсацию водяного пара в виде облаков и туманов и др. Очень существенно, что эти процессы изучаются физическими и математическими (аналитическими) методами с целью выяснить причины и следствия атмосферных явлений и установить количественные связи между ними. Физика атмосферы всегда имеет в виду в будущем найти возможность прогноза этих явлений. Нет сомнения, что немалые трудности и даже неудачи такого прогноза зависят главным образом от незнания именно количественных физических закономерностей атмосферы.

Физика атмосферы, как и другие разделы физики, опирается не только на аналитическую теорию явлений, но и на опыт. К последнему мы относим наблюдения в так или иначе выбранных природных условиях (данных природой или намеренно нами видоизмененных), моделирование явлений в адиабатических, климатических и других камерах, и, наконец, численный опыт — построение математической, численной модели явлений на основании тех или иных уравнений и сравнение ее с данными непосредственного наблюдения. В большинстве случаев физика атмосферы не может воспроизводить явления в заданных заранее условиях и должна брать в этом смысле то, что ей дает природа.

Но в последние годы все большее внимание ученых привлекает возможность искусственного воздействия на погоду и климат (от опытов улучшения микроклимата в малом масштабе до попыток разрушать градовые облака).

Физика атмосферы тесно связана с некоторыми другими разделами естественных наук, помогающих изучить воздушную оболочку Земли. Изменчивость химического состава атмосферы определяет такие фундаментальные физические процессы, как излучение и поглощение тепла в атмосфере. Именно поэтому исследование состава атмосферы входит неотъемлемой частью в физику атмосферы.

Далее, физические процессы в атмосфере тесно связаны с изменчивыми и везде различными свойствами Мирового океана, т. е. физика нижней атмосферы и физика моря имеют много точек соприкосновения. Последние годы принесли многочисленные свидетельства и того, что существенны и космические влияния на атмосферу — проникновение метеоритов, космической пыли, частиц межпланетного газа, протонов и электронов космических лучей, разнообразные виды радиации Солнца и звезд, действие приливных сил и пр. Эффекты их хорошо заметны и изучены в физике верхней атмосферы. Увлекательная задача для

физиков ближайшего десятилетия — проследить их влияние и в более низких слоях атмосферы и закрепить в будущем связь между физикой атмосферы и астрофизикой.

Другая часть науки об атмосфере — климатология — тесно связана с географией или даже составляет ее часть. В последние годы во все ускоряющемся темпе география усваивает многие физические методы исследования, например, радиоактивные методы определения возраста формаций, сейсмические наблюдения строения ледников и др. Такая эволюция метода не меняет существа комплексной географической науки, в частности, задач и содержания климатологии. Не углубляясь в анализ этих задач, в нашей книге мы будем цитировать различные климатологические данные, характеризующие те или иные географические районы земного шара.

Возникновению физики атмосферы способствовали практические запросы. Нет нужды напоминать, как сильно зависят от погоды все сельскохозяйственные работы, равно как и сам урожай, а также морской и воздушный транспорт и многие другие отрасли народного хозяйства. Однако наука, как это характерно и для XX века, нередко в своем движении вперед намного обгоняет эти запросы. Например, изучение течений верхних слоев атмосферы началось задолго до того, как авиация начала систематически пользоваться этими слоями; свойства околоземного космического пространства заинтересовали ученых еще задолго до того, как человек вышел в космос и до того, как этот выход принесет непосредственную пользу.

В течение многих столетий исследование атмосферы было тесно связано с развитием физики, начиная с создания и применения первых термометров и барометров и установления первых газовых законов в XVII веке. Истории физики посвящено много книг и учебников в Советском Союзе и за рубежом. Здесь упомянем прекрасные курсы этой науки, изданные Б. И. Спасским (История физики, т. I—II, М., 1963) и П. С. Кудрявцевым (История физики, т. I—II, М., 1956). Более специальным проблемам атмосферы в их историческом аспекте посвятил свою книгу и автор (Очерки развития метеорологии, II-е изд. Гидрометеиздат, Л., 1959), к которым может обратиться и читатель, интересующийся развитием идей и экспериментальных методов этой науки. Однако в последние годы физика, в том числе физика атмосферы, развивается столь стремительно, что ее движение не укладывается в рамки начавшихся в прошлом столетии исторических процессов вместе с все ускоряющимся накоплением информации.

РАЗДЕЛ I

СОСТАВ АТМОСФЕРЫ

Глава I

ГАЗОВЫЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ

Атмосфера Земли есть газообразная оболочка земного шара. Ее масса (с учетом объема, занимаемого материками над уровнем моря) равна $5,1453 \cdot 10^{15}$ т, т. е. составляет несколько менее одной миллионной массы земного шара ($5,98 \cdot 10^{21}$ т).

В атмосфере различают несколько слоев. Нижний слой толщиной около 10—11 км в умеренных и полярных широтах и 17 км в тропических называется тропосферой. В этом слое формируются основные атмосферные процессы, определяющие погоду. В нем температура понижается с высотой (рис. 1) до верхней границы тропосферы — до слоя *тропопаузы*. Над ней находится *стратосфера*, в которой температура внизу низка и довольно однородна, но выше 30—35 км она начинает увеличиваться до уровня *стратопаузы*, примерно 50 км, почти такой же теплой, как воздух у поверхности земли. Выше находится слой *мезосферы*, характеризующийся понижением температуры, а на высоте 80—82 км расположен слой *мезопаузы*, выше которого температура начинает резко повышаться с высотой. Отсюда начинается слой очень теплой *термосферы*, или *ионосферы*.

Тропосфера простирается до высоты около 17 км примерно между 42° с. ш. и 42° ю. ш., т. е. над 67% поверхности Земли, и до 11 км вне этого пояса. В тропосфере температура убывает вверх с градиентом, нередко превышающим адиабатический градиент (см. гл. VI). Благодаря этому в тропосфере создается неустойчивость и благоприятные условия для преобразования тепловой энергии в кинетическую, для сильных вертикальных движений, охватывающих большие области Земли, для турбулентного перемешивания атмосферы и т. п. Различное нагревание суши и моря, заснеженных и свободных от снега пространств, различная температура холодных и теплых морских течений и пр.

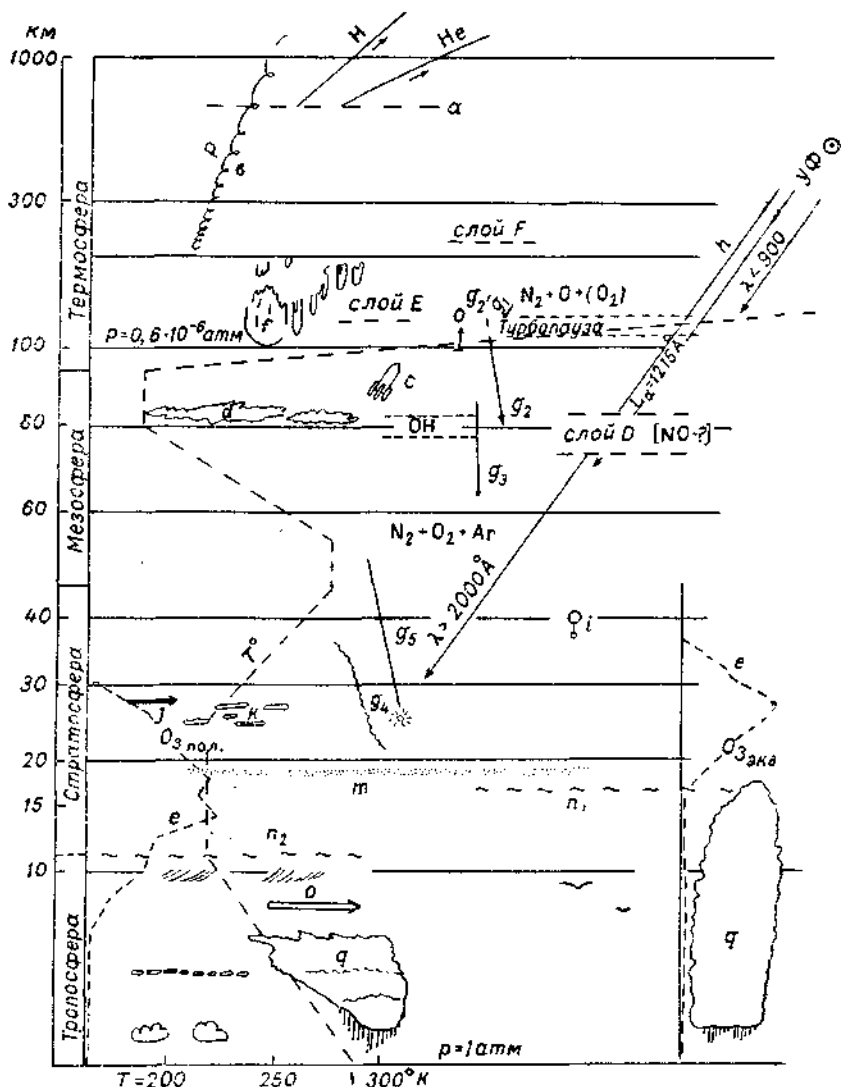


Рис. 1. Строение атмосферы.

a — уровень диссипации (скользания молекул H_2 и He); b — траектории солнечных протонов; c — исследовательские геофизические ракеты; d — серебристые облака; T — распределение температуры (шкала температур в нижней части диаграммы); f — полярные сияния; g_1 — метеоры, быстрые, слабые, g_2 — быстрые (g_2 — голубой след), g_3 — медленные, g_4 — пылевые следы, g_5 — болиды; h — проникновение ультрафиолетовых лучей разной длины волны в атмосферу; i — радиозонды; j — струйные течения «на краю полярной ночи»; k — перламутровые облака; l — распределение озона O_3 (шкала — в нижней части диаграммы); m — слой стратосферного аэрозоля; n — тропопауза полярная (слева) и экваториальная (справа); o — субтропическое струйное течение; p — ход давления, q — фронтальные кучево-дождевые (грозовые) облака.

оказывают влияние прежде всего на воздух нижней тропосферы. В последней поэтому могут возникать теплые и холодные течения воздуха, нередко разделенные довольно отчетливыми границами—фронтальными поверхностями. Восходящие течения, волны и фронты в тропосфере создают облака различных видов, из которых выпадают дождь, снег и другие осадки. Все эти явления типичны для тропосферы, в стратосфере, например, облака крайне редки, фронты выражены очень слабо и т. д.

В тропосфере выделяют нижний *планетарный пограничный слой* толщиной 1,0—1,5 км (в тропических областях несколько больше), в котором заметно задерживающее влияние трения на ветер, происходит активный обмен теплом, количеством движения и водяным паром между землей и атмосферой, формируются особенно отчетливые фронты и развивается облачность, возникают местные ветры (такие как бризы). Самую нижнюю часть этого пограничного слоя толщиной около 50—100 м, в которой сравнительно велики вертикальные градиенты температуры, скорости ветра и влажности и возникают заметные различия климата между полями, лесами, городами, озерами и пр., иногда называют *приземным слоем* атмосферы.

Для стратосферы характерен либо очень малый вертикальный градиент температуры (слабое падение ее вверх зимой, а в полярных странах и небольшое возрастание ее вверх летом) либо даже возрастание ее с высотой выше 30—35 км. Такой ход температуры мало благоприятен для развития вертикальных движений и турбулентности, хотя последняя иногда и возникает тут за счет наслонения сильных потоков ветра неодинаковой скорости. Влажность воздуха в стратосфере очень мала и облака образуются там очень редко, а состав воздуха отличается от тропосферного лишь повышенным количеством озона.

Мезосфера — область падения температуры вверх, которая достигает порой очень низких значений (до -110 , -120°) в верхней части мезосферы. Здесь образуются иногда так называемые серебристые облака, формы и движение которых свидетельствуют о существовании в мезосфере волн и вихрей, подобных наблюдаемым в тропосфере. Вертикальные движения там, несомненно, существуют, и состав воздуха все еще остается довольно постоянным. Переходный слой *мезопаузы* на высоте 82—85 км отделяет мезосферу от расположенной над ней термосферы. Это — область, где свойства атмосферы начинают очень существенно и во многих отношениях меняться. Выше мезопаузы температура начинает резко возрастать, достигая 2000° на высоте 200—250 км в годы активного Солнца. В областях ярких полярных сияний иногда и недолго температура может быть еще выше. В термосфере меняется состав воздуха: образуется атомарный кислород, гидроксил ОН, распадается углекислота, возникает сильная ионизация воздуха, из-за чего эту область атмосферы

часто называют ионосферой. Впрочем, ионизированные слои, например слой *D*, которые также следует включать в понятие «ионосфера», появляются и ниже термосферы. Ионизованный воздух в магнитном поле Земли испытывает влияние магнито-гидродинамической силы (см. гл. XIX), в то же время на высотах более 100 км становится заметно влияние приливных сил и приливных течений воздуха, зависящих от притяжения Солнца и Луны. Эти силы практически не действуют в более низких слоях атмосферы. Велик должен быть в термосфере и эффект вязкости воздуха. Очень важно то, что в термосфере сказываются разнообразные влияния космоса — рентгеновское и далекое ультрафиолетовое излучение Солнца, потоки космических и солнечных протонов и электронов, эффекты меняющейся активности Солнца и его хромосферных вспышек.

Приблизительно до высоты 200 км воздух облегает землю, как тонкая, сравнительно однородная оболочка, но выше 200 км температура и плотность воздуха меняются так сильно ото дня к ночи, с колебаниями солнечной активности и пр., что атмосфера там постоянно пульсирует, расширяется и сжимается и т. д. Эта внешняя атмосфера имеет, таким образом, неправильную форму. Приблизительно до высоты 1000 км атмосфера Земли состоит главным образом из азота и кислорода, выше — из гелия, а выше 3000 км — преимущественно из водорода. О строении этой внешней части атмосферы, иногда называемой протоносферой или геокороной, еще очень мало известно.

Атмосфера состоит из многих газов, водяного пара (весьма изменчивого и испытывающего многие превращения) и пыли. Этим последним двум ее составляющим мы посвятим отдельные главы этой книги.

§ 1. Газы атмосферы

Содержание того или иного газа в атмосферном воздухе можно охарактеризовать с помощью следующих величин:

1) содержания в процентах по объему P_v или по массе P_m .

При этом $P_m = \frac{\mu}{\mu_v} P_v$, где μ — молекулярный вес газа, а μ_v — средний по объему молекулярный вес воздуха ($\mu_v = 28,97$ до высоты почти 100 км);

2) парциальной плотности газа ρ_p или парциального давления p_p . Соответственно $\rho_p = P_m \rho_v$, $p_p = P_v p_v$, где ρ_v и p_v — плотность и давление воздуха.

3) частичной концентрации газа N — числа молекул в см^3 , $N = A \rho_p / \rho_0$, где ρ_0 — плотность газа при стандартном давлении и температуре ($\rho_0 = 1,29307 \cdot 10^{-3} \frac{\mu}{\mu_v} = 0,044641 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$), $A = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — число Лешмидта.

К *главным газам* атмосферы (см. табл. 1) относят обычно азот (78,084% по объему), кислород (20,946%) и аргон (0,934%). Следует помнить, однако, что очень малые газообразные примеси к главным газам могут играть очень существенную роль в атмосфере. Таков, например, радон Rn, присутствующий в количестве около 1 атома на 1 см³ и тем не менее создающий значительную ионизацию атмосферы, вызывающий различные явления атмосферного электричества и пр. Таким образом, «малая примесь» не означает «второстепенная».

Азот атмосферы практически не принимает участия в превращениях энергии и вещества в атмосфере и является вполне пассивной ее составляющей. На больших высотах молекула N₂ диссоциирует на атомы при участии ультрафиолетовой радиации Солнца с длиной волны менее 1250 Å, но по теоретическим оценкам доля диссоциированного азота на высоте 210 км — около 0,1%, а по масспектрометрическим наблюдениям А. А. Похункова [111] — менее 2%.

Атмосферный аргон вполне пассивен (как и неон, криптон и ксенон). Он образуется главным образом из калия земной коры путем радиоактивного распада изотопа K⁴⁰, так что по содержанию аргона можно оценивать возраст Земли и геологических пород.

Кислород атмосферы играет заметную роль в поглощении радиации Солнца, особенно ультрафиолетовой с $\lambda \leq 2400$ Å. Поглощая ее, он диссоциирует на атомы, которые в дальнейшем, соединяясь с O₂, образуют в стратосфере молекулы озона O₃ (см. подробнее в гл. II). Доля диссоциированного кислорода составляет по некоторым теоретическим оценкам $1,2 \cdot 10^{-6}$ на высоте 40 км и $2,9 \cdot 10^{-3}$ на высоте 80 км, т. е. становится заметной уже в нижней термосфере. На высоте 100 км число атомов кислорода, как по теоретическим расчетам Николе, так и по наблюдениям А. А. Похункова, несколько больше половины числа молекулы O₂, и выше этого уровня доля O в воздухе постепенно возрастает, а O₂ — медленно убывает (о разделении газов см. § 2).

Атомарный кислород в атмосфере — носитель значительного запаса энергии. Он способствует свечению полярных сияний и ночного неба, превращению попадающих в атмосферу космических атомов водорода в воду и пр.

Атмосферный кислород содержит 0,037% изотопа O¹⁷ и 0,204% — изотопа O¹⁸.

Заметное количество тяжелого изотопа кислорода O¹⁸ в атмосфере (так же, как и тяжелого изотопа водорода — дейтерия D) ведет к образованию воды H₂O¹⁸ или HDO¹⁸, медленнее испаряющейся и поэтому в разных пропорциях присутствующей в атмосфере и в океане. Тяжелый кислород O¹⁸ медленнее растворяется в воде и поэтому его относительное содержание в воде

Таблица 1

Газы атмосферы

Газ	Молекула	Количество		Средний молекулярный вес, μ	Изотопы (количество в процентах)
		в процентах по объему	в сантиметрах слоя ¹		
Азот	N ₂	78,084		28,016	N ¹⁴ = 99,63%, N ¹⁵ = 0,37%
Кислород	O ₂	20,946		32,000	O ¹⁶ = 99,759%, O ¹⁷ = 0,0374%, O ¹⁸ = 0,2039%
Аргон	Ar	0,934		39,944	Ar ⁴⁰ = 99,600%, Ar ³⁸ = 0,063%
Углекислый газ	CO ₂	0,0314		44,010	C ¹² = 98,9%, C ¹³ = 1,1%, C ¹⁴ = 1,2 · 10 ⁻¹⁰
Неон	Ne	1,818 · 10 ⁻³	14,56	20,183	Ne ²⁰ = 90,92%, Ne ²¹ = 0,26%, Ne ²² = 8,82%
Гелий	He	5,24 · 10 ⁻⁴	4,19	4,003	He ⁴ = 100%, He ³ = 1,25 · 10 ⁻⁴ %
Метан	CH ₄	1,6 · 10 ⁻⁴	1,3	16,0	
Криптон	Kr	1,14 · 10 ⁻⁴	0,91	83,80	
Водород	H	5 · 10 ⁻⁵	0,4	1,008	
Закись азота	N ₂ O	3,5 · 10 ⁻⁵	0,28	88,0	H = 99,985%, D = 0,015%
Озон	O ₃		0,302	48,0	
Ксенон	Xe	8,7 · 10 ⁻⁶	0,07	131,3	

¹ Толщина слоя газа, приведенного к нормальному давлению и температуре.² Суммарное содержание озона во всей атмосфере.

Примечания. 1. В верхней атмосфере присутствуют в небольшом количестве также примеси окиси азота NO, гидроксила OH и др. 2. Средний молекулярный вес воздуха в тропосфере и стратосфере $\mu = 28,966$.

океана так же, как в морских организмах, составляет всего 0,982 от такового в воздухе.

Некоторые морские микроорганизмы строят свои известковые оболочки, в различной мере используя CO_2^{18} и CO_2^{16} в зависимости от температуры поверхности моря; по составу отложений этих раковин можно судить, таким образом, о климате геологических эпох.

Значение изотопов воды для ее превращений в атмосфере еще почти не изучено.

Углекислый газ и водород будут рассмотрены отдельно в гл. I (§ 3 и 5), а озон — в гл. II.

Гелий He образуется (в виде альфа-частиц) при радиоактивном распаде тория и урана земной коры и их продуктов в среднем количестве около $Q = 1,75 \cdot 10^6$ атомов на $\text{см}^2/\text{сек}$. Таким путем в атмосфере могло бы за время ее существования накопиться в 1000 раз больше He, чем имеется сейчас. Это значит, что количество He, близкое к Q , ускользает непрерывно из атмосферы. Так можно определить приблизительно температуру верхних слоев атмосферы, позволяющую теряться такому количеству He (см. § 6). В 1958 г. Н. Н. Шефов наблюдал спектральную линию гелия с $\lambda = 10\,830 \text{ \AA}$ в инфракрасном спектре полярных сияний и доказал, что гелий присутствует в верхней атмосфере, вероятно, выше 400 км. Позднее он оценил и концентрацию He: на высоте 600 км она составляет около $1,3 \cdot 10^6 \text{ атом}/\text{см}^3$, а на 1050 км — $0,6 \cdot 10^6 \text{ атом}/\text{см}^3$. Здесь, по-видимому, He — существенная составная часть атмосферы [147].^v

Метан (болотный газ) CH_4 образуется в нижних слоях атмосферы при разложении органических веществ. Время жизни молекулы CH_4 порядка 100 лет, в стратосфере метан сравнительно быстро окисляется. Учитывая это, его можно использовать для наблюдения обмена воздуха между тропосферой и стратосферой.

§ 2. Углекислота

Как мы покажем ниже (гл. VII—VIII), углекислый газ CO_2 имеет большое значение для процессов излучения и поглощения тепла в атмосфере, и поэтому его судьба в атмосфере представляет для нас особый интерес. Заметим сразу, что космические нейтроны вызывают в земной атмосфере реакцию



т. е. образование радиоактивного изотопа углерода C^{14} . Последний затем медленно распадается с полупериодом распада в 5570 лет. В результате реакции (2.1) к атмосферному C^{12}O_2 примешивается около $0,95 \cdot 10^{-12} \text{ г/г}$ радиоактивного C^{14}O_2 , который усваивается растениями (в том числе водорослями) и затем животными. Содержание его, постепенно уменьшающееся

в остатках растений после их смерти, позволяет оценить давность этого события, т. е. датировать точно многие геологические отложения и процессы. У поверхности земли CO_2 поглощается растениями, поглощается и выделяется морской водой при ее охлаждении либо нагревании, выделяется в воздух при сжигании промышленностью ископаемого топлива. По отношению к этим процессам обмена CO_2 у поверхности земли атмосфера является лишь пассивным «буферным резервуаром» и только выше 75—

80 км в ней, по-видимому, имеющееся там малое количество CO_2 быстро разрушается путем диссоциации.

Так как каменный уголь и нефть образуют при старении CO_2 , не содержащий C^{14}O_2 , а растения поглощают последний в меньшей пропорции, чем C^{12}O_2 , то наблюдения за C^{14}O_2 дают возможность (пока еще мало использованную) подробно изучить оборот CO_2 в атмосфере и в море [126].

На рис. 2 представлена заимствованная у Болина и Килинга [161] диаграмма изоплет содержания CO_2 в воздухе у поверхности земли в зависимости от сезона и широты. Среднее количество

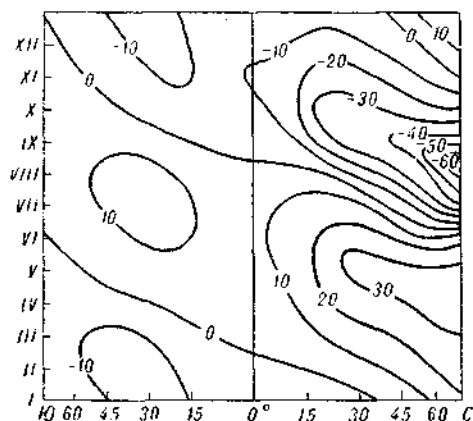


Рис. 2. Содержание CO_2 в воздухе в зависимости от широты и времени года. Отклонения от средней величины, 0,03145%, в десятичных долях процента.

По Болину и Килингу [161].

CO_2 на всем земном шаре порядка 0,0314%. Наибольшие годовые изменения содержания CO_2 происходят в Арктике, где среднее количество CO_2 по объему меняется от 0,0317% в апреле до 0,0309% в августе. В морских течениях, идущих из тропических широт к арктическим, при охлаждении воды растворимость CO_2 в ней увеличивается и вода поглощает все больше CO_2 , забирая его из воздуха. CO_2 уносится обратно с водой холодных течений на юг, где и выделяется из теплой воды. В связи с этим в арктических морях, вскрывающихся ото льда, содержание CO_2 может падать иногда до 0,015%. С появлением ледяного покрова этот процесс прекращается. Содержание углекислоты в атмосфере над Арктикой возрастает до самой весны, тем более что она не расходуется ни в Арктике, ни в умеренном поясе растениями. Обмен воды между широтами и сезонный ход развития растений (преимущественно водорослей) слабы в южном полушарии, поэтому там малы и годовые колебания CO_2 (порядка $\pm 0,0001\%$). Благодаря растениям, усваивающим CO_2 при участии солнечного

света, в приземном слое воздуха содержание CO_2 в ясные дни уменьшается днем и возрастает затем ночью.

Особый интерес представляет наблюдаемый *вековой ход* количества CO_2 . До начала XX в. содержание CO_2 было близко к 0,029% и затем начало постепенно расти, по некоторым данным, до 0,033% в 1960 г., т. е. более чем на 13%. Скорость прироста CO_2 приблизительно такая, какая должна быть вызвана сгоранием около $2,5 \cdot 10^9$ т угля (по данным 1965 г.), нефти и леса за год в настоящее время. Рост содержания CO_2 должен вызвать повышение температуры и потепление климата. Действительно, Каллендар [166] показал, что средняя температура в субарктической зоне за тридцатилетний период 1921—1950 гг. по сравнению с периодом 1891—1920 гг. поднялась на $0,83^\circ$, в умеренной зоне — на $0,30^\circ$ и т. д. Проблема, однако, более сложна: часть добавочной углекислоты должна участвовать в «быстром» цикле или кругообороте «атмосфера—верхние слои океана», завершающемся в несколько лет и следующем довольно точно за добавлением промышленной CO_2 , но другая часть проникает в более глубокие слои океана, весьма емкие и инертные в этом отношении, и аккумулируется водорослями и другими морскими организмами, т. е. включается в «медленный» цикл. Эти явления должны существенно тормозить рост содержания CO_2 в атмосфере. В результате в южном полушарии, почти целиком океаническом и инертном по отношению к CO_2 , повышение температуры за 30 лет составило всего $0,14^\circ$. Ключ к более детальному изучению этих процессов должно дать определение отношения $\text{C}^{14}/\text{C}^{12}$ в различных звеньях обоих циклов углекислоты [152].

§ 3. Теория разделения газов

В начале XIX в. Дальтон открыл закон, гласящий, что всякий газ распределяется в пространстве независимо от присутствия там других газов. Так возникло представление, что кислород, азот и т. д. и даже водяной пар образуют самостоятельные атмосферы, как бы проникающие одна в другую.

Рассмотрим столб неподвижного воздуха или другого газа сечением 1 см^2 и высотой z . Пусть p — давление на его нижнее основание и $p + dp$ — давление на верхнее основание. Разность этих давлений равна весу указанного столба

$$dp = -g\rho_s dz. \quad (3.1)$$

Плотность воздуха ρ_s можно выразить при помощи уравнения состояния газов Клапейрона

$$\rho = \frac{1}{v} = p \frac{M}{RT}, \quad (3.2)$$

где v — объем единицы массы, $R=8,31432 \cdot 10^7$ эрг/град·моль — универсальная газовая постоянная, M — молекулярный вес газа, T — температура по абсолютной шкале. Приближенно считая $T = \text{const}$, интегрируя уравнение (3.1) с учетом (3.2), получаем

$$p = p_0 e^{-\frac{gzM}{RT}} = p_0 e^{-\mu z}, \quad (3.3)$$

где

$$\mu = \frac{Mg}{RT},$$

p_0 — давление на нижнем уровне $z=0$. Эта так называемая барометрическая формула (3.3) показывает, что давление воздуха убывает с высотой в зависимости от молекулярного веса M (т. е. в зависимости от состава воздуха). Давление, а следовательно и плотность, убывают тем скорее, чем больше M .

Если газы атмосферы распределяются в атмосфере независимо один от другого, то из (3.3) следует, что на больших высотах тяжелые газы должны уступать свое место более легким. В этом и состояла так называемая гипотеза разделения газов. Еще раньше Дальтона А. Вольта предположил, что верхняя атмосфера должна состоять из водорода. Расчет показал, что уже на высоте 5 км количество более тяжелого газа O_2 должно было уменьшаться до 19,6%, а выше 60 км атмосфера должна состоять почти целиком из H_2 . Многочисленные наблюдения за составом воздуха в горных странах, в том числе и на Кавказе, сделанные в XIX в., однако, не обнаружили ни уменьшения содержания O_2 , ни разделения газов: состав воздуха был такой же, как и на равнинах. После этого М. А. Рыкачев, А. И. Воейков и другие пришли к выводу, что разделения газов не существует и что атмосфера перемешана ветрами и вертикальными движениями по крайней мере до высоты 10 км.

Гипотеза разделения газов снова привлекла внимание ученых, когда шары-зонды и затем ракеты дали возможность исследовать состав гораздо более высоких слоев атмосферы.

Рассмотрим по методу, предложенному П. С. Эпштейном, как распределяется в атмосфере некоторый газ, примешанный к ней в небольшом количестве.

Согласно (3.3), плотность воздуха ρ в изотермической атмосфере должна убывать с высотой, как и давление, по закону

$$\rho = \rho_0 e^{-\mu z}. \quad (3.4)$$

Обозначим через δ плотность примешанного газа. Если бы этот газ образовал самостоятельную атмосферу, т. е. существо-

вало бы состояние полного разделения, δ убывала бы с высотой по закону, аналогичному (3.4):

$$\delta = \delta_0 e^{-\frac{M'gz}{RT}} = \delta_0 e^{-\gamma z}, \quad (3.5)$$

где M' — молекулярный вес примешанного газа.

Опыт показывает, что коэффициент диффузии газа в воздухе, равный на начальном уровне D_0 , меняется с высотой обратно пропорционально плотности воздуха, т. е.

$$D = D_0 e^{\gamma z}. \quad (3.6)$$

В частности, коэффициент диффузии углекислоты в воздух при 0° равен $0,142 \text{ см}^2/\text{сек.}$, водорода в азот — $0,739 \text{ см}^2/\text{сек.}$, а кислорода в азот — $0,171 \text{ см}^2/\text{сек.}$ Снизу вверх через единицу площади горизонтального сечения за время dt , благодаря диффузии, протекает количество газа

$$dq_1 = -D \frac{\partial \delta}{\partial z} dt.$$

Под действием силы тяжести возникает также поток газа

$$dq_2 = -v\delta dt = -M'g\delta B dt,$$

где v — скорость падения молекул, B — постоянная, которую называют подвижностью молекул. Соотношение между D и B можно найти из условия, что в случае равновесия газа его плотность подчиняется барометрической формуле (3.5). При этом, очевидно, $dq_1 + dq_2 = 0$ и, следовательно,

$$-\left(D \frac{\partial \delta}{\partial z} + M'g\delta B\right) dt = 0 \text{ или } M'gB = D\gamma.$$

В случае если равновесие не установилось, легко вывести, что на уровне z

$$dq_z = dq_1 + dq_2 = -D_0 e^{\gamma z} \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} + \gamma \delta \right) dt; \quad (3.7)$$

на уровне $z + dz$

$$dq_{z+dz} = dq_z + \frac{\partial}{\partial z} (dq_z) dz,$$

и разность $dq_z - dq_{z+dz}$ представит количество газа, остающееся в слое dz . Оно равно

$$-\frac{\partial}{\partial z} (dq_z) dz = D_0 \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{\gamma z} \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} + \gamma \delta \right) \right] dt dz.$$

Поделенное на объем слоя dz и на dt , это выражение даст изменение плотности в единицу времени

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = D_0 \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{\mu z} \left(\frac{\partial \delta}{\partial z} + \nu \delta \right) \right]. \quad (3.8)$$

Вводя новые переменные $y = e^{-\frac{\mu z}{2}}$ и $u = \delta e^{\nu z}$ и обозначая $\frac{\nu}{\mu} = 1$, $\sqrt{D_0} \frac{\mu}{2} = a$, можно получить уравнение диффузии газа в атмосфере при учете силы тяжести

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{2x+1}{y} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial u}{\partial t} = 0. \quad (3.9)$$

Граничные условия легко установить, предположив, например, что при $z=0$ (у поверхности земли) и при $z=\infty$ поток газа dq равен нулю. Решение уравнения (3.9) выражается через бесселевы функции.

Можно рассмотреть, в частности, как быстро происходит процесс разделения газов в атмосфере, предполагая, что в начальный момент она вся была полностью перемешана ($\delta = \delta_0 e^{-\mu z}$), а затем перемешивание прекратилось. Оказывается, что после этого состояние разделения в нижних слоях (с точностью до членов порядка e^{-2}) достигается за время, измеряемое десятками тысяч лет, т. е. практически здесь никогда не существует. Таким образом, тропосферу, перемешиваемую ветрами и беспорядочными вертикальными движениями, можно считать всегда однородной по составу. Наоборот, в высоких слоях процесс разделения идет очень быстро. Можно найти, например, что с момента, когда перемешивание прекратилось, концентрация легкого газа (гелия) увеличивается на 50% или концентрация тяжелого (углекислоты) уменьшается на 50% за время τ , приведенное в табл. 2. Таблица показывает, что выше 160 км имеется тенденция к очень быстрому разделению газов, обогащению верхней атмосферы легкими газами и выпадению вниз тяжелых. К первым, в частности, необходимо отнести и атомарный кислород, который имеется в атмосфере на высотах 100 км и выше.

Таблица 2
Время разделения для гелия и углекислоты
на разных высотах

Высота, км	Время разделения τ	
	гелий	углекислота
80	14 лет	50 лет
120	34 дня	130 дней
160	4,8 часа	17 час.
200	2 мин.	8 мин.

Учтем теперь, что, кроме диффузии, в атмосфере происходит еще перемешивание, интенсивность которого характеризуется коэффициентом перемешивания A (см. подробнее § 17). Обусловленный перемешиванием поток примеси газа будет равен

$$dq_3 = -A \frac{d}{dz} \left(\frac{\delta}{\rho} \right) dt = - \left(\frac{A}{\rho_0} \frac{\partial \delta}{\partial z} e^{\mu z} + \frac{A}{\rho_0} \delta \mu e^{\mu z} \right) dt.$$

Предположим для простоты, что $A = \text{const}$, тогда в случае установившегося равновесия

$$dq_1 + dq_2 + dq_3 = 0.$$

Имея в виду (3.7) и учитывая, что $M'gB = Dv$, находим

$$\begin{aligned} -D_0 \frac{\partial \delta}{\partial z} e^{\mu z} - M'gB \delta - \frac{A}{\rho_0} \frac{\partial \delta}{\partial z} e^{\mu z} - \frac{A}{\rho_0} \delta \mu e^{\mu z} = \\ = - \left(D_0 + \frac{A}{\rho_0} \right) e^{\mu z} \frac{\partial \delta}{\partial z} - \left(D_0 v + \frac{A}{\rho_0} \mu \right) e^{\mu z} \delta = 0, \end{aligned}$$

откуда

$$\frac{\partial \delta}{\partial z} = - \frac{\frac{A}{\rho_0} \mu + D_0 v}{\frac{A}{\rho_0} + D_0} \delta.$$

Следовательно,

$$\delta = \delta_0 e^{-\lambda z},$$

где

$$\lambda = \frac{\frac{A}{\rho_0} \mu + D_0 v}{\frac{A}{\rho_0} + D_0} = \mu + \frac{v - \mu}{1 + N}, \quad N = \frac{A}{\rho_0 D_0}. \quad (3.10)$$

Легко видеть, например, что при слабом перемешивании (при $A \rightarrow 0$) $\lambda \approx v$, т. е. состояние, близкое к разделению, а с усилением перемешивания $\lambda \rightarrow \mu$, т. е. атмосфера становится почти однородной.

В 1946—1950 гг. пробы воздуха, взятые с помощью шаров-зондов и ракет до высоты 95 км, обнаружили там постоянный состав воздуха — постоянное отношение Ar/N_2 , указывавшее на то, что разделение газов практически отсутствует на этих высотах и что атмосфера тут целиком перемешана. В 1956—1960 гг. наблюдения А. А. Похункова, Э. Мидоуз, Дж. Таунсенда и др. с помощью масс-спектрографов, установленных на ракетах, показали, что выше 105—110 км, иногда с 120 км действительно начинается разделение газов — убывание тяжелого Ar по сравнению с более

легким N_2 . В то же время следы молекулярного (т. е. тяжелого) кислорода обнаруживались до высоты 400 км, следовательно, перемешивание в атмосфере заметно и до этих больших высот. Без него фотохимические процессы быстро разрушили бы O_2 .

Открытие гелия в верхних слоях и некоторые данные о водороде (см. § 4) подтверждают, что, вероятно, выше 400 км атмосфера содержит большое количество легких газов H и He. Теория разделения, однако, для этой части атмосферы должна быть дополнена учетом процессов диссоциации и рекомбинации частиц, ускользания газов из верхней части атмосферы (о котором будет сказано ниже) и захвата космических протонов.

§ 4. Спектры полярных сияний и состав верхних слоев атмосферы

Подробные (хотя лишь качественные) сведения о составе атмосферы выше 100 км дают спектры полярных сияний. В полярных сияниях светятся разреженные газы атмосферы при прохождении сквозь нее корпускулярного излучения — потоков протонов и электронов, вылетающих иногда в большом количестве из областей вспышек и флоккул на Солнце (см. § 40). Эти частицы при столкновениях ионизируют и возбуждают атомы и молекулы газов воздуха, которые затем «высвечиваются», переходя снова в нормальное состояние.

Полярные сияния имеют чаще всего вид лучей или пучков лучей, выходящих из одной точки неба (так называемая корона), либо параллельных лучей, образующих как бы светящиеся занавеси на небе. Лучи эти параллельны магнитным силовым линиям земного поля. Реже наблюдаются неяркие дуги, пятна и пр. Нижний край лучей находится в среднем на высоте 108 км, а часто и выше. Редко (в 3,5% случаев) наблюдаются сияния, опускающиеся ниже 90 км. Зато в отдельных случаях были видны лучи весьма ярких и отчетливых сияний фиолетового и серовато-фиолетового цвета на высоте до 1100 км, в части атмосферы, освещенной в это время Солнцем. Очевидно, даже на высоте более 1000 км может иметься атмосфера с довольно значительной плотностью, на несколько порядков превышающей плотность межпланетного газа (равную около $3 \cdot 10^{-24}$ г/см³).

Цвет полярных сияний чаще всего желтовато-зеленый, либо светло-красный, реже желтый и фиолетовый. Наиболее яркой в их спектрах является желто-зеленая линия с длиной волны $\lambda = 5577,350$ Å. Эта линия вызвана «запрещенным» переходом $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ в нейтральном атоме кислорода. Яркие линии в красной части спектра, имеющие длины волны 6300,3 и 6363,7 Å — также линии атома O.

На рис. 3 изображена схема уровней энергии атома О. Основной уровень 3P расщеплен на три подуровня 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 с весьма малой разницей энергий. Далее, существуют два возбужденных уровня 1D (среднее время жизни на этом уровне 96 сек., энергия относительно 3P равна 1,96 эв) и 1S (время жизни 0,44 сек. и энергия 4,17 эв). Вероятность перехода $^1D \rightarrow ^3P$ больше в высоких слоях термосферы, где атом О может десятками секунд «жить» без столкновений с другими частицами, т. е. красные линии должны возникать именно в верхней термосфере. Наоборот, переход $^1S \rightarrow ^1D$ успевает происходить и в нижней термосфере, хотя там мешающие ему столкновения и часты.

В спектре полярных сияний есть также неяркие линии однократно (например, λ равна 4415, 4346 и 4310 Å) и двукратно ионизованного ($\lambda = 5006,8$ Å) кислорода. Таким образом, в области полярных сияний везде присутствует атомарный кислород. Следы свечения молекулярного кислорода, однако, обнаруживаются очень редко, хотя он там, несомненно, существует.

Многочисленные полосы молекулярного азота N_2 (красные с λ от 6592 до 6619 Å, синие — от 4277 до 4268 Å, фиолетовые — около 3914 Å и т. д.) также всегда имеются в спектре сияний. Нет сомнения, что N_2 существует в атмосфере до наибольших высот — более 1000 км. Замечательно, что яркость фиолетовых и синих полос N_2 вверх убывает гораздо медленнее, чем яркость зеленой линии кислорода, так, как будто последний наверху отчасти уступает место азоту.

Большие дискуссии вызвал вопрос о свечении атомарного азота, весьма важный, поскольку присутствие N должно снижать средний молекулярный вес воздуха и вести к более медленному убыванию плотности атмосферы с высотой, т. е. к большому распространению атмосферы вверх. Так как для диссоциации

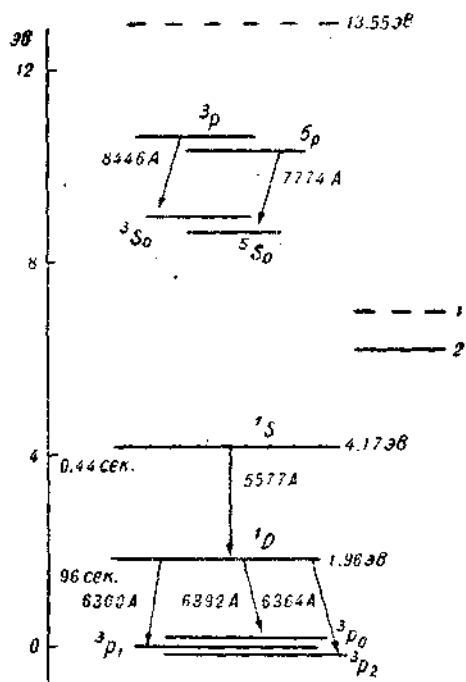


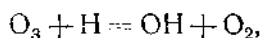
Рис. 3. Энергетические уровни и линии излучения атома кислорода (1) и потенциал ионизации (2).

молекулы азота нужна энергия 7,8 эв, а для диссоциации молекулы кислорода — всего 5,09 эв, то ясно, что для первой из этих реакций нужна более коротковолновая ультрафиолетовая радиация ($\lambda \leq 1600 \text{ \AA}$). Это значит, что реакция эта будет происходить на гораздо больших высотах (где уже нет O_2) и с меньшей интенсивностью, поскольку соответствующая часть солнечного спектра гораздо слабее, чем та, которая вызывает диссоциацию O_2 .

Когда в 1938 г. в спектрах нескольких расплывчатых полярных сияний, сфотографированных в Норвегии, была обнаружена линия с $\lambda = 3466,5 \text{ \AA}$, предположили, что в атоме азота над уровнем 4S имеются два метастабильных уровня 2P и 2D , причем переход $^2P \rightarrow ^4S$ должен сопровождаться излучением волны ультрафиолетового света с $\lambda = 3466,5 \text{ \AA}$. Другой переход $^2D \rightarrow ^4S$ должен давать двойную зеленую линию с $\lambda = 5200,7 - 5198,5 \text{ \AA}$, которую впервые обнаружили в спектре большого полярного сияния 1 марта 1941 г. и затем в необычайно ярком сиянии, охватившем большую часть северного полушария 18 сентября 1941 г. По-видимому, эта «вторая зеленая линия» излучалась верхними частями сияния. По соотношению яркостей ультрафиолетовой и зеленой линии можно было оценить, что в этом сиянии $3/4$ всех молекул N_2 были диссоциированы на атомы. Эти линии, однако, наблюдаются очень редко, преимущественно на больших высотах в сияниях низких широт. Вопрос о концентрации N в атмосфере пока еще не решен.

§ 5. Водород и гидроксил в земной атмосфере

Поскольку небольшая примесь водорода (см. табл. I) может попасть в атмосферу с промышленными газами, с начала XX в. считали, что в верхней атмосфере он практически отсутствует. В частности, до 30-х годов XX в. полагали, что в спектрах полярных сияний либо вовсе нет линий водорода, либо они очень слабы. В 1948—1951 гг. В. И. Красовский получил много фотографий инфракрасного спектра (в области 7500—11 000 $\text{\AA}$) свечения ночного неба. В 1950 г. С. Ф. Родионов и Л. М. Фишкова обнаружили, что интенсивность инфракрасного излучения ночного неба гораздо больше, чем его «зеленого» свечения с $\lambda = 5577 \text{ \AA}$. В том же году И. С. Шкловский, а затем Дюфэй показали, что ряд полос в спектрах, наблюдаемых В. И. Красовским, с длинами волн 7250—7400, 7470—7600, 7700—7830, ... 10 217 и 10 827 $\text{\AA}$ являются вращательно-колебательными полосами спектра гидроксила OH . Так было открыто в верхней атмосфере это новое соединение, отсутствующее в нижней атмосфере. Шкловский предположил, что оно возникает при реакции



т. е. при столкновении молекулы озона и атома водорода. При этом должно выделяться 6,11 эв энергии — количество, достаточное для возбуждения молекулы ОН. Последняя затем испускает эту энергию в виде квантов света. Высота, на которой находится ОН, по данным разных авторов, равна 75—80 км. В спектрах полярных сияний, расположенных выше 100 км, полосы ОН отсутствуют. Общее число молекул ОН в вертикальном столбе атмосферы сечением 1 см² оценивается в 10¹¹—10¹².

Геофизики, которые долгое время не могли обнаружить линий водорода в спектрах полярных сияний, полагали, что, вероятно, там нет источников энергии для возбуждения его атомов, требующего 10,6 эв. Следы водородных линий в спектрах полярных сияний впервые были найдены 18 октября 1939 г. Затем они наблюдались 23 февраля 1950 г. в Норвегии, когда сияние было очень ярким и продолжительным и Л. Вегард мог снять его спектр с огромной экспозицией — 11 часов. В спектре при этом были обнаружены многочисленные полосы молекулярного кислорода О₂ между $\lambda=5292$ Å и $\lambda=5629$ Å, обычно отсутствующие в спектрах сияний выше 100 км. Вероятно, высота светящегося слоя была меньше 100 км. Самое важное, что в спектре имелась слабая размытая линия водорода H_β с $\lambda=4861$ Å, значительно смещенная к фиолетовому концу спектра. Это смещение — явление Доплера — говорило о быстром движении излучающих атомов водорода к наблюдателю. Позднее в полярном сиянии 18—20 августа 1950 г. наблюдалась и красная линия водорода H_α с $\lambda=6563$ Å, также расширенная и смещенная. Подробные наблюдения А. Я. Сухоиваненко [126] в бухте Тикси в период МГГ показали, что светящиеся атомы водорода приближаются к Земле со средней скоростью 3000 км/сек. «Крылья» уширенной линии H_β показывают, что скорости приближения достигают 3400 км/сек., а скорости удаления — 1000 км/сек. По-видимому, солнечные (или космические) протоны движутся к Земле по путям, спирально закручивающимся около магнитных силовых линий. Сталкиваясь с другими частицами и захватывая при этом «чужой» электрон, они превращаются в нейтральные атомы водорода, сохраняющие при этом компоненту скорости, направленную к Земле. Эти столкновения создают одновременно и значительный «разброс» скоростей атомов H. Так объясняется и смещение и уширение линий H_α и H_β.

По-видимому, на высотах более 800—900 км атмосфера Земли состоит главным образом из водорода. Там она переходит постепенно в межпланетный газ, в котором, кроме атомов H (около 1 в см³), имеются лишь в небольшом количестве атомы Ca, Na, K, Ti и Fe и молекулы CH и CN.

§ 6. Ускользание газов из земной атмосферы

Молекулы всякого газа, в том числе атмосферного воздуха, находятся в состоянии беспорядочного (теплового движения), средняя скорость которого возрастает с повышением температуры. При таком движении скорость отдельных молекул может достигать столь большой величины, что они вылетают из атмосферы и уходят в межпланетное пространство. Это явление называется ускользанием газов атмосферы или *диссипацией*.

Для того чтобы молекула могла покинуть атмосферу, ее кинетическая энергия $\frac{mv^2}{2}$ должна быть равна или больше ее потенциальной энергии в поле земного тяготения, которая выражается формулой

$$P = \int_{R_1}^{\infty} mg \, dr,$$

где R_1 — расстояние молекулы от центра Земли.

Так как $g = \frac{GM}{r^2}$, где $G = 6,670 \cdot 10^{-8}$ CGS — постоянная тяготения, M — масса Земли, то можно записать

$$P = \int_{R_1}^{\infty} mg \, dr = GMm \int_{R_1}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{GMm}{R_1}.$$

Отсюда следует, что скорость частицы, покидающей атмосферу, должна быть большей, чем так называемая параболическая скорость $V_{\text{п}}$.

$$V_{\text{п}} = \sqrt{\frac{2GM}{R_1}}. \quad (6.1)$$

В небесной механике доказывается, что частица, имеющая скорость $V_{\text{п}}$, улетит по параболической траектории, фокус которой находится в центре Земли.

Молекулы из нижних слоев атмосферы не могут ускользать, так как этому препятствуют многочисленные столкновения с другими молекулами. Однако по мере уменьшения плотности воздуха с высотой уменьшается и вероятность столкновения молекул. Поэтому, начиная с некоторого уровня, называемого *уровнем диссипации*, на расстоянии R_1 от центра возникает возмож-

ность ускользания молекул данного слоя в мировом пространстве. По данным Международного геофизического года (МГГ) и Международного года спокойного Солнца (МГСС) было выяснено, что в среднем высота уровня диссипации над поверхностью земли около 600 км ($R_1=6978$ км) и что она заметно повышается в годы большей активности Солнца (и днем) и снижается при малой активности Солнца. При этом $V_n=10.68$ км/сек.

Обозначим составляющие скорости молекулы через u , v , w . Тогда число молекул в 1 см³, имеющих составляющие скорости между u и $u+du$, v и $v+dv$, w и $w+dw$, согласно закону Максвелла будет равно

$$dn = n_c \left(\frac{\beta^2}{\pi} \right)^{3/2} e^{-\beta^2 (u^2 + v^2 + w^2)} du dv dw, \quad (6.2)$$

где n_c — число молекул в 1 см³ на данном уровне, $\beta = \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2}$, $k=1,38044 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана, m — масса молекулы, T — абсолютная температура на уровне диссипации. Ускользнуть могут лишь такие частицы, у которых $V^2 = u^2 + v^2 + w^2 \geq V_n^2$. Число таких ускользающих частиц в 1 сек. через 1 см² горизонтальной поверхности будет равна $w dn$, где w — вертикальная составляющая скорости. Ясно, что за 1 сек. эту поверхность пересекут все молекулы, находившиеся под ней в слое толщиной w . Переходя к сферическим координатам, положим:

$$u = V \sin \varphi \cos \theta, \quad v = V \sin \varphi \sin \theta, \quad w = V \cos \varphi$$

и

$$du dv dw = V^2 \sin \varphi d\varphi d\theta dV,$$

где φ — угол с вертикалью и θ — горизонтальный угол (азимут).

Интегрируя $w dn$ по φ от 0 до $\frac{\pi}{2}$, по θ от 0 до 2π и по V от V_n до ∞ , можно найти полное число молекул, покидающих в единицу времени атмосферу, которые проходят через сферическую поверхность радиусом R_1 , т. е. поверхность $4\pi R_1^2$. Это число равно

$$L = \int 4\pi R_1^2 w dn = 4\pi R_1^2 \frac{\bar{c}}{\sqrt{6\pi}} \frac{m}{kT} \frac{GM}{R_1} n_c e^{-\frac{GMm}{kTR_1}} \left(1 + \frac{kTR_1}{GMm} \right), \quad (6.2')$$

где $\bar{c} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ — средняя квадратичная скорость молекул. Согласно барометрической формуле¹,

$$n_c e^{-\frac{GMm}{kTR_1}} = n_0 e^{-\frac{GMm}{kTR_0}}, \quad (6.3)$$

где n_0 — концентрация частиц у поверхности земли на расстоянии R_0 от центра. Обозначая

$$\frac{GMm}{kTR_0} = \frac{3}{2} \frac{(V_n)_0^2}{\bar{c}^2} = Y,$$

имеем

$$L = 4\pi R_0^2 \frac{\bar{c}}{\sqrt{6\pi}} n_0 Y_0 e^{-Y_0} \left[\frac{R_1}{R_0} + \frac{R_1^2}{Y_0 R_0^2} \right]. \quad (6.2'')$$

Таково простейшее выражение для интенсивности ускользания. Оно зависит от температуры на уровне диссипации и мало зависит от характеристик слоя ускользания и мало зависит от его высоты — от R_1 . При $T=500^\circ\text{K}$ для водорода $Y_0=24,86$, при $T=2000^\circ\text{K}$ $Y_0=8,43$, а для кислорода соответственно — 384,4 и 133,5.

Л. Спигер указал, что поскольку температура атмосферы в целом гораздо ниже, чем температура на уровне диссипации, а следовательно, показатель при e в правой части (6.3) больше, то n_0 там значительно меньше, чем действительная концентрация частиц у поверхности земли. В табл. 3 приведено время полного ускользания ряда газов (в годах), вычисленное по формуле (6.2'') с учетом этого замечания.

Таблица 3

Газ	$T^\circ\text{K}$		
	500	1000	2000
H	$2,4 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^3$
He	$4,2 \cdot 10^{25}$	$4,0 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^7$
O	10^{105}	10^{51}	10^{25}

При $T=2000^\circ$ водород и гелий теряются за время, малое по сравнению с жизнью Земли, — около $6 \cdot 10^9$ лет. Отсюда ясно, почему в земной атмосфере содержится сравнительно мало гелия, несмотря на то, что он непрерывно выделяется радиоактивными

¹ См. формулу (27.4), в которой нужно предположить $T=\text{const}$, т. е. что атмосфера изотермична.

веществами земной коры. Препятствие He, очевидно, уже давно потеряно и сейчас поступление He из коры уравнивается его ускользанием. Постоянство его количества в нижней атмосфере отражает в некоторой мере постоянство скорости его ускользания.

§ 7. Ионизация атмосферы

В состав атмосферы входят также ионы кислорода, азота и других газов (O_2^+ , O_2^- , N_2^+ , N_2^- и т. д.) и свободные электроны в весьма изменчивом количестве.

В нижней тропосфере число ионов обоих знаков невелико (у Земли — порядка $500-700$ пар $\cdot$ см $^{-3}$). Они возникают под влиянием радиоактивного излучения урана, радия, находящихся в земной коре, и их газообразных эманаций в воздухе. Ионизированные молекулы и атомы тут «облеплены» группами в 12—15 нейтральных молекул (в особенности H_2O), сильно уменьшающих их подвижность. Свободные электроны в тропосфере существуют так недолго (быстро присоединяются к другим частицам), что там практически их концентрация равна нулю. На больших высотах число ионов и их подвижность быстро возрастают благодаря усиливающемуся влиянию космических лучей. По Ю. А. Брагину, на высотах 25—30 км имеется первый максимум ионизации, около 10^4 пар ионов в 1 см 3 . После некоторого уменьшения число ионов снова увеличивается до 10^4 пар $\times$ см $^{-3}$ на высоте около 80 км. Здесь отрицательных ионов уже очень мало, т. е. преобладают электроны и положительные ионы приблизительно в одинаковом количестве. Примерно с этой высоты начинается *ионосфера* — слой, отражающий радиоволны и хорошо изученный в этом отношении радиофизиками. Концентрация электронов в ионосфере, как показали ракетные наблюдения В. Г. Истомина в 1957—1960 гг. [68], возрастает иногда до $(2 \div 2,5) \cdot 10^5$ см $^{-3}$, положительных ионов O_2^+ до $5 \cdot 10^4$ и O^+ — до $9 \cdot 10^4$ на высоте порядка 180—200 км. Замечательно, что число атомарных ионов O^+ начинает существенно возрастать лишь выше 160 км, хотя концентрация нейтральных частиц O значительна уже начиная с высоты 95 км. Выше 200 км, по А. Д. Данилову, ионы O^+ преобладают и над O_2^+ и над NO^+ . На высотах 300—400 км электронная концентрация возрастает до $(1,4 \div 2,0) \cdot 10^6$ см $^{-3}$, но и здесь число ионов не больше $1/80$ от общего числа нейтральных частиц [43, 106].

Ионизация нижней атмосферы вызывает различного рода электрические, в том числе грозовые явления в атмосфере. Ионизация верхних слоев, как уже упоминалось, определяет распространение радиоволн и поэтому имеет первостепенное практическое значение, аспекты которого мы здесь не можем описать даже в малой мере. Наличие ионов и электронов накладывает

свой отпечаток на движение верхней атмосферы в магнитном поле Земли, создавая добавочную вязкость — магнитную вязкость атмосферы (см. подробнее в гл. XX). Движение ионов по спирали вокруг магнитных линий Земли мешает им ускользнуть в пространство и уменьшает потери атмосферы, о которых речь была в § 6.

Глава II

АТМОСФЕРНЫЙ ОЗОН

Озон O_3 играет важную роль в атмосферных (как и в биологических) процессах, хотя и содержится в воздухе в ничтожном количестве — менее $4 \cdot 10^{-5}\%$ по объему. Еще в 1879—1880 гг. Гартли обнаружил, что спектры Солнца и звезд «обрезаны»

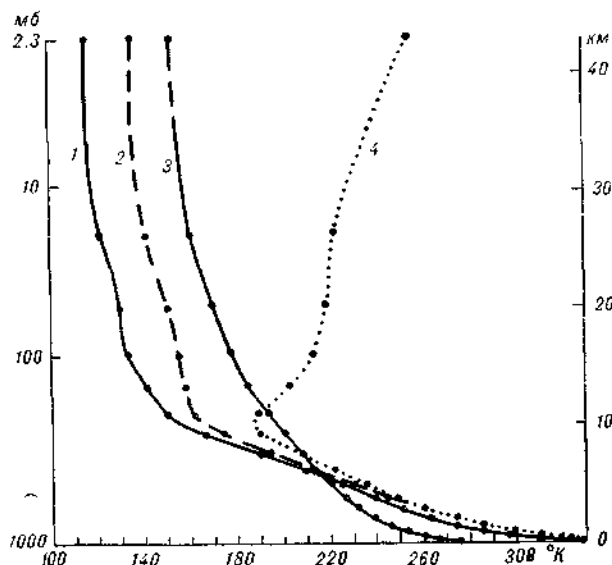


Рис. 4. Температура безоблачной атмосферы при радиационном равновесии, рассчитанная при наличии пара H_2O (1), $H_2O + CO_2$ (2), CO_2 (3) и $H_2O + CO_2 + O_3$ (4). По Штриклеру и Манабе.

с ультрафиолетового конца, примерно с $\lambda = 2900 \text{ \AA}$. В 1903 г. Мейер и подробнее в 1913 г. Фабри и Бюиссон изучили в лаборатории поглощение озона в этой части спектра. В 1921 г. Фабри и Бюиссон доказали, что поглощающим веществом в земной атмосфере является действительно озон, слой которого расположен в атмосфере выше 20 км.

Так как поглощение ультрафиолетовой радиации озоном велико, большая часть ее (около 1,5% солнечной энергии) поглощается уже в самой верхней части слоя озона, вследствие этого на высоте 40—55 км воздух очень теплый. Здесь, по наблюдениям Фаси во время МГГ, температура может достигать 44°. На рис. 4 представлено, по расчетам Манабе и Штриклера, распределение температуры в стратосфере, при наличии озона и без него. Различия, достигающие 90°, показывают, как огромна роль этой малой примеси в тепловом балансе стратосферы.

Известно, что ультрафиолетовые лучи обладают большой биологической активностью, убивают многие виды бактерий, вызывают ожоги живых тканей, содействуют образованию витамина D в организме, способствующего росту и предупреждающего рахит и т. д. Если бы не было озона, задерживающего значительную долю активных лучей Солнца, вероятно, последние существенно изменили бы все биологические процессы на Земле. Возможно даже, что жизнь в современной форме смогла развиваться на Земле лишь после того, как в атмосфере Земли появился кислород и из него возник озон.

§ 8. Единицы измерения

Содержание озона в данном месте (слое) атмосферы можно оценить, используя следующие характеристики:

1. *Плотность* (парциальную плотность) озона ρ_3 , иногда обозначаемую также через γ и выражаемую в микрограммах на м³ (1 мкг/м³ = 10⁻⁶ г/м³). Иногда плотность озона характеризуют толщиной слоя озона, находящегося в слое воздуха 1 км, приведенного к нормальному давлению 760 мм рт. ст. и температуре 0°С. Величина 10⁻³ см/км соответствует плотности озона 21,414 мкг/м³.

Плотность ρ_3 пропорциональна числу молекул озона в 1 см³ N_3 .

2. *Отношение смеси* r_3 — отношение плотности озона к плотности воздуха ρ , выражаемое в микрограммах на 1 г воздуха

$$r_3 = \frac{1}{\rho} R_3 T \rho_3 \cdot 10^{-9}, \quad (8.1)$$

если давление воздуха p выражено в миллибарах, а ρ_3 — в мкг/м³.

3. *Парциальное давление озона* p_3 , выраженное в микромиллибарах

$$p_3 = 0,6035 p r_3 = 1,7322 \cdot 10^{-3} T \rho_3. \quad (8.2)$$

Общее количество озона в столбе атмосферы обозначается обычно через x и измеряется в сантиметрах, т. е. толщиной слоя озона атмосферы, приведенного к нормальному давлению и

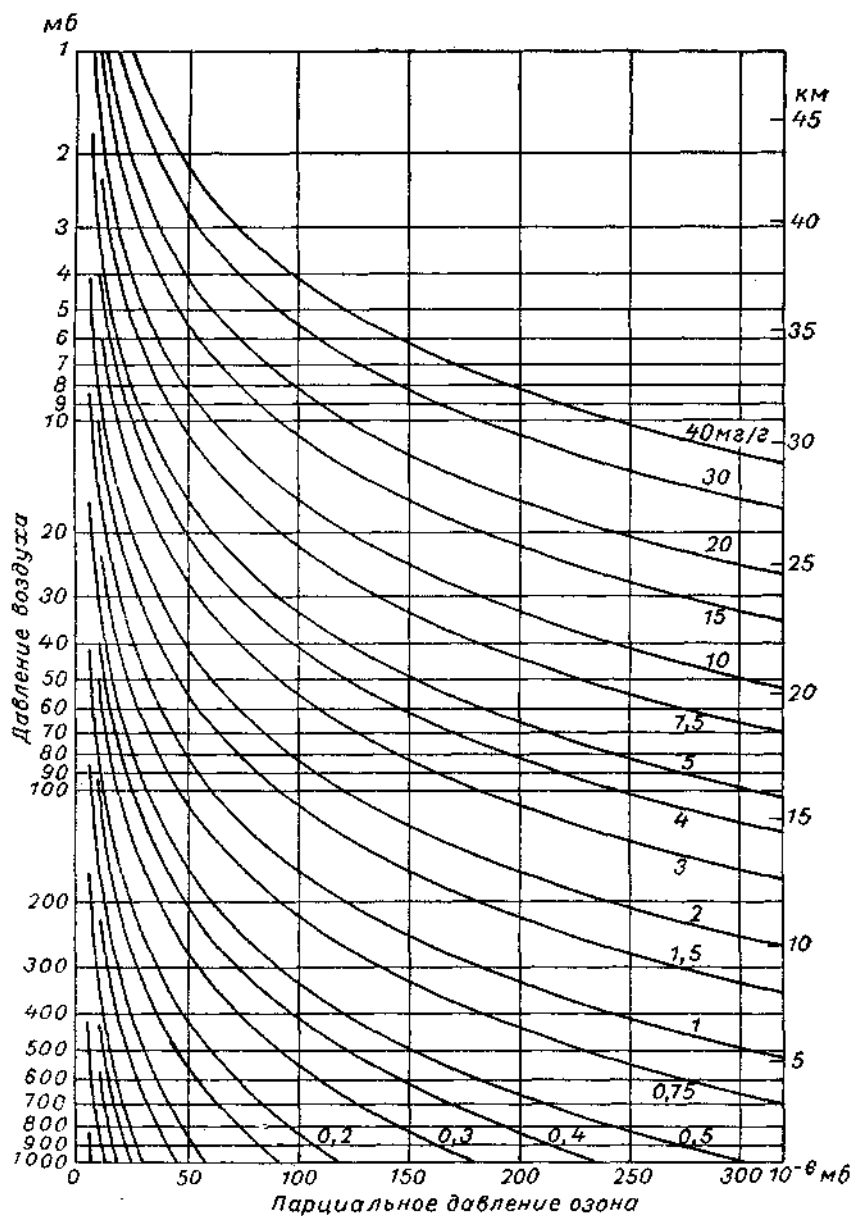


Рис. 5. Озонограмма Годсона.

Кривые — линии равной концентрации (отношения смеси) μ_3 мкг/г. Высоты в правой части диаграммы указаны согласно стандартной атмосфере.

температуре 0°C . При нормальных условиях плотность озона равна $\rho_{\text{O}_3} = 2,1414 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$. Легко видеть, что

$$x = \frac{1}{\rho_{\text{O}_3}} \int_0^{\infty} \rho_3 dz. \quad (8.3)$$

В некотором слое, между высотами z_1 и z_2 , на которых давление воздуха соответственно p_1 и p_2 , количество O_3 с учетом (2.1) равно

$$x_{12} = \frac{1}{\rho_{\text{O}_3}} \int_{z_1}^{z_2} \rho_3 dz = \frac{1}{g \rho_{\text{O}_3}} \int_{p_1}^{p_2} r_3 dp = \frac{1,6571}{g} \int_{p_1}^{p_2} p_3 d \ln p. \quad (8.4)$$

На бланке озонограммы (рис. 5), предназначенном для изображения вертикального распределения озона, на оси абсцисс нанесены значения p_3 от 0 до 320 мк/мб, а на оси ординат — значения $\ln p$ для p от 1000 мб до 1 мб. В соответствии с (2.3) $\ln p$ приблизительно пропорционален высоте z . Кривая вертикального распределения O_3 , нанесенная на такую озонограмму, обладает тем свойством, согласно (8.4), что ограничиваемая ею и осью ординат площадь от уровня p_1 до уровня p_2 , т. е. интеграл от p_3 по $d \ln p$ в этих пределах, пропорциональна содержанию озона в этом слое x_{12} .

На графике также проведены линии $r_3 = \text{const}$, по которым можно определить отношение смеси r_3 , если известно p_3 и p .

§ 9. Оптические свойства озона

Упомянутая выше полоса поглощения озона в ультрафиолете простирается до $\lambda = 3600 \text{ \AA}$. Она имеет ряд максимумов и минимумов поглощения (рис. 6), причем коэффициент поглощения α (десятичный) повышается с температурой озона в максимумах сильнее, чем в минимумах. При $2550 \text{ \AA}$ он достигает 135 на 1 см слоя озона при нормальном давлении и температуре ($x = 1 \text{ см}$). Далее озон имеет слабую полосу поглощения — так называемую *полосу Шанпюи* в видимой части спектра, где α достигает максимума около $0,055 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 6020 \text{ \AA}$.

Эта полоса обуславливает некоторые явления зари, например синеватую окраску края земной тени, наблюдаемой в вечерние сумерки на восточной стороне неба. Кроме того, озон имеет резкую полосу поглощения в инфракрасных лучах (см. § 49) при $\lambda = 9,65 \text{ мкм}$. Собственное излучение озона в этой области спектра создает заметное охлаждение атмосферы, например ночью.

В основном способе измерения озона используется его поглощение в ультрафиолетовой части спектра.

Предположим, что мы наблюдаем в спектрах Солнца или Луны интенсивность J_λ луча с длиной волны λ , падающего под

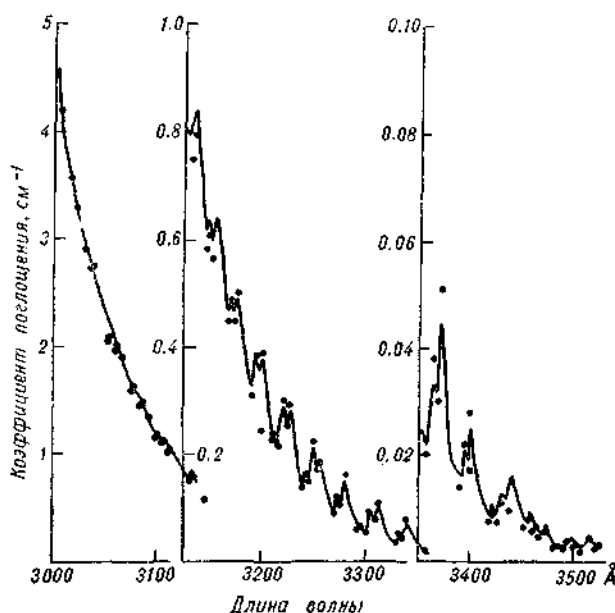


Рис. 6. Коэффициенты поглощения озона в ультрафиолетовой части спектра.

Сплошная линия — данные Инна и Танака, точки — данные Вигру.

углом ξ к вертикали в точке наблюдения (рис. 7). Можно написать тогда (см. подробнее § 43).

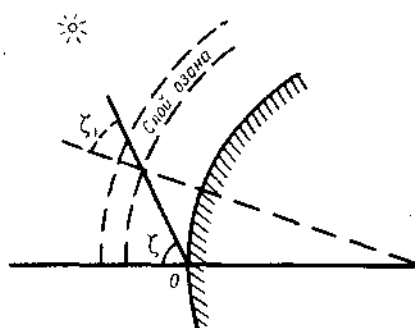


Рис. 7. Прохождение луча Солнца через слой озона.

$$J_\lambda = J_{0\lambda} \cdot 10^{-(\alpha \mu x + \beta m + \delta m_1)} \quad (9.1)$$

или

$$\lg J_\lambda = \lg J_{0\lambda} - \alpha \mu x - \beta m - \delta m_1, \quad (9.1a)$$

где $J_{0\lambda}$ — интенсивность луча до того, как он вошел в атмосферу; α — объемный коэффициент поглощения озона; m_1 — оптическая толщина или масса атмосферы, причем за единицу принята толщина, проходимая

лучом при вертикальном падении; μ — относительная оптическая толщина слоя озона при данном угле падения солнечных лучей на слой озона ζ ; β — коэффициент молекулярного рассеяния света, отнесенный к единичной массе атмосферы; δ — коэффициент рассеяния пылью, дымкой и т. д.

Соответственно в (9.1) множитель $10^{-\alpha \mu x}$ характеризует ослабление света озоном. При $\zeta < 65^\circ$ приближенно можно положить $m = \mu = \sec \zeta$, для больших ζ имеются специальные таблицы m и μ . Наблюдая J_λ при разных зенитных расстояниях Солнца,

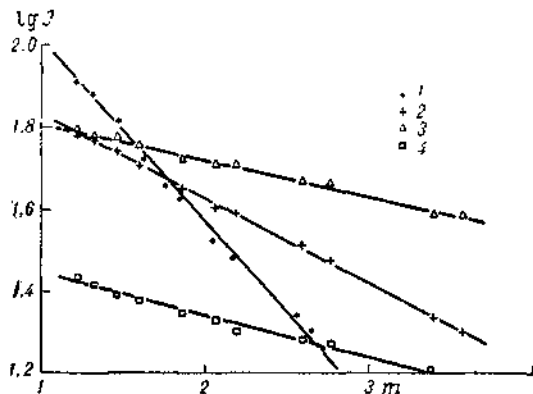


Рис. 8. Ослабление лучей различных длин волн в функции $\sec \zeta$, 9 сентября 1962 г., Терскол. По В. П. Петрову.

1) $\lambda = 3140 \text{ \AA}$, 2) $\lambda = 3690 \text{ \AA}$, 3) $\lambda = 5300 \text{ \AA}$, 4) $\lambda = 6020 \text{ \AA}$.

можно построить график зависимости $\lg J_\lambda$ от $\sec \zeta$. Пример таких графиков для различных λ приведен на рис. 8. Прямые линии на графике наклонены к оси абсцисс под углом ψ так, что

$$\operatorname{tg} \psi = -(\alpha x + \beta + \delta).$$

Зная α , β и δ , можно, очевидно, найти x , а экстраполируя прямую до $\mu = 0$, можно вычислить $L_0 = \lg J_{0\lambda}$. Чаще всего определяют x , наблюдая одновременно интенсивности пары лучей с длинами волн, например (А) 3055 и 3254 $\text{\AA}$, (В) 3088—3291 $\text{\AA}$, (С) 3114—3324 $\text{\AA}$, (D) 3176—3398 $\text{\AA}$, такими, чтобы для них коэффициент поглощения различался возможно сильнее. Тогда, считая что δ не зависит от λ :

$$\begin{aligned} J_{\lambda_1} &= J_{0\lambda_1} \cdot 10^{-(\alpha_1 \mu x + \beta_1 m + \delta m)}, \\ J_{\lambda_2} &= J_{0\lambda_2} \cdot 10^{-(\alpha_2 \mu x + \beta_2 m + \delta m)}, \end{aligned} \quad (9.2)$$

$$x = \frac{\lg J_{0\lambda_1} - \lg J_{\lambda_1} - \lg J_{0\lambda_2} + \lg J_{\lambda_2} - (\beta_1 - \beta_2) m}{(\alpha_1 - \alpha_2) \mu}.$$

Наибольшую трудность и существенный источник ошибок в этом методе создает изменчивость концентрации и оптических свойств атмосферного аэрозоля — пыли и пр.

Существуют и другие оптические методы определения x , например, по интенсивности рассеянного света неба или облаков в той же ультрафиолетовой части спектра.

§ 10. Географическое распределение и годовой ход озона

Наблюдаемая в природе толщина слоя озона x меняется в широких пределах — от 0,068 см (Тромсе, северная Норвегия, 23 и 26 декабря 1942 г.) до 0,662 см (Порт-о-Франсэ, о. Кергелен, 22 сентября 1959 г.). При этом распределение озона, как и погода, постоянное всего в экваториальном поясе и изменчивее всего в околополярной зоне, к которой относятся и упомянутые крайние значения x (рис. 9). По наблюдениям, выполненным во время Международного геофизического года, область так называемого *озонного экватора*, где среднее количество озона минимальное, находится несколько севернее географического экватора, летом (с мая по октябрь) — между 15 и 25° с. ш., а в другие сезоны — между 0 и 15° с. ш. Здесь весь год x меняется в пределах 0,239—0,276 см. Отсюда к северу x возрастает, особенно сильно весной, когда в марте в зоне 70—80° с. ш. средняя толщина слоя озона составляет 0,502 см, и несколько уменьшается далее к полюсу. Сходное распределение x наблюдается и в южном полушарии, где от экватора x быстро увеличивается на юг. На о. Кергелен (49° ю. ш.) среднее месячное значение x может достигать 0,596 см, как это было в октябре 1959 г. Пояс максимума x находится в южном полушарии между 60—70° ю. ш., а летом (январь—апрель) еще севернее. Очевидно, околополярный минимум озона в Антарктике выражен сильнее и охватывает большую площадь, чем в Арктике.

В среднем в 1958—1959 гг. в северном полушарии слой озона составлял 0,298 см, в южном — 0,307 см; всего в атмосфере находилось $3,36 \cdot 10^9$ т озона. В северном полушарии 44% озона находилось в тропическом поясе между 0 и 30° с. ш. и всего 16% в полярной, между 60 и 90° с. ш. Это не мешает, однако, полярным областям в большей мере «управлять» озоном земной атмосферы, как мы увидим ниже.

В то время как в тропическом поясе годовой ход x , как и ход солнечной радиации, незначителен, в умеренных и высоких широтах он хорошо выражен. В околополярных широтах северного полушария x имеет высокий и крутой максимум в феврале, несколько южнее — в марте или апреле. После этого начинается постепенное уменьшение x до минимума, наблюдаемого в полярных

областях в сентябре, в умеренных — в октябре. Отметим, что содержание озона начинает возрастать зимой в период еще очень слабого солнечного освещения и что максимум отмечается весной, задолго до максимума радиации. В южном полушарии, кроме весеннего (октябрь—ноябрь) максимума x , наблюдается еще второй, зимний (май—июнь) максимум.

Замечательным является также открытый независимо друг от друга в 1959 г. К. Раманатаном и Г. И. Кузнецовым *континентальный эффект озона*. Так было названо уменьшение слоя озона

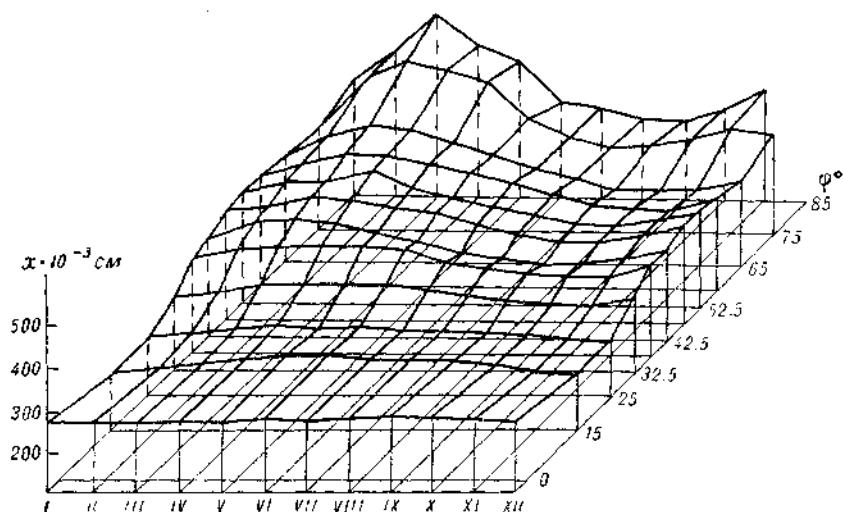


Рис. 9. Общее количество озона в зависимости от времени года и широты. Северное полушарие, 1957—1964 гг. По А. Х. Хргиану, Г. И. Кузнецову и А. В. Кондратьевой.

над континентом по сравнению с морем, особенно хорошо выраженное летом в зоне $0—36^\circ$ с. ш., где в это время разность между морем и материком достигает $0,047$ см [136].

Летом и осенью и широтный градиент, и колебания озона незначительны. Зимой и весной, когда широтные различия x очень велики, изменчивость x ото дня ко дню в умеренном и полярном поясе также значительна. Это указывает на то, что колебания вызваны переносом озона из более высоких широт в низкие и наоборот. Наиболее четко выражено резкое увеличение x — на $20—25\%$ и более — при вторжениях арктического воздуха, например, в тыловой (западной) части циклонов.

Ниже мы покажем, как многие из этих черт распределения и хода озона можно объяснить влиянием солнечной радиации и движения атмосферы.

§ 11. Вертикальное распределение озона

Уже первые попытки наблюдения озона в приземном слое (сделанные В. В. Балаковым в 1935 г. в Эльбрусской экспедиции) показали, что в воздухе тропосферы концентрация озона незначи-

тельна и что, следовательно, большая часть озона находится в стратосфере.

Распределение озона с высотой в атмосфере можно наблюдать несколькими различными методами. Спектрограф или просто фотоэлемент со светофильтрами, чувствительный к перечисленным выше участкам спектра с сильным озонным поглощением, можно поднимать вверх с помощью ракеты, как это делалось в США начиная с 1946 г. и в СССР в 1958—1960 гг., с помощью шарозонда и т. д. Так можно наблюдать общее количество озона над прибором, находящимся на известной высоте, и соответственно дифференцированием определить количество озона в любом слое. Большое распространение в США получили химико-люминесцентные озонозонды, где регистрируется свечение некоторых химических веществ под влиянием озона воздуха, протягиваемого сквозь прибор.

Применявшийся с 1934 г. способ наблюдения рассеянного

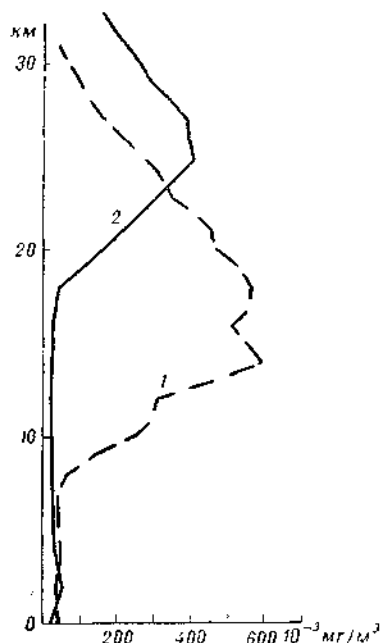


Рис. 10. Вертикальное распределение парциальной плотности озона ($\text{мг}/\text{м}^3$). Зима 1962-63 г.

1 — Туле, Гренландия, 77° с. ш.;
2 — Олбрук, Панама, 9° с. ш.

света зенита неба в сумерки в то время, пока Солнце погружается под горизонт, дал науке первые ценные данные о вертикальном распределении O_3 , но не имеет больших преимуществ перед описанными выше способами.

На рис. 10 представлены примеры кривых вертикального распределения озона p_3 в функции $\ln p$ или z . Они показывают, что в тропосфере озона мало и распределение его сравнительно однородно. С уровня так называемой озонопаузы p_3 начинает резко возрастать. Озонопауза в полярных и умеренных широтах находится весьма постоянно на 0,1—0,2 км ниже тропопаузы, а в тропических широтах — на 0,8 км выше высокой тропической тропо-

паузы. В этой зоне максимальное p_3 , по данным американских зондирований 1962—1963 гг. [219], наблюдается на высоте 25,9 км (p_3 здесь в среднем $170 \cdot 10^{-6}$ мб), а в умеренной и полярной зонах — на высоте 20,9 км (среднее p_3 в слое максимума увеличивается от $200 \cdot 10^{-6}$ мб в умеренных широтах до 250 — $260 \cdot 10^{-6}$ мб в Арктике). В общем в тропической зоне, согласно рис. 10, слой озона расположен высоко, сравнительно тонок и содержит малое количество озона. В Арктике он обычно низкий, мощный и количество озона в нем велико.

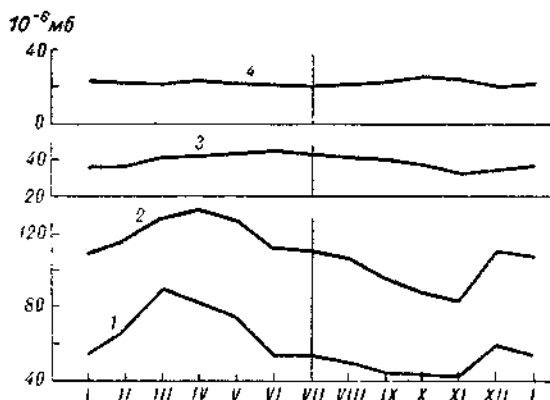


Рис. 11. Годовой ход озона (p_3) в различных слоях стратосферы. Ароза, 1964 г.

1 — слой 250—125 мб (10,3—14,8 км), 2 — слой 62,5—31,2 мб (19,2—23,7 км), 3 — слой 7,8—3,9 мб (32,7—37,5 км), 4 — слой 3,9—1,0 мб (37,5—47,8 км). По Г. У. Дютшу.

Выше максимума p_3 убывает сравнительно плавно и параллельно p , так что отношение смеси r_3 остается приблизительно постоянным. В этой верхней части озонного слоя r_3 меняется от 15 мкг/г в экваториальной зоне до 6,4 мкг/г в арктической (зимой).

Наиболее изменчив озон в слоях ниже главного максимума, между 11 и 20 км (вне тропической зоны). Здесь очень часто появляются нижние как бы вторичные слои озона с вторичными максимумами p_3 , особенно мощные и ярко выраженные (до $p_3 = 305 \cdot 10^{-6}$ мб) в полярных широтах (см. рис. 10, кривая 1). Изменчивость озона ото дня ко дню тут очень велика и колебания общего количества озона x связаны главным образом с изменениями озона именно в этом его нижнем слое.

На рис. 11 представлен годовой ход содержания озона в различных слоях атмосферы Δx . Несмотря на некоторый разброс точек, очевидно, что в слое выше 28 км Δx меняется параллельно ходу солнечной радиации — увеличивается летом и уменьшается

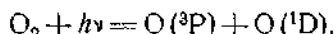
зимой. Для слоя 10—20 км очень характерны высокие «взлеты» количества озона, а также большая изменчивость его в конце зимы и весной и низкая ρ_3 и устойчивость ρ_3 — летом и осенью. О причинах этих изменений будет сказано в § 12—13, а также в § 140.

Заметим, что отдельные наблюдения указывают на наличие озона выше его главного слоя. Так, например, при подъеме спектрографа с дифракционной решеткой на рассвете 14 июня 1949 г. заметное поглощение ультрафиолетовой радиации озоном наблюдалось до 70 км, где концентрация O_3 была оценена в $6 \cdot 10^8$ молекул/см³. Возможно, что этот озон мезосферы существует главным образом в ночные часы.

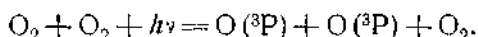
§ 12. Физические процессы, управляющие распределением озона в атмосфере. Фотохимические процессы

Приведенные выше данные наблюдений за озоном указывают, что его содержание зависит как от годовых изменений солнечной радиации, так и от гораздо более быстрых процессов — переноса O_3 воздушными течениями атмосферы. Рассмотрим вначале фотохимические процессы, определяющие образование озона в атмосфере.

Молекула озона состоит из трех атомов O. В случае трех атомов O^{16} они расположены по треугольнику, с углом при вершине $116^\circ 45'$ и со стороной 1,26 Å. Она может разлагаться на молекулу кислорода O_2 и дважды возбужденный атом кислорода O^{**} . Энергия, необходимая для этой диссоциации, равна 1,04 эв¹. Наоборот, для образования молекулы O_3 требуется наличие в атмосфере свободных атомов кислорода O. Последние могут образовываться при диссоциации молекулы O_2 , требующей энергии 5,09 эв. При поглощении кислородом кванта света с длиной волны в диапазоне 1220—1750 Å происходит реакция



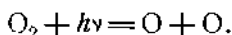
а при $\lambda \leq 2424$ Å, т. е. также в коротковолновой части ультрафиолетовой области, идет реакция



Кроме того, при поглощении волн длиной 1750—2010 Å может образовываться возбужденная молекула, которая, сталкиваясь с обычной молекулой O_2 , может распасться на два атома. В об-

¹ 1 электрон-вольт = 1 эв = $1,60207 \cdot 10^{-12}$ эрг. Кванту энергии в 1 эв соответствует длина волны 12,394 Å.

щем реакцию образования атомарного кислорода можно записать так:



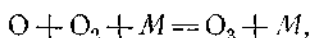
Число атомов кислорода dN_1 , образующихся в единице объема за время $d\tau$, равно

$$dN_1 = 2\varphi_2 J_2 d\tau, \quad (12.1)$$

где N_1 — число атомов O в 1 см³, φ_2 — квантовый выход — величина, показывающая, какая часть поглощенных квантов используется в данной реакции, J_2 — поглощенное в 1 см³ число квантов с $\lambda \leq 2424 \text{ \AA}$.

Квантовый выход φ_2 может меняться от 0,02 до 1, а J_2 определяется как коэффициентом поглощения O_2 , так и потоком энергии, дошедшей сквозь вышележащие слои до данного уровня. Ниже 30 км J_2 очень быстро убывает (на пять порядков до высоты 10 км) и образование атомов O и из них O_3 соответственно замедляется.

Образование озона возможно при тройном столкновении молекул



где M — молекула кислорода, азота или любая другая, могущая доставить нужную для образования молекулы O_3 энергию. Число таких тройных столкновений зависит от N_1 , от N_2 — числа молекул O_2 и от N_4 — числа частиц M :

$$dN_3 = k_2 N_1 N_2 N_4 d\tau, \quad (12.2)$$

где постоянная k_2 равна $0,61 \cdot 10^{-34}$ см⁶/сек. при $t = -50^\circ \text{C}$ и $0,89 \cdot 10^{-34}$ см⁶/сек. при $t = +50^\circ \text{C}$.

Как было сказано выше, озон поглощает ультрафиолетовую и видимую радиацию Солнца; при этом его молекула разлагается на молекулу O_2 и нормальный или возбужденный (до состояния 1D при $\lambda \leq 2655 \text{ \AA}$ и до состояния 1S при $\lambda \leq 2355 \text{ \AA}$) атом кислорода. В общем виде эти реакции можно записать так:



и соответственно

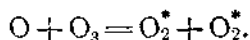
$$dN_3 = -J_3 \varphi_3 d\tau, \quad (12.3)$$

где J_3 — дошедшее до изучаемого объема и поглощенное в 1 см³ (т. е. пропорциональное коэффициенту поглощения озона α и концентрации молекул N_3) число квантов соответствующей длины волны, а φ_3 — константа выхода, пропорциональная вероятности описанных реакций, близкая к единице. В табл. 4 приведен коэффициент α для озона.

Таблица 4

$\lambda, \text{\AA}$	α	$\lambda, \text{\AA}$	α
2002	3,74	2604	128,0
2102	6,39	2702	89,1
2202	21,0	2802	43,6
2302	52,8	2902	15,5
2400	93,7	3002	4,59
2500	130,0	3107	1,13
		3200	0,38

Возможно также разрушение молекулы озона при столкновении ее с атомом кислорода



При этом процессе

$$dN_3 = -k_3 N_1 N_3 d\tau, \quad (12.4)$$

причем коэффициент k_3 равен $1,51 \cdot 10^{-16}$ см³/сек. при $t = -50^\circ \text{C}$ и $1,39 \cdot 10^{-14}$ см³/сек. при $t = 40^\circ \text{C}$, т. е. k_3 , в отличие от k_2 , очень сильно растет с ростом температуры. Из (12.1) — (12.4) имеем:

$$\left. \begin{aligned} dN_1 &= [2\varphi_2 J_2 + \varphi_3 J_3 - k_2 N_1 N_2 N_4 - k_3 N_1 N_3] d\tau, \\ dN_3 &= [-\varphi_3 J_3 + k_2 N_1 N_2 N_4 - k_3 N_1 N_3] d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (12.5)$$

В случае равновесия можно положить $dN_1 = dN_3 = 0$ и тогда легко найти, что

$$\left. \begin{aligned} N_3 &= \frac{k_2}{k_3} N_2 N_4 \frac{\varphi_2 J_2}{\varphi_2 J_2 + \varphi_3 J_3}, \\ N_1 &= \frac{\varphi_2 J_2 + \varphi_3 J_3}{k_2 N_2 N_4}. \end{aligned} \right\} \quad (12.5')$$

Поскольку $\varphi_3 J_3 \gg \varphi_2 J_2$, J_3 пропорционально N_2 и J_3 пропорционально N_3 , мы находим, что

$$N_3 = N_2^{3/2} \sqrt{\frac{\varphi_2}{\varphi_3} \frac{f_2}{f_3} k_s}, \quad (12.6)$$

здесь f_2 и f_3 — число квантов, поглощаемых соответственно молекулами O_2 и O_3 , $k = k_2/k_3$ — убывающее с ростом температуры отношение констант реакций (12.3) и (12.4), а

$$s = (N_2 + rN_3)/N_2,$$

где r — эффективность молекул азота, число которых равно $N_5/\text{см}^3$.

В выражении (12.6) множитель $N_2^{3/2}$ сильно убывает вверх, а k возрастает, так что в верхней части слоя озона выше 30 км

концентрация озона N_3 (пропорциональная его плотности ρ_3) убывает приблизительно параллельно плотности воздуха, как это и наблюдается в действительности. В нижней части слоя озона N_3 существенно убывает в зависимости от уже упомянутого резкого уменьшения вниз кислорододиссоциирующей радиации I_2 .

Так (12.6) удовлетворительно характеризует наблюдаемое среднее вертикальное распределение озона с максимумом около 23 км. Но рассчитанное по (12.6) изменение общего количества озона x в зависимости от широты и сезона существенно отличается и даже обратно наблюдаемому: близ экватора наблюдается минимум, тогда как теория предсказывает тут максимум; в годовом ходе по расчетам максимум должен везде приходиться на лето, в то время как он везде наблюдается в конце зимы или весной и т. д. Таким образом, теория фотохимического равновесия требует больших дополнений. Рассмотрим вначале случай, когда равновесия нет. Тогда второе уравнение (12.5) можно записать в виде

$$dN_3 = -(\beta N_3 + \delta) dt.$$

Его решение имеет вид

$$N_{30} - N_3 = Ae^{-\frac{t}{\tau^*}}, \quad (12.7)$$

где время полувосстановления; по Дютшу,

$$\tau^* = \frac{1}{\beta} = V \frac{2k_2sN_2}{k_{33}f_2f_3},$$

а N_{30} — равновесная концентрация O_3 .

Здесь β — константа релаксации, показывающая, как скоро со временем количество озона приближается к равновесному (табл. 5). Оно очень быстро возрастает вверх и несколько уменьшается с увеличением общего количества озона. Можно видеть,

Таблица 5

Время полувосстановления озона. По Х. Дютшу

Высота, км	Время в секундах			Время в днях	
	экватор 45° с. ш.			60° с. ш.	
	равноденствие	лето	зима	лето	зима
50	$3,1 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^3$	0,058	0,301
40	$1,6 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^4$	0,36	8,1
35	$7,5 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^5$	1,6	52
30	$4,6 \cdot 10^5$	$5,8 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^6$	8,3	434
25	$3,5 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^7$	53	1510
20	$5,1 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^8$	324	5890

что ниже 20 км время восстановления фотохимического равновесия озона измеряется годами, т. е. при переносе озона в другие широты или высоты в пределах этого слоя, продолжающемся несколько дней, озон можно считать консервативным, не зависящим от фотохимических превращений. На высотах более 35 км, наоборот, равновесие озона, перенесенного, например, в область с другими значениями солнечной радиации, восстанавливается уже через день, т. е. озон можно считать мало зависящим от движения и переноса. Это объясняет, почему

а) количество озона в верхнем слое, выше 30 км, в течение года меняется параллельно солнечной радиации и очень мало зависит от других атмосферных факторов;

б) в нижних слоях, ниже 20 км, озон изменчив так же, как движения атмосферы, максимум его наблюдается зимой в околополярных широтах.

Изложенная теория фотохимического равновесия озона является лишь приближенной. В последнее время Хессвельдт и Хант показали, что следует учитывать также и взаимодействие с молекулами водяного пара H_2O и ее «осколками» — OH , HO_2 и др., что несколько уменьшает время восстановления озона.

§ 13. Перенос озона

Чтобы изучить параллельно с фотохимическими процессами перенос (и диффузию) озона в атмосфере, напишем для плотности ρ_3 уравнение диффузии с учетом конвекционных членов и члена β ($\rho_{03} - \rho_3$), характеризующего процесс приближения к состоянию фотохимического равновесия. Если скорость потока воздуха имеет по осям x, y, z составляющие u, v и w , а коэффициент диффузии равен D , то уравнение диффузии запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_3 u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho_3 v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho_3 w)}{\partial z} = \\ = D \left[\frac{\partial^2 \rho_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho_3}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho_3}{\partial z^2} \right] + \beta (\rho_{03} - \rho_3). \end{aligned} \quad (13.1)$$

Подставляя $\rho_3 = r_3 \rho$ и учитывая уравнение непрерывности для воздуха (см. (12.1.3)), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial r_3}{\partial t} + u \frac{\partial r_3}{\partial x} + v \frac{\partial r_3}{\partial y} + w \frac{\partial r_3}{\partial z} = \\ = D \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} r_3 + \frac{2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial r_3}{\partial x} + \frac{\partial^2 r_3}{\partial x^2} + \dots \right] + \\ + \beta (r_{03} - r_3). \end{aligned} \quad (13.2)$$

Ряд решений, аналитических и численных, уравнения (13.2) для различных форм движений атмосферы дали В. М. Березин и Ю. А. Шафрин и В. И. Бекарюков [6, 10].

Они нашли, что эффект диффузии очень незначителен (его вклад в изменения x не более 0,002 см за 24 часа) и ограничивается самыми нижними частями слоя озона. Наиболее важны изменения r_3 и ρ_3 , зависящие от вертикальных движений.

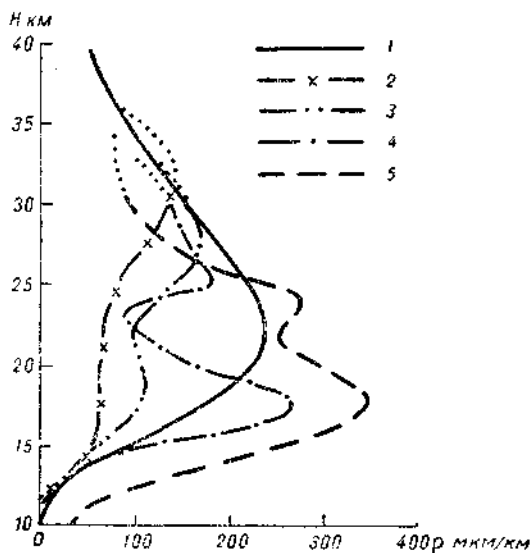


Рис. 12. Теоретическое вертикальное распределение озона при учете меридиональной циркуляции в широтном поясе 35—70°.

1 — фотохимическое равновесие, 2 — при $\phi=20^\circ$, 3 — при $\phi=30^\circ$, 4 — при $\phi=40^\circ$, 5 — при $\phi=50^\circ$ (равновесие с учетом циркуляции). По В. И. Бекарюкову.

Бекарюков изучил влияние на озон модели меридиональной циркуляции в стратосфере между 20 и 70° с. ш. в отсутствии диффузии, с общим восходящим движением в тропической зоне и нисходящим — в полярной, со скоростью около 2 см/сек. Поток со скоростью около 3 м/сек. направлен с севера на юг на высоте 10 км и около 3,4 м/сек. — с юга к полюсу на высоте 40 км. Такая циркуляция типична для холодного полугодия (ноябрь—апрель).

На рис. 12 представлено установившееся вертикальное распределение плотности озона ρ_3 на разных широтах. В тропической зоне восходящий поток уносит озон из нижней стратосферы вверх, где фотохимические процессы быстро (здесь β велико, см. табл. 5) разрушают избыток O_3 . Максимум кривой ρ_3 (или r_3) приподнимается при этом выше 26 км и ρ_3 уменьшается до

100 мк/км, как это в несколько более слабой степени (см. § 11) наблюдается в природе. Так объясняется явление озонного экватора, связанного с областью теплого поднимающегося воздуха. Вторичный нижний небольшой максимум, предсказываемый теорией на высоте 15—16 км, «падает» в высокую тропическую тропосферу и разрушается, так что в природе он отсутствует. Общее количество озона x падает до 0,22 см на широте 25°.

В полярной области озон из верхней части слоя озона опускается в нижнюю стратосферу, где сохраняется долго, так как фотохимические процессы тут очень медленно (β мало) приближают p_3 к состоянию равновесия. В верхней же части слоя озон быстро восстанавливается. В результате общее его количество должно резко увеличиваться — до 0,52 см на широте 65°. Одновременно максимум кривой вертикального распределения опускается. Этот низкий устойчивый максимум увлекается отсюда к югу в умеренные широты, где из-за этого должно часто наблюдаться распределение с двумя вершинами — на 24—26 км и 17—18 км. Примеры подобных кривых см. на рис. 10.

Так объясняется обратное по сравнению с простым фотохимическим равновесием широтное распределение x зимой и весной. Именно в этот сезон преобладает положенный в основу расчетов тип циркуляции. Наблюдаемое летнее распределение озона по широтам, гораздо более ровное и с меньшими значениями x , по сравнению с данными фотохимической теории, еще требует объяснения.

В. И. Бекарюков изучил также влияние на озон длинных волн (см. § 154), в которых общий западный поток, имеющий линейную скорость b , отклоняется то к северу (гребень повышенного давления у поверхности земли), то к югу (ложбина). Заметим, что на западной стороне ложбин имеют место нисходящие движения (опускание воздуха примерно на 1 км в принятой модели волны), на западной стороне гребней — нисходящие. Расчет показывает, что при этом в ложбине при северо-западном потоке накапливается озон (x увеличивается примерно на 20%), а в гребне при юго-западном потоке x уменьшается на 6—7%. В целом образование волн увеличивает содержание озона во всей зоне, охваченной ими.

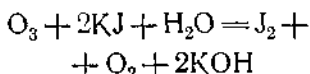
Эффект длинных волн нарастает с увеличением параметра $v = a/nb$, где n — волновое число, a — характерная меридиональная скорость. Это значит, что ослабление зонального западно-восточного потока (увеличение v) способствует большему росту x в южной части зоны волн, а усиление его уменьшает здесь x , как бы создавая «барьер» для переноса озона с севера. Такое явление описал по данным МГГ Г. И. Кузнецов (см. § 10), и изложенная теоретическая модель качественно его объясняет. Эффект волн усиливается также и при наличии градиента x , направленного на юг, который наблюдается, например, зимой и весной.

Тогда потоки к югу и к северу должны вызывать соответственно сильные нарастания и убывания озона.

Приведенные расчеты относятся лишь к некоторым схемам циркуляции атмосферы, эффекты действительных, более сложных движений атмосферы еще следует изучить.

§ 14. Тропосферный озон

В тропосфере наряду с методом озono-зондов применялся также и химический метод измерения озона (с земли или с самолета), основанный на окислении озоном иодистого калия КJ в растворе по реакции



и на определении оставшегося КJ в растворе. В 1960 г. А. С. Бритаев при наблюдениях с самолета обнаружил до высоты 6—7 км большую изменчивость O_3 по вертикали и по горизонтали. Связи с облачностью при этом не наметилось, но обнаружилось возрастание O_3 над слоями температурных инверсий, т. е. над слоями, «запирающими» вертикальное перемешивание воздуха.

В США с помощью озono-зондов получено в общем довольно гладкое распределение O_3 в тропосфере по высоте. На рис. 13 представлено среднее распределение r_3 по данным 20 зондирований в Бедфорде

(США) зимой 1962-63 г. Прослеживая кривую r_3 сверху вниз, мы видим резкое уменьшение концентрации озона сразу под тропопаузой (средняя высота последней была 9,3 км), где, очевидно, O_3 интенсивно разрушается (имеется «сток» озона). Далее вниз r_3 уменьшается постепенно с высоты 9 км до 2,2 км. Здесь перемешивание атмосферы должно переносить O_3 постепенно вниз. Наконец, в слое 2,2—0 км содержание озона еще резко убывает, что указывает на интенсивное разрушение здесь притекающего сверху озона, вероятно, расходующегося на окисление пыли, органических частиц и пр. Этот приземный сток озона выражен еще яснее в тропической зоне.

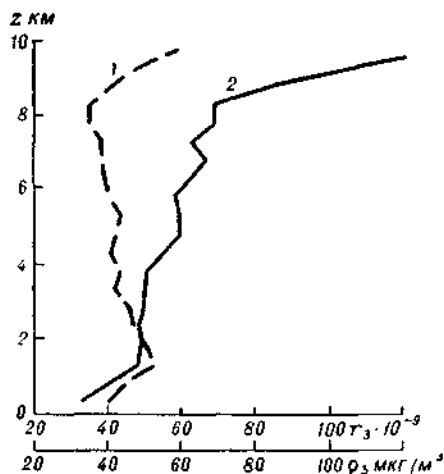


Рис. 13. Среднее распределение плотности озона r_3 (1) и концентрации озона r_3 (2) в тропосфере над Бедфордом (США) зимой 1962-63 г. Среднее из 20 подъемов озono-зондов.

Судьба озона в приземном слое атмосферы очень сложна и мало изучена. А. С. Бритаев [17, 18] показал, что в районе Москвы количество O_3 заметно связано с количеством озона в стратосфере x и с нисходящими потоками на высоте 1,5—3,0 км, подтвердив, что приземный озон пополняется за счет притока его из стратосферы.

Наблюдения А. Васси во время МГГ в 1957—1959 гг. показали, что содержание озона в приземном слое может меняться исключительно сильно и быстро, в Валь-Жуайе (Франция) от 0 до 170 мкг/м³, на Земле Адели (Антарктика) — от 0 до 130 мкг/м³ (средние суточные колебания достигают 80 мкг/м³). Вероятно, эти колебания связаны с погодой (хотя связи эти еще не изучены) и с крупномасштабными движениями в тропосфере и стратосфере. В табл. 6 приведены вычисленные по данным А. Васси средние месячные значения p_3 в упомянутых двух пунктах. В Антарктике приземный воздух сравнительно богат озоном, особенно весной, когда и в стратосфере количество озона возрастает. Вторичный зимний максимум в июне, типичный для антарктической стратосферы, появляется параллельно и в тропосфере. Эту связь легко объяснить либо сильным перемешиванием воздуха в стратосфере и тропосфере (Земля Адели — область наиболее сильных ветров на Земле), либо мощным опусканием холодного воздуха из стратосферы, особенно сильным в зимнее время.

Таблица 6

Средняя месячная плотность приземного озона p мкг/м³

Пункт	I	II	III	IV	V	VI
Валь-Жуайе	7,6	7,5	13,2	12,7	12,8	18,2
Земля Адели (Дюмон-Дюрвиль)	—	14,6	12,2	6,8	6,4	20,1
Пункт	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Валь-Жуайе	10,1	16,7	6,5	6,7	7,6	9,9
Земля Адели (Дюмон-Дюрвиль)	11,3	16,7	34,7	46,5	31,3	27,8

В Валь-Жуайе содержание озона в приземном слое, как и в стратосфере, возрастает зимой и весной, что указывает на связь обеих областей атмосферы; у поверхности земли, однако, появляется летний максимум p_3 , отсутствующий наверху и связанный, может быть, с сильной летней конвекцией.

Мы очень мало знаем о природе «стока» (разрушения) O_3 в приземном слое, хотя малые значения ρ_3 в тропиках и большие в Антарктике подсказывают, что над снежной поверхностью в Антарктике разрушение идет медленнее, чем в тропической зоне.

В промышленных районах, где воздух загрязнен различными химическими примесями: дымом, выхлопными газами и пр., вероятно, происходит усиленное разрушение O_3 . Так, например, в Париже в центре города в настоящее время озон в приземном слое полностью отсутствует, хотя еще в 1952 г., когда автомобильного транспорта было меньше, следы O_3 там наблюдались. В Валь-Жуайе, расположенном к западу от Парижа, ρ_3 уменьшилось в 1954—1960 гг. с 22,7 до 4,4 мкг/м³. Этот эффект, однако, охватывает лишь нижний слой, ибо уже на уровне первого этажа Эйфелевой башни ($h=57$ м) ρ_3 возрастает до 36 мкг/м³. Наоборот, в Лос-Анжелосе было отмечено существенное увеличение ρ_3 в приземном слое, особенно днем. Озон, по-видимому, может образовываться там при фотохимическом окислении некоторых углеводородов двуокисью азота в выхлопных газах автомобилей.

В. Д. Решетов в 1959 г. предположил, что реакция $O_2 + O = O_3$ может происходить на поверхности влажных частиц аэрозоля и озон может выделяться затем в воздух при высыхании этих частиц.

Глава III

АТМОСФЕРНАЯ ПЫЛЬ

§ 15. Общие сведения

Частицы различных твердых и жидких веществ, взвешенных в воздухе, можно рассматривать как коллоидальный раствор веществ, находящихся в весьма мелкораздробленном состоянии. В этой главе изучается лишь твердая составная часть аэрозоля — пыль (о ядрах конденсации и каплях воды см. в гл. XIV—XV).

Пыль может быть очень вредна для здоровья человека, вдыхающего ее вместе с воздухом. Она ослабляет солнечный свет и сокращает день; так, например, в Норильске промышленная запыленность сокращает приход солнечной радиации на 37% (ультрафиолетовой ее доли — даже на 46%) и продолжительность солнечного сияния на 2 месяца в год. При пыльных бурях ветер уносит в виде пыли частицы верхнего плодородного слоя почвы (производит эрозию почвы) и отлагает их в других местах, нередко засыпая сады и посевы, нанося, таким образом, большой убыток сельскому хозяйству. В нижних слоях атмосферы пыль

способствует поглощению солнечной энергии и повышению температуры воздуха, усиливая эффекты засухи и суховея. Она оказывает влияние и на атмосферно-оптические явления.

Твердые частицы — пылинки — в атмосфере могут иметь разное происхождение.

1. Космическая пыль — микрометеориты и пылинки, проникающие в атмосферу из межпланетного пространства, частицы,

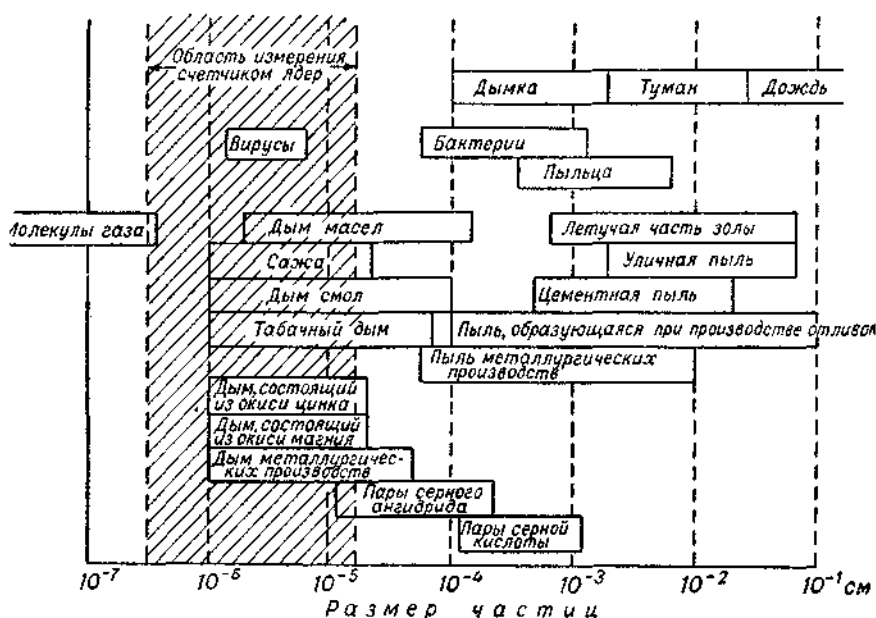


Рис. 14. Размеры частиц аэрозоля различного происхождения в атмосфере. По Эфенбергеру.

на которые распадаются в атмосфере испаряющиеся более крупные метеориты.

2. Частицы почвы и выветривающихся горных пород, а также пыль, попадающая в атмосферу при извержениях вулканов.

3. Частицы дыма и сажи, образующиеся в топках и печах промышленных предприятий, при лесных и торфяных пожарах и т. д. Дым этот может иметь разнообразные химические примеси.

4. Микроорганизмы, споры грибов, пыльца растений и органические частицы из почвы.

Концентрация пылинок обычно измеряется числом их в 1 см^3 . Реже определяется их общая масса в 1 см^3 .

Размеры пылинок и их концентрация могут быть так же разнообразны, как их происхождение (рис. 14). Космические пы-

линки имеют диаметр порядка 0,2 мкм, а микрометеориты — не более 8 мкм. Частицы вулканической пыли, выброшенные, например, при извержении Кракатау в 1883 г., имели диаметр около 1,8 мкм. Обычные пылинки в свободной атмосфере имеют диаметр до 20 мкм, но на высотах до 1—2 км преобладают пылинки диаметром 0,7—2,0 мкм, а зимой даже 0,2—0,5 мкм. В нижних слоях атмосферы пылинки, поднятые сильным ветром, могут достигать 1 мм в диаметре.

Пыль с поверхности земли заносится в атмосферу беспорядочными турбулентными движениями воздуха. Уже небольшой ветер заметно увеличивает запыленность, которая быстро растет с усилением ветра. Она особенно увеличивается, если почва лишена растительности, сухая и частицы ее легко измельчаются. Условия для большой запыленности очень благоприятны в степях и пустынях, в особенности, например, при вторжении холодного фронта (см. гл. XX), сопровождающемся характерным резким усилением ветра. Тогда возникает (если скорость ветра превышает 10—12 м/сек.) настоящая *пыльная* или *песчаная буря*, при которой поднимаются и движутся высокой темной стеной столбы пыли или даже песка. Так, например, при штормовом ветре, называемом на юге Средней Азии *афганцем*, облака пыли поднимаются выше 3,5 км. Они столь густы, что дальность горизонтальной видимости уменьшается до 50—100 м, а после окончания *афганца* она может снова увеличиться до 60 км и более.

Очень сильные пыльные бури, принесшие громадные убытки сельскому хозяйству, наблюдались не раз, например, на Украине. Так, во время «черной бури» на Украине 26—27 апреля 1928 г., описанной А. В. Вознесенским, ветер поднял более 15 млн. т черноземной пыли с площади около 10^6 км². Сильные пыльные бури свирепствовали между 18 марта и 18 апреля 1960 г. на юге Украины и на Северном Кавказе, причем скорость ветра достигала местами 27—29 м/сек. с порывами до 34 м/сек. Вместе с низкой влажностью пришедшего с юго-востока воздуха они вызвали быстрое иссушение, а затем и выдувание почвы: из-под озных посевов почва местами выдувалась, а местами не только посевы, но и лесные полосы высотой в 2—3 м засыпались принесенной пылью, пыль распространилась на запад до Польши и Румынии. В воздухе на Украине ее было так много, что дальность видимости уменьшалась до 300—500 м. Солнце просвечивало сквозь мутный воздух в виде бледного диска, автомобили даже днем включали фары. Дожди, выпавшие в Киевской области 9 апреля, содержали до 8,6 кг/м³ твердых частиц, а общее количество выпавших таким образом «твердых осадков» достигало 75—80 кг/га [13].

Концентрация пыли в нижних слоях атмосферы может быть весьма различна. Очень много пыли, частиц сажи и дыма имеется в атмосфере больших городов. В безветренную погоду над

городом можно видеть «шапку» мглистого воздуха мощностью во много сотен метров. В воздухе Лондона, например, наблюдалось до 20 000 пылинок в 1 см^3 . Концентрация пыли в Берлине — в среднем $5 \cdot 10^{-3} \text{ г/м}^3$, в других европейских городах она колеблется от 0,002 до 0,025 г/м^3 . Эта последняя цифра относится к промышленной западной части Харькова. В Англии домашние и промышленные топки выбрасывают в воздух за год около $3 \cdot 10^6 \text{ т}$ дыма. В городах осаждается на землю значительное количество сажи и пыли: до 548 т/км^2 за год в Балтиморе (США), до 290 т/км^2 в Ленинграде, до 1570 т/км^2 — в западной части Харькова.

Вне города запыленность воздуха значительно уменьшается, например, в лесу до 10 пылинок в 1 см^3 и меньше [129].

С подъемом вверх как в свободной атмосфере, так и в горах количество пыли в воздухе быстро уменьшается. Так, по наблюдениям Регера и Зидентопфа, в Средней Европе, средняя концентрация пылинок зимой убывала от 98 см^{-3} у поверхности земли до 6,3 см^{-3} на высоте 1 км и 0,5 см^{-3} на высоте 2 км и соответственно от 19,5 до 7,1 и 4,0 см^{-3} летом [129].

Как правило, зимой запыленность у земли больше, но распространяется менее высоко, а летом у поверхности земли концентрация пыли мала и запыленность «размывается» на мощный слой атмосферы. Особенно чист воздух в горных странах, где обширные леса и снежные поля занимают большую часть их площади. Здесь воздух столь чист от обычной пыли, что на снежных полях можно наблюдать иногда выпадение космической пыли или вулканической — при извержениях вулканов. Так, например, пыль, выброшенная вулканом Катман на Аляске в 1912 г., обнаруживается там сейчас в глубоких слоях ледников, покрытых в последующие годы снова более чистым снегом и фирном.

В свободной атмосфере пыль или мгла скопляется иногда целыми горизонтальными слоями, видимыми невооруженным глазом, например, с самолета. Такие слои синевато-серого цвета возникают под задерживающими слоями, например, под инверсиями (см. гл. XI) или тропопаузой.

Над морями запыленность воздуха, конечно, невелика. Воздушные потоки, приходящие в Европу с арктических морей, содержат всего 1—4 пылинки на 1 см^3 .

О космической пыли, попадающей в атмосферу Земли, известно сравнительно мало. В межпланетном пространстве ее плотность порядка 10^{-26} г/см^3 . Носовые части ракет, взлетающих на большие высоты, всегда носили потом следы ударов «микрометеоритов» радиусом от 2 мкм и более, с которыми встречалась ракета. Так, например, ракета V-2, поднимавшаяся 8 декабря 1949 г., на высотах между 40 и 140 км в течение 144 сек. встретила 66 таких микрометеоритов. А. Е. Микиров [97], измеряя яркость сумеречного неба на высотах до 100 км с помощью ракеты,

показал, что рассеяние света на высотах 85—103 км иногда значительно больше, чем если бы атмосфера состояла только из молекул газов, и что концентрация аэрозоля в северных широтах достигает максимума ($4,8 \cdot 10^{-16}$ г/см³) на высоте около 92 км, а в средних широтах ($8 \cdot 10^{-16}$ г/см³) на высоте около 85 км, примерно там, где наблюдаются серебристые облака (см. гл. XV). Концентрация аэрозоля на этих высотах, по А. Е. Микирову, на много порядков выше, чем в мировом пространстве.

Иногда приток космической пыли в атмосферу существенно увеличивается. Как показал Н. Н. Калитин, ежегодно в августе

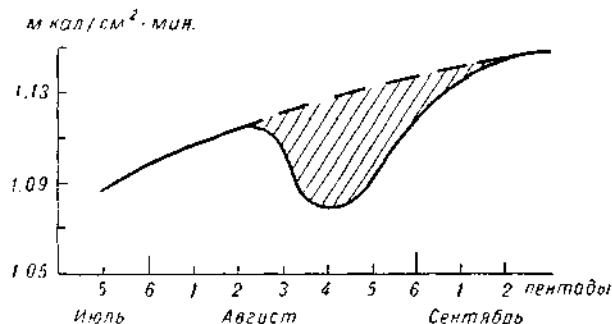


Рис. 15. Ослабление радиации Солнца метеорной пылью (метеорный поток Персеид), ежегодно наблюдаемое в августе. По Н. Н. Калитину.

Заштрихованная площадь характеризует поглощенное пылью количество радиации.

(сильнее всего в четвертой пентаде) земная атмосфера очень сильно замутняется и солнечная радиация заметно ослабевает (рис. 15). Он предположил, что Земля попадает в это время в *облако космической пыли*, обращающееся вокруг Солнца вместе с метеорным потоком Персеид, дающим в августе много ярких падающих звезд. Автор обнаружил такой же эффект у метеорного потока Лирид в конце апреля.

По приближенной оценке, на поверхность Земли выпадает за год около 10^7 т космической пыли. Это соответствует наличию в столбе атмосферы сечением 1 см² 10^3 — 10^4 пылинок космического происхождения. Они составляют ничтожную долю общего содержания пыли (порядка 10^7 — $2 \cdot 10^7$ пылинок в таком столбе.)

Интересно, что отложения, образующиеся очень медленно на дне глубоководных частей океанов, вдали от берегов (0,5—5,0 мм в тысячу лет), содержат также довольно значительную долю космической пыли. Она обнаруживается по наличию никеля (от 0,005 до 0,09%) в их составе. Никель, как известно, всегда примешан к метеорному железу.

§ 16. Падение пылинок

Известно, что по закону Стокса сила сопротивления вязкой жидкости или газа движению шара радиусом r равна

$$F = 6\pi r \eta v, \quad (16.1)$$

где η — коэффициент вязкости жидкости, v — скорость движения шара относительно нее. Если η достаточно велико или шар мал, то под действием силы тяжести шар быстро приобретает установившуюся скорость свободного падения. Приравнявая силу F весу шара $\frac{4}{3}\pi r^3(\delta - \rho)g$, где δ — плотность вещества шара и ρ — плотность воздуха, находим v

$$v = \frac{2gr^2(\delta - \rho)}{9\eta} = c_0 r^2, \quad (16.2)$$

обозначая $c_0 = 2g(\delta - \rho)/9\eta$.

По отношению к достаточно малым пылинкам с радиусом меньше 100 мкм, можно считать воздух вязкой жидкостью и пользоваться формулой (16.2). В этом случае $\eta = 1,7894(1 + 0,00288t)10^{-4}$ г/см·сек.

Для шариков с плотностью $\delta = 1$ при 0°C $c_0 = 1,252 \times 10^6$ (см·сек.)⁻¹. Поскольку при обычных давлениях η не зависит от p , скорость падения частиц не зависит, например, в тропосфере от высоты над поверхностью земли.

Если же воздух очень разреженный, или падающая частица очень мала, то она будет как бы «проскальзывать» между молекулами воздуха. Точнее говоря, столкновения частицы с молекулами будут столь редкими, что она успеет в промежутке между столкновениями набрать большую скорость. Если ее радиус сравним с длиной свободного пробега молекулы газа l (для кислорода и азота при нормальном давлении $l \approx 6,37 \cdot 10^{-8}$ см), то скорость падения частицы (или капли воды) может быть вычислена по формуле Кеннингема

$$v' = c_0 r^2 \left[1 + \frac{1,63 \frac{l}{r}}{1 + f} \right] = c_0 r^2 \xi^2, \quad (16.3)$$

где f — доля молекул, адсорбирующихся при столкновении с частицей и испаряющихся затем с ее поверхности диффузно, т. е. в разных направлениях ($f \approx 0,9$). Очевидно, что $v' > v$, и это различие, как и скорость v' , будет сильно возрастать в верхней атмосфере. Так, например, при $\delta = 1$ $l > r$ выше 20 км и там v' уже не постоянно, а возрастает обратно пропорционально плотности воздуха. В этих слоях, следовательно, движение падающих пылинок замедляется с ростом плотности атмосферы, в которую они попадают.

В табл. 7 приведены величины множителя ξ и значений v и v' для $\delta=1$ и атмосферы нормальной плотности.

Таблица 7

Скорости падения шариков с $\delta=1$ различного диаметра с учетом (v) и без учета (v') «скольжения» между молекулами воздуха

Диаметр частицы, мкм	ξ	v см/сек.	v' см/сек.
0,02	11,154	$1,25 \cdot 10^{-6}$	$1,40 \cdot 10^{-5}$
0,04	5,106	$5,01 \cdot 10^{-6}$	$3,06 \cdot 10^{-5}$
0,10	2,894	$3,13 \cdot 10^{-5}$	$9,06 \cdot 10^{-5}$
0,20	1,884	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$2,35 \cdot 10^{-4}$
0,40	1,422	$5,01 \cdot 10^{-4}$	$7,12 \cdot 10^{-4}$
1,0	1,164	$3,13 \cdot 10^{-3}$	$3,64 \cdot 10^{-3}$
2,0	1,082	$1,25 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$
4,0	1,042	$5,01 \cdot 10^{-2}$	$5,22 \cdot 10^{-2}$
10,0	1,016	0,313	0,318
20,0	1,008	1,25	1,26

Например, шарик диаметром 0,4 мкм затратит на падение в совершенно спокойном воздухе с высоты 100 м около 4000 час. Это значит, что совсем незначительные движения воздуха могут поддерживать такие пылинки в плавающем, взвешенном состоянии.

В разреженной верхней атмосфере, где l велико (например, на высоте 40 км $l=18$ мкм), будет происходить скольжение и скорость падения будет возрастать примерно обратно пропорционально плотности воздуха даже у сравнительно крупных пылинок.

Это значит, что в слое толщиной Δz пылинки находятся время, пропорциональное его плотности, т. е. концентрация частиц, выпадающих сверху (например, метеорной пыли), в расчете на 1 г воздуха будет на всех высотах почти одинакова.

Формулы (16.2) или (16.3) будут не вполне точны для пылинок неправильной формы. В дальнейшем под радиусом такой пылинки мы будем подразумевать радиус такого шарика, который имеет равную с пылинкой скорость свободного падения.

§ 17. Турбулентность воздуха и ее значение для распределения пылинок

Рассмотрим влияние перемешивания атмосферы на распределение в ней крупных и мелких пылинок.

Предположим, что в воздухе имеется какая-либо примесь, среднюю концентрацию которой, т. е. среднее количество

примеси в 1 г воздуха, мы обозначим через q . В частности, такой примесью может быть и пыль. Далее, будем считать, что средняя концентрация есть функция высоты z , которую можно представить в виде ряда

$$q = q_0 + q'z + q''z^2 + \dots \quad (17.1)$$

Рассмотрим теперь влияние перемешивания атмосферы на перенос примеси q . Перемешивание это может быть вызвано различными причинами: тепловой конвекцией, вихрями, образующимися у больших и малых неровностей земной поверхности и, наконец, неоднородностью потока ветра. В общем потоке ветра возникают беспорядочные, то сильные, то слабые токи воздуха, незначительные вихри, небольшие массы воздуха («турбулентные тела»), которые зарождаются, движутся некоторое время самостоятельно и затем вновь распадаются и смешиваются с окружающим воздухом.

Исследуем вертикальные слагающие этих беспорядочных турбулентных движений. Предположим (это очень существенно), что наличие примеси не влияет на процесс турбулентности. Выберем горизонтальную площадку f см² на уровне $z=0$. За время t через нее пройдет большое число воздушных «турбулентных тел» с массами $m_1, m_2, \dots$, которые перед этим зародились на уровнях $z_1, z_2, \dots$ и имеют концентрации $q_1, q_2, \dots$, соответствующие этим уровням. Поток примеси Q_+ снизу вверх будет равен

$$Q_+ = \sum_{+} m_i q_i = q_0 \sum_{+} m_i + q' \sum_{+} m_i z_i + q'' \sum_{+} m_i z_i^2 + \dots,$$

где $\sum_{+}$ обозначает суммирование по массам, движущимся вверх.

Аналогично поток примеси вниз будет равен

$$Q_- = \sum_{-} m_i q_i = q_0 \sum_{-} m_i + q' \sum_{-} m_i z_i + q'' \sum_{-} m_i z_i^2 + \dots$$

и результирующий поток вверх

$$Q = q_0 \left(\sum_{+} m_i - \sum_{-} m_i \right) + q' \left(\sum_{+} m_i z_i - \sum_{-} m_i z_i \right) + q'' \left(\sum_{+} m_i z_i^2 - \sum_{-} m_i z_i^2 \right). \quad (17.2)$$

Предполагая, что в атмосфере в среднем нет общего вертикального движения воздуха, можно заключить, что $\sum_{+} m_i - \sum_{-} m_i = 0$. Кроме того, можно считать, что перемешивание изо-

тропно, т. е. движения масс вверх и вниз на одинаковые отрезки z_i равновероятны. Тогда $\sum_+ m_i z_i^2 - \sum_- m_i z_i^2 = 0$. Обозначая через R абсолютную величину расстояния, с которого пришла масса m_i , заметим, что в сумме $\sum_+$ все $z_i < 0$ и наоборот. Окончательно поток примеси через площадку 1 см^2 на уровне $z=0$ в 1 сек. будет равен

$$Q = -q' \frac{\sum mR}{ft} = -A \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (17.3)$$

где $A = \frac{\sum mR}{ft}$ — так называемый коэффициент перемешивания, имеющий размерность $\text{г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Очевидно, поток через площадку 1 см^2 в секунду на уровне $z + dz$ будет равен

$$Q + dQ = -A \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial q}{\partial z} \right) dz. \quad (17.3a)$$

Вычитая (17.3a) из (17.3) и деля dQ (возрастание количества примеси в слое dz) на массу воздуха в слое ρdz , получим изменение концентрации в слое в единицу времени

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{A}{\rho} \frac{\partial q}{\partial z} \right) \quad (17.4)$$

или, если A/ρ не зависит от координаты z ,

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2}. \quad (17.4a)$$

Это — так называемое уравнение перемешивания, описывающее перенос любой примеси (пыли, какого-либо газа) в турбулентной атмосфере. Оно аналогично уравнению теплопроводности, если в последнем заменить температуропроводность a^2 на A/ρ .

Коэффициент перемешивания A в атмосфере возрастает от очень малых величин у поверхности почвы до 50—100 $\text{г/см} \cdot \text{сек}$. на высоте 30—40 м; выше — медленно убывает. В очень неустойчивых воздушных потоках A может достигать значений 200—300 $\text{г/см} \cdot \text{сек}$. и изредка — еще больших.

В соответствии с (17.3) перенос пылинок также может быть изучен, если известно A и если считать, что пыль не влияет на температуру и вязкость воздуха. При таком исследовании надо помнить, что пылинки под действием силы тяжести падают вниз с некоторой скоростью u .

§ 18. Теоретические соображения о распределении пыли в атмосфере

Рассмотрим влияние перемешивания атмосферы на распределение в ней крупных и мелких пылинок.

Под действием тяжести пылинки падают вниз со скоростью v . За 1 сек. через 1 см^2 горизонтальной плоскости проходят пылинки из вертикального столба воздуха высотой v см. В этом столбе, очевидно, заключено qv граммов воздуха и если обозначить через q число пылинок в 1 г воздуха, то в столбе будет qrv пылинок. Общий поток пыли вверх равен, следовательно,

$$Q = -A \frac{\partial q}{\partial z} - qrv. \quad (18.1)$$

Если в атмосфере установилось равновесное распределение пыли, то $Q=0$, и легко найти, что тогда

$$q = q_0 e^{-\frac{rv}{A}z}. \quad (18.2)$$

Полагая, что при слабом ветре $A=5$ и что $\rho=1,3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, найдем, как будет убывать с высотой число мелких пылинок радиусом 0,2 мкм и число пылинок более крупных, радиусом 1,5 мкм. Результаты сведены в табл. 8.

Таблица 8
Убывание с высотой относительного
числа пылинок разного диаметра

Высота км	q/q_0	
	$r = 1,5 \text{ мкм}$	$r = 0,2 \text{ мкм}$
0	1	1
1	0,460	0,982
2	0,212	0,964
3	0,097	0,946
4	0,045	0,929

Число более крупных пылинок при сделанных предположениях заметно убывает с высотой, приблизительно так, как это следует, например, из упоминавшихся нами наблюдений И. И. Гайворонского; рассчитанное же число мелких пылинок почти не убывает с высотой, и, следовательно, изложенная здесь теория сильно расходится с результатами наблюдений. Причиной этого является вымывание пылинок дождем и коагуляция мелких пылинок друг с другом (см. § 89).

Рассмотрим поток воздуха, проходящий над различными участками земной поверхности — над полем, лесом, городом, дающими различное количество пыли. Напишем основное уравнение перемешивания. Изменение количества пылинок в объеме с горизонтальным сечением 1 см^2 и высотой dz за время dt равно разности потоков пыли сквозь нижнее и верхнее основания объема

$$dQ = - \frac{\partial}{\partial z} \left[-A \frac{\partial q}{\partial z} - qrv \right] dz dt. \quad (18.3)$$

Деля dQ на массу воздуха, содержащуюся в указанном объеме и равную ρdz , находим изменение концентрации

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + v \frac{\partial q}{\partial z}. \quad (18.4)$$

Будем считать, что поток с поля, где воздух чист, q у земли мало и равно q_0 , проходит со скоростью v' над городом, где у земли q велико и равно q_1 , за время t_1 путь $v't_1$ и далее снова течет над полем, где $q=q_0$. Краевые условия уравнения (18.4), следовательно, формулируются так: при $t < 0$ везде $q=q_0$, при $z=0$ и при $0 < t < t_1$ $q=q_1$ и далее снова $q=q_0$ (пылинки, оседающие на поле, прилипают к влажной траве и не поднимаются в воздух).

Пренебрежем перемешиванием в горизонтальном направлении, т. е. предположим, что в потоке воздуха горизонтальные градиенты содержания пыли гораздо меньше вертикальных (если бы они были величинами одного порядка, то в уравнении (18.4) появились бы еще члены вида $\frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$). Заменой переменных

$$q = q_0 + q^* e^{-\frac{v' p z}{2A} - \frac{v^2 p t}{4A}}$$

уравнение (18.4) приводится к следующему виду:

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} = \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 q^*}{\partial z^2} \quad (18.5)$$

при условии, что

$$\left. \begin{aligned} &\text{при } z=0 \text{ и } 0 < t < t_1 \\ &q^* = (q_1 - q_0) e^{-\frac{v^2 p t}{4A}}, \\ &\text{а при } t < 0 \text{ и } t > t_1 \\ &q^* = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18.6)$$

Предположим, что скорость потока $v' = 5$ м/сек. $= 500$ см/сек., что путь над городом занимает время $t_1 = 2000$ сек. и что для крупных пылинок диаметром 2 мкм $v = 1,35 \cdot 10^{-2}$ см/сек. Тогда $\frac{v^2 p t}{4A} \leq 2,4 \cdot 10^{-5}$ множитель $e^{-\frac{v^2 p t}{4A}} \approx 1$ и можно заменить без погрешности первое краевое

условие (18.6) условием $q^* = q_1 - q_0$. Решение (18.5) тогда запишется так:

при $0 < t < t_1$

$$q^* = (q_1 - q_0) \left[1 - \psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{At}{\rho}}} \right) \right],$$

при $t > t_1$

$$q^* = (q_1 - q_0) \left[\psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{A(t-t_1)}{\rho}}} \right) - \psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{At}{\rho}}} \right) \right],$$

где $\psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{A(t-t_1)}{\rho}}} \right)$ — интеграл ошибок

$$\left(\psi(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha e^{-x^2} dx \right),$$

и окончательно:

$$\left. \begin{aligned} &\text{при } 0 < t < t_1 \\ &q = (q_1 - q_0) \left[1 - \psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{At}{\rho}}} \right) \right] e^{-\frac{v_p z}{2A} - \frac{v_p^2 t}{4A}} + q_0, \\ &\text{при } t > t_1 \\ &q = (q_1 - q_0) \left[\psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{A(t-t_1)}{\rho}}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \psi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{At}{\rho}}} \right) \right] e^{-\frac{v_p z}{2A} - \frac{v_p^2 t}{4A}} + q_0, \end{aligned} \right\} \quad (18.7)$$

На рис. 16 представлено изменение содержания пыли в описываемом потоке на высотах 80, 160 и 400 м. Из рисунка видно, что влияние сравнительно малого запыленного участка распространяется на небольшое расстояние вверх и на гораздо большее расстояние по горизонтали. Есть указания, что влияние городской пыли, сажи и дыма заметно с подветренной стороны на расстоянии 50 км. Так, например, в нижнем слое атмосферы влияние Берлина можно проследить до Балтийского моря, т. е. до 200 км.

Очевидно, запыленность атмосферы на больших высотах определяется свойствами значительных площадей на поверхности земли — лесов, лугов, водных бассейнов и пр., а не наличием сравнительно малых «источников» пыли. В то же время в приземных слоях, например, парки и сады в городах существенно снижают запыленность не только потому, что «просеивают» воздух, но и потому, что уменьшают турбулентность в том нижнем слое, где пыль поднимается с земли и который как раз и является «источником» пыли.

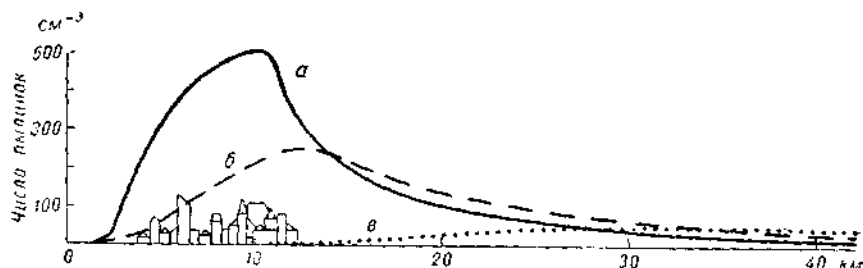


Рис. 16. Распределение концентрации пыли над городом с подветренной стороны, рассчитанное по (18.7).

а — на высоте 80 м, б — на высоте 160 м, в — на высоте 400 м.

Расчет, приведенный выше, основан на упрощенном краевом условии $q = q_1$ при $z = 0$. В природе же условия в приземном слое и соответственно краевые условия для нашей задачи могут быть более сложны и решение ее может быть несколько иным [183]. Кроме того, может происходить коагуляция пылинок друг с другом и при дожде вымывание их (см. гл. XVI).

Мы не будем касаться здесь проблемы снежных и песчаных заносов, несмотря на ее практическую важность. Она требует постановки общей задачи о движении двухфазной жидкости, выходящей далеко из рамок настоящей книги. Теория такого движения и теория заносов была в последнее время подробно разобрана Ф. А. Франклем и А. К. Дюниным [54, 55].

Глава IV

ВОДЯНОЙ ПАР В АТМОСФЕРЕ

Одной из важных составных частей атмосферы является водяной пар. Его большее или меньшее количество в воздухе определяет влажность или сухость климата, условия жизни человека и произрастания растений. Поглощая излучение земной поверхности и излучая тепло, водяной пар атмосферы повышает темпера-

туру ее нижних слоев и создает там более теплый климат. Сгущение водяного пара дает начало облакам и осадкам — явлениям, от которых также сильно зависит жизнь и хозяйственная деятельность человека. Конденсация и испарение сопровождаются выделением и поглощением большого количества тепла, и это еще больше увеличивает роль пара в энергетике атмосферы.

Знание свойств водяного пара, знакомство с процессами его превращений совершенно необходимо при рассмотрении всех динамических и термодинамических явлений в атмосфере, а в частности, и для прогноза погоды.

§ 19. Единицы измерения

Для измерения количества водяного пара в воздухе можно использовать следующие величины.

а. *Упругость (парциальное давление) водяного пара e* , измеряемая, как и давление воздуха p , в миллибарах (мб). Прежде p и e измерялись в миллиметрах ртутного столба: 1 мб соответствует 0,75008 мм рт. ст.¹ Упругость водяного пара иногда называют не вполне правильно абсолютной влажностью.

Упругость паров, насыщающих пространство над плоской поверхностью чистой воды, обозначаемая через E , является функцией температуры и с повышением последней быстро растет (см. табл. 9 и приложение 1). Зависимость E от t в пределах температур от -20° до $+30^\circ$ может быть представлена эмпирической формулой

$$E = 6,107 \cdot 10^{\frac{7,6326t}{241,9+t}}. \quad (19.1)$$

Размерность e и E — г/см³ · сек.²; 1 мб = 10³ дин/см².

Таблица 9

Упругость насыщающих паров в зависимости от температуры

$t^\circ\text{C}$	E мб	$t^\circ\text{C}$	E мб	$t^\circ\text{C}$	E мб	$t^\circ\text{C}$	E мб
-50	0,06354	-20	1,2538	+5	8,7181	+30	42,427
-45	0,1111	-15	1,9114	+10	12,271	+35	56,233
-40	0,1891	-10	2,8622	+15	17,042	+40	73,773
-35	0,3138	-5	4,2142	+20	23,371	+45	95,850
-30	0,5087	0	6,1070	+25	31,668	+50	123,39
-25	0,8038						

¹ В странах английского языка давление нередко измеряется в дюймах ртутного столба, 1 дюйм рт. ст. = 33,86 мб.

б. *Относительная влажность* f — отношение e к E , выраженное в процентах

$$f = \frac{e}{E} \cdot 100\% \quad (19.2)$$

Очевидно, при насыщении $f=100\%$. Величина относительной влажности показывает, насколько воздух близок к состоянию насыщения.

в. *Абсолютная влажность* a г/м³ — количество водяного пара в 1 м³ воздуха, выраженное в граммах. Она равна плотности (парциальной) водяного пара, умноженной на 10⁶. Приближенно

$$a = \frac{216,7}{T} e. \quad (19.3)$$

г. *Удельная влажность* q — количество граммов водяного пара в 1 г влажного воздуха, или отношение массы пара к массе воздуха в том же объеме. Величина q , следовательно, безразмерная. Согласно уравнению состояния газов (3.2), плотность (парциальная) сухого воздуха равна

$$\rho_{\text{в}} = \frac{(p - e) \mu_{\text{в}}}{RT}, \quad (19.4)$$

где $p - e$ — парциальное давление сухого воздуха, $\mu_{\text{в}}$ — его молекулярный вес. Аналогично плотность водяного пара равна

$$\rho_{\text{п}} = \frac{e \mu_{\text{п}}}{RT}, \quad (19.5)$$

где $\mu_{\text{п}}=18,016$ — его молекулярный вес. В результате удельная влажность q равна

$$q = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}} + \rho_{\text{в}}} = \frac{\mu_{\text{п}}}{\mu_{\text{в}}} \frac{e}{p - \left(1 - \frac{\mu_{\text{п}}}{\mu_{\text{в}}}\right)e} = 0,622 \frac{e}{p - 0,378e}. \quad (19.6)$$

Часто выражают q в граммах на 1 кг воздуха (г/кг). Значения q для насыщенного воздуха при $p=1000$ мб приведены в приложении 1.

Величиной q удобно пользоваться во многих теоретических расчетах. Так, например, уравнение турбулентной диффузии водяного пара в воздухе, аналогичное (17.4), описывает именно изменения удельной влажности. Последняя, кроме того, не меняется при нагревании и охлаждении, при сжатии и расширении воздуха, если только не происходит конденсации пара.

д. *Отношение смеси* m — количество граммов пара, приходящихся на 1 г сухого воздуха. Аналогично предыдущему, можно получить

$$m = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{в}}} = \frac{0,622e}{p - e}. \quad (19.7)$$

е. Дефицит влажности E — e применяется в расчетах испарения (см. гл. XIII), так как испарение зависит от количества пара, которое воздух еще способен поглотить.

ж. Точка росы τ — температура, при которой пар, имеющий данную упругость, станет насыщенным паром (при неизменном давлении). Для ненасыщенного воздуха τ ниже температуры воздуха T , тем ниже, чем суше воздух. Чем меньше f , тем больше разность $T - \tau$. Если известно e , то легко вычислить τ по табл. 9 или приложению 1.

§ 20. Распределение влажности в приземном слое

Распределение влажности на земном шаре очень сложно, так как, кроме атмосферных явлений, оно зависит еще от характера растительного покрова, распределения моря и суши и т. д.

На карте средней упругости пара в январе (рис. 17), составленной Г. Ландсбергом [206], выделяется пояс большой упругости пара (до 30 мб), расположенный у экватора. Огромная влажность здесь говорит о большом испарении с поверхности тропических морей и особенно с материков, покрытых тропическими лесами. Отсюда упругость пара постепенно убывает к полюсам, хотя это убывание не везде одинаково. В частности, две области повышенной влажности воздуха вытягиваются далеко к северу, над теплыми морскими течениями — Атлантическим и Тихоокеанским. Побережья Норвегии и южный берег Аляски отличаются наибольшей влажностью атмосферы среди стран умеренного и субполярного поясов. Повышена влажность и над более слабыми теплыми течениями — Мозамбикским и отчасти Бразильским в южном полушарии. Меньшую, но заметную роль в повышении влажности играют внутренние моря, такие, как Черное и Средиземное. На карте резко выделяются области пустынь, в особенности Сахары и Центральной Азии, где упругость пара менее 5 мб.

Северо-Восточная Азия с ее исключительно холодной зимой отличается в это время чрезвычайно низкой упругостью пара: в районе Верхоянска в это время упругость водяного пара составляет около 0,03 мб, а при температуре -70° она может уменьшаться до 0,004 мб. Почти столь же сух воздух в это время и над Западной Арктикой. Различия между полюсом и экватором в это время огромны.

Когда в северном полушарии лето, экваториальный пояс высоких влажностей сохраняется и усиливается (рис. 18), области с $e \geq 30$ мб расширяются, а, например, в Калькутте, в области влажного летнего муссона, e достигает в среднем почти 33 мб. В отдельных случаях в этом районе она еще выше. Так, в Джакарте наблюдалась упругость пара 39,7 мб, в Джайлде (Ара-

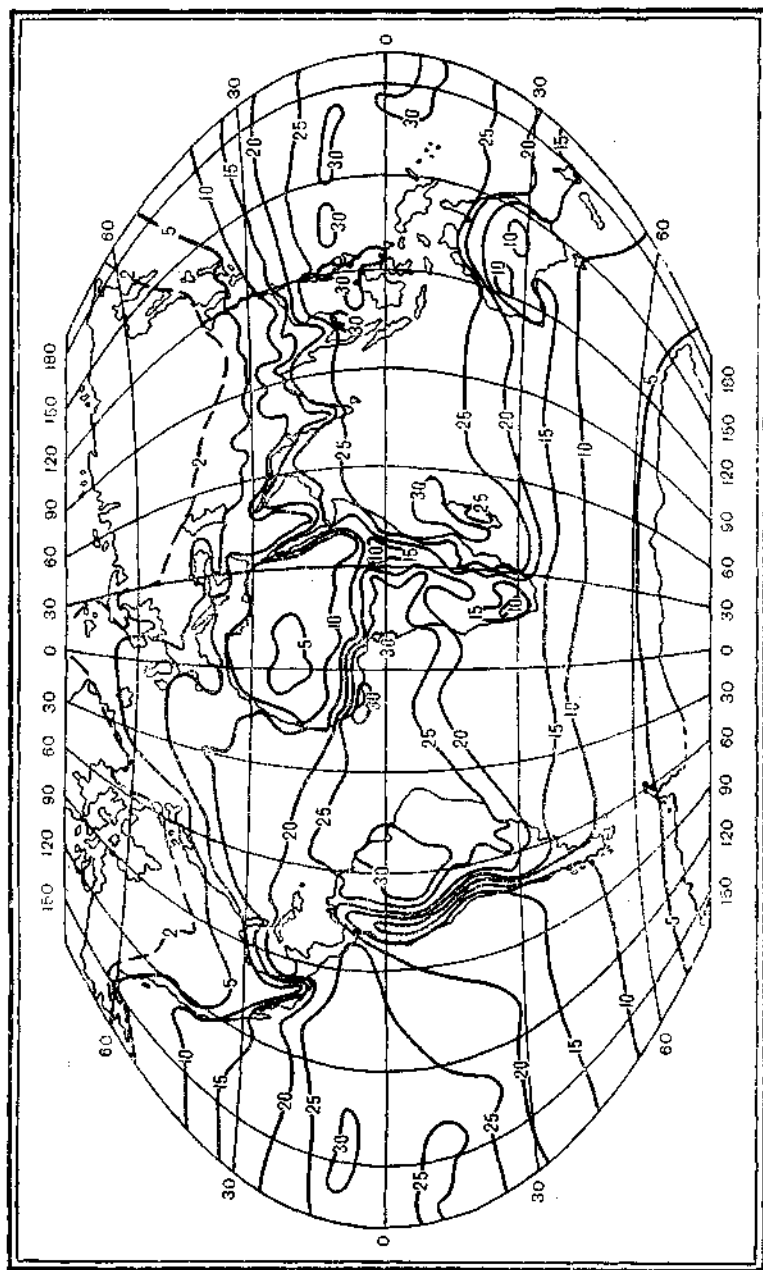


Рис. 17. Распределение средней упругости пара (мб) у поверхности земли. Январь. По Г. Ландсбергу [206].

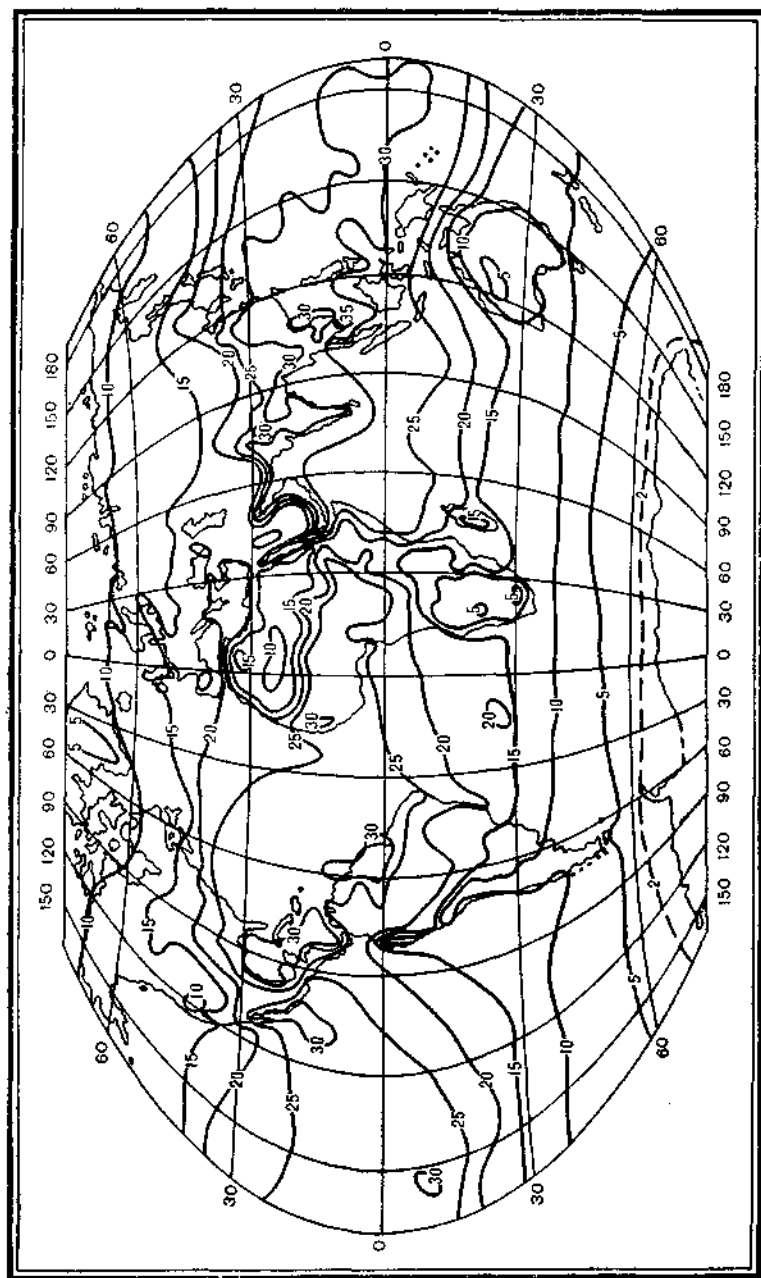


Рис. 18. Распределение средней упругости пара у поверхности земли. Июль. По Г. Ландсбергу.

вия) — 42,5 мб. Убывание влажности к полюсам идет более медленно. Воздух над океанами северного полушария уже не является более влажным, чем над материком на тех же широтах, а над холодными морскими течениями, например над Канарским и Калифорнийским, даже более сух, чем над материком. Заметно увеличивается средняя упругость пара над пустынями и полупустынями; например, в Багдаде, расположенном в оазисе среди пустынь, она достигает 20 мб. В отдельные дни она, однако, может там падать весьма низко, до нескольких десятых миллибара

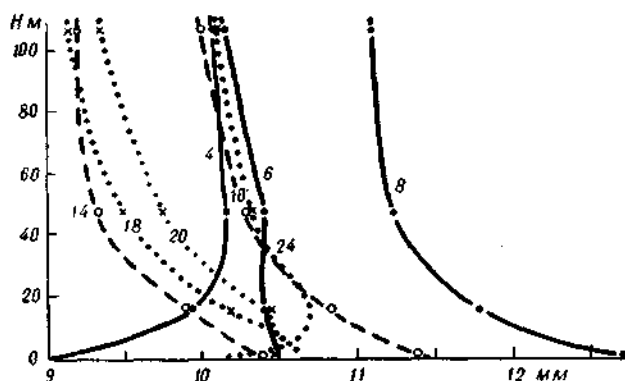


Рис. 19. Распределение упругости пара (мм) в функции высоты (до 106 м) в ясные июльские дни, в различные часы суток (цифры у кривых). По Бесту (Англия).

(столь низкая влажность неоднократно наблюдалась в пустынях Африки и Средней Азии).

В июле наименьшая упругость пара наблюдается в Арктике ($e \approx 4-5$ мб) и в области Сибирского полюса холода ($e \approx 10$ мб). В это время она там в сотни раз больше, чем зимой. Разница между экватором и полюсом летом не столь велика. В южном полушарии в июле выделяется пояс малой влажности — области весьма сухих пустынь Южной Африки (Калахари) и особенно Австралии.

Карты на рис. 17—18 составлены по стандартным наблюдениям метеорологических станций, сделанным везде на высоте 2 м над почвой. Нужно помнить, что в приземном слое влажность воздуха заметно меняется с высотой. Чаще всего — а днем почти всегда — упругость водяного пара убывает с высотой. На рис. 19 представлен пример суточных изменений распределения упругости летом. Положительный градиент — убывание e вверх — предполагает диффузию пара также вверх, т. е. испарение с земли (подробнее о нем см. гл. XIII). Ночью в нижнем слое (зимой иногда до 100 м высоты) влажность может убывать вниз и пар

конденсируется тогда в почве или в виде росы и инея на ней. В условиях сухого климата — например в северной Индии — такое возрастание влажности вверх, которое можно назвать инверсией влажности, особенно хорошо выражено в приземном слое зимой. Величина градиента влажности летом велика по сравнению с зимой.

§ 21. Вертикальное распределение влажности

В свободной атмосфере удельная влажность в общем быстро убывает с высотой. Верхняя тропосфера поэтому суха по сравнению с приземным слоем воздуха. Самолетные зондирования атмосферы над Москвой до высоты 4—5 км позволили автору вывести эмпирическую зависимость среднего значения q от высоты

$$q = q_0 \cdot 10^{-bz - cz^2}, \quad (21.1)$$

где z — высота в километрах, q_0 — удельная влажность у поверхности земли, а значения постоянных b и c приведены в табл. 10.

Таблица 10
Сезонные изменения параметров b и c формулы (21.1).
Москва

Время года	b	c
Зима	0,0483	0,0158
Весна	0,0941	0,0163
Лето	0,0947	0,0138
Осень	0,0905	0,0124

На высоте 4,5 км q в среднем в пять раз меньше, чем у поверхности земли. Уменьшение q вверх означает, что водяной пар от поверхности земли должен диффундировать в атмосферу вверх (см. подробнее § 81). Из атмосферы он опять уносится вниз осадками в виде дождя, снега и пр.

Часто пользуются также более старой формулой Ганна, выражающей убывание упругости с высотой

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6.3}}. \quad (21.2)$$

Она построена по данным наблюдений альпийских горных станций и дает немного более быстрое убывание e с высотой, чем вычисляемое по формулам (21.1) и (3.3).

Средняя относительная влажность также убывает с высотой, как это можно видеть из табл. 11, составленной по данным Н. Ф. Накоренко, И. Ф. Кварацхелия и А. Вагнера [105, 68, 241].

Таблица 11

Вертикальное распределение относительной влажности

	Высота, км												
	0,0	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10
Павловск (под Ленинградом, $\varphi=59^\circ$ с. ш.)													
День (среднее за год)	69	70	70	72	73	69	64	60	55	52	50	47	
Ночь (среднее за год)	85	83	80	77	75	71	66	60	56	53	51	50	
Баку ($\varphi=40^\circ$ с. ш.)													
Январь	84	83	81	78	70	63	60	57	53	49	46	42	
Июль	68	65	60	55	54	53	50	48	46	42	40	38	
Джакарта ($\varphi=6^\circ$ ю. ш.)													
Ноябрь—апрель	88	—	—	78	76	73	72	73	68	66	62	61	60
Май—октябрь	85	—	—	77	72	59	55	48	45	40	35	33	31

К сожалению, до недавнего времени наблюдения над влажностью на высотах более 5 км были мало надежными, так как при температурах ниже -30° обычный волосный гигрометр неточен и обладает большой инерцией. Лишь в последние годы в радиозондах стал широко применяться более чувствительный гигрометр с животной пленкой, а для отдельных подъемов в стратосферу были использованы гигрометры — весьма точные в принципе приборы, определяющие влажность по точке росы, а также инфракрасные спектрографы, наблюдающие пар по поглощению в полосах с длиной волны 1,38; 1,87 и 6,3 мкм.

§ 22. Влажность в стратосфере

На рис. 20 представлены осредненные результаты, полученные на основании 35 подъемов самолета с гигрометром точки росы, сделанных в Англии до 1954 г. Видно, что выше 12 км — выше тропопаузы — относительная влажность резко убывает и в среднем она равна 1,35%, а в 55% случаев она меньше 1%.

Удельная влажность равна в среднем $2,05 \cdot 10^{-3}$ г/кг. Эти результаты были подтверждены в Англии снова в 1959 г., когда на высотах 12,0—14,4 км удельная влажность в среднем была получена равной $3,2 \cdot 10^{-3}$ г/кг (т. е. $3,2 \cdot 10^{-6}$).

Из более новой сводки данных о концентрации водяного пара над умеренными широтами, составленной Гутником (рис. 21), также следует, что отношение смеси m в среднем быстро убывает в самом верхнем слое тропосферы и в стратосфере до высоты приблизительно 15 км, где $m \approx 0,9 \cdot 10^{-5}$. Выше m постепенно

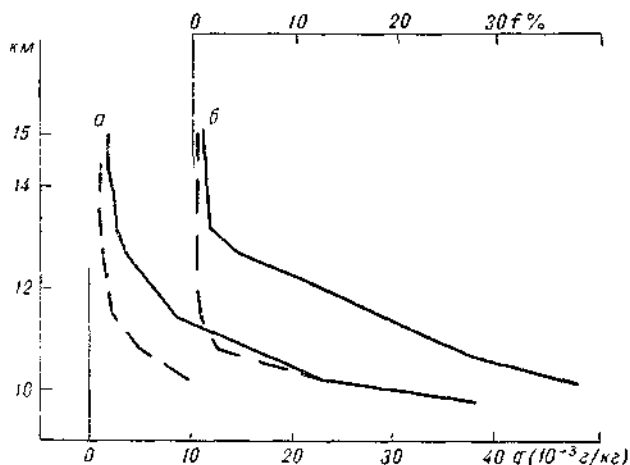


Рис. 20. Удельная (а) и относительная (б) влажность в нижней стратосфере над Англией в 1954 г.

——— средняя, - - - - - минимальная.

повышается, примерно до $2 \cdot 10^{-4}$ на высоте 31 км. Японские исследователи нашли во время МГГ, что на высоте 26 км в среднем $m = 1,2 \cdot 10^{-4}$, а Меркри над США в 1959 г. наблюдал даже $m = 3,5 \cdot 10^{-4}$. Такое резкое возрастание влажности в верхней стратосфере, однако, наблюдается не всегда. М. С. Малкевич [90] поэтому предложил различать два типа распределения m :

1) первый — когда выше $z_1 = 14 \div 16$ км m возрастает приближенно по закону

$$m = m_0 e^{\alpha(z - z_1)}$$

(где α колеблется от 0,18 до 0,31 км⁻¹);

2) второй — когда подобного возрастания нет.

Перламутровые облака, наблюдавшиеся иногда на высотах 23—30 км (см. § 99), подтверждают, что на этих высотах изредка

влажность воздуха может подниматься даже до предела насыщения.

Объяснить эти особенности распространения влажности в стратосфере нелегко. Иногда полагают, что из нижней страто-

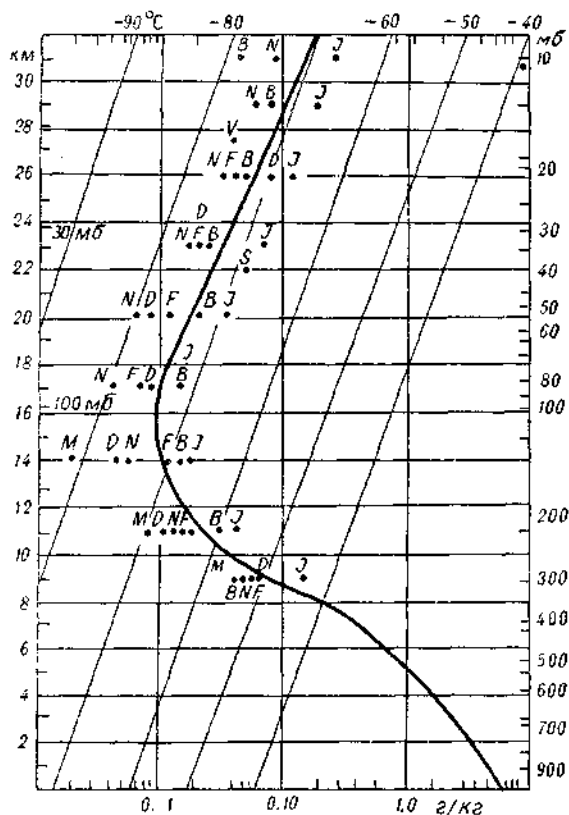


Рис. 21. Средняя удельная влажность в тропосфере и стратосфере умеренных широт по данным разных авторов.

N — подъемы Морской исследовательской лаборатории, *B* — подъемы Баллистической лаборатории США, *F* — спектрометр Университета Денвер, *D* — гигрометр университета Денвер, *J* — радиозонды Японского метеорологического агентства (из них 100 достигли уровня 300 мб и 2–10 мб), *M* — самолетные подъемы английской метеослужбы, *V* — ловушка водяного пара английской атомной организации [7], *S* — молекулярное сито.

сферы пар «вымораживается», т. е. удаляется сублимацией, но эта гипотеза неубедительна, так как продукты сублимации — кристаллы льда — в стратосфере наблюдаются крайне редко. Возможно, что в стратосфере происходит *гермодиффузия*, переноса-

шая пар в сторону гораздо более теплой мезосферы. Действительно, коэффициенты и термодиффузии должны быть велики в слое атмосферы с давлением 1—10 мб, но экспериментальных доказательств этой гипотезы пока еще нет. Возможно также, что водород, образующийся из космических протонов (см. § 8) в мезосфере образует гидроксил ОН (доказано, что он существует в мезосфере в заметном количестве) и вероятно даже H_2O (гипотеза так называемого солнечного дождя).

Выше мы говорили преимущественно о среднем распределении влажности в атмосфере. В отдельных случаях влажность может сильно меняться в зависимости от восходящих и нисходящих потоков воздуха, переноса воздуха, направленного из морских либо континентальных районов с изменчивым испарением и т. д. Некоторые из этих явлений рассмотрим ниже, в главах XIII и XVI.

РАЗДЕЛ II

ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Глава V

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ СТАТИКИ АТМОСФЕРЫ ДАВЛЕНИЕ ВОЗДУХА

§ 23. Уравнение состояния воздуха

Как уже указывалось, изменения состояния газов при тех давлениях и температурах, которые наблюдаются в атмосфере, с достаточной точностью описываются уравнением состояния Клапейрона

$$pv = \frac{RT}{\mu} \mathcal{M}$$

Для сухого воздуха $\mu = 28,966$, и мы имеем

$$pv = R_v T, \quad (23.1)$$

где

$$R_v = \frac{R}{\mu} = \frac{8,31432 \cdot 10^7}{28,966} = 2,8704 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{град.} \quad (23.2)$$

Абсолютная температура T равна $273,155 + t$, где t — температура по шкале Цельсия.

В соответствии с (23.1) плотность сухого воздуха может быть выражена как

$$\rho_v = \frac{1}{v} = \frac{p}{R_v T}.$$

При $t = 0^\circ$ и давлении $p = 1013,246 \text{ мб}$ (760 мм рт. ст.), которое в физике принимается за нормальное, плотность воздуха¹ $(\rho_v)_0 = 1,29307 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$.

¹ Значения R_v , $(\rho_v)_0$ и зависящие от них величины, приводимые в этой главе, приняты в 1964 г. международным соглашением.

Чтобы применить уравнение (23.1) к влажному воздуху нужно учесть, что газовая постоянная для водяного пара, молекулярный вес которого $\mu_{\text{п}} = 18,016$, равна

$$R_{\text{п}} = \frac{R}{18,016} = R_{\text{в}} \frac{28,966}{18,016} = R_{\text{в}} \cdot 1,6078 = 4,615 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{град.}$$

Пользуясь выражениями (23.4) и (23.5), можно вычислить плотность влажного воздуха ρ , складывающуюся из парциальных плотностей сухого воздуха $\rho_{\text{в}}$ и водяного пара $\rho_{\text{п}}$. Имеем

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{\text{в}} + \rho_{\text{п}} = \frac{(p-e)\mu_{\text{в}}}{RT} + \frac{e\mu_{\text{п}}}{RT} = \\ &= \frac{p - \left(1 - \frac{\mu_{\text{п}}}{\mu_{\text{в}}}\right)e}{R_{\text{в}}T} = \frac{p}{R_{\text{в}}T} \left(1 - 0,378 \frac{e}{p}\right). \end{aligned} \quad (23.3a)$$

Так как обычно $\frac{e}{p}$ — малая дробь и $v = \frac{1}{\rho}$, то

$$pv = R_{\text{в}} \left(1 + 0,378 \frac{e}{p}\right) T. \quad (23.36)$$

Таково широко употребительное уравнение состояния влажного воздуха. Оно лежит также в основе барометрической формулы, по которой составлены таблицы для определения высоты.

При подобных вычислениях оказывается удобным объединить две переменные $\frac{e}{p}$ и T в одну, называемую *виртуальной температурой* $T_{\text{в}}$

$$T_{\text{в}} = T \left(1 + 0,378 \frac{e}{p}\right) = T (1 + 0,6078q). \quad (23.4)$$

$T_{\text{в}}$ есть та температура, при которой сухой воздух будет иметь ту же плотность, что и данный влажный воздух при температуре T и давлении p . Поскольку влажный воздух легче сухого воздуха, то этот последний должен быть более теплым, чтобы их плотности при прочих равных условиях были равны.

Пользуясь величиной $T_{\text{в}}$, можно всегда применять уравнение состояния, барометрическую формулу и другие соотношения, выведенные для сухого воздуха. Иными словами, тогда можно всегда пользоваться одним и тем же значением газовой постоянной $R_{\text{в}}$, хотя фактически состав воздуха и, следовательно, его молекулярный вес несколько меняются.

Величина $\Delta T_{\text{в.н}} = 0,6078 Tq$ для насыщенного воздуха приведена в приложении I в конце книги. Для ненасыщенного воздуха можно положить, что

$$\Delta T_{\text{в}} = \Delta T_{\text{в.н}} \frac{e}{E}. \quad (23.5)$$

§ 24. Зависимость давления воздуха от высоты над уровнем моря

В гл. I мы вывели барометрическую формулу (3.3) при простейших предположениях, что $T = \text{const}$, $g = \text{const}$. Ее можно назвать барометрической формулой для изотермической атмосферы. Для меняющихся с высотой T и g интеграл уравнения

$$\frac{dp}{p} = - \frac{gdz}{R_b T} \quad (24.1)$$

запишется в виде

$$\ln p = \ln p_0 - \int_0^z \frac{gdz}{R_b T}$$

$$\text{или } p = p_0 e^{- \int_0^z \frac{gdz}{R_b T}}. \quad (24.2)$$

Это барометрическая формула в общем виде.

Практически при применении барометрической формулы поступают так.

1. Подставляют вместо T среднюю температуру $T_{\text{ср}}$ всего слоя атмосферы между уровнями 0 и z (среднюю виртуальную, если нужно учесть и влажность). Очевидно,

$$T_{\text{ср}} = T_0 (1 + \alpha t_{\text{в.с}}),$$

где

$$\alpha = \frac{1}{273,16} \quad \text{и } T_0 = 273,16^\circ.$$

2. Учитывают, что ускорение силы тяжести g уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния от центра Земли и что ему противодействует центробежное ускорение. Проекция последнего на вертикаль наибольшая на экваторе и равна нулю на полюсе. Результирующее ускорение возрастает поэтому от экватора к полюсу. Наблюдение показывает, что с достаточной точностью

$$g = g_0 (1 + 0,002644 \cos 2\varphi) (1 - 0,000000314h),$$

где высота h выражена в метрах, а $g_0 = 980,616 \text{ см/сек.}^2$ — ускорение на широте 45° и на уровне моря¹. В частности, на высоте 10 км g уменьшается на $3,1 \text{ см/сек.}^2$, т. е. в пределах тропосферы изменения g малы.

¹ Согласно И. Д. Жонголовичу [57], $g = 980,641 (1 - 0,002642 \cos 2\varphi) (1 - 0,0000039 \sin^2 2\varphi)$ при $h=0$.

Величину $H = \frac{R_a T}{g}$ называют шкалой высот или высотой однородной атмосферы. Это очень важная величина, характеризующая меру неоднородности атмосферы по высоте. При $g = g_0$, $T = T_0$ $H = 7995,6$ м.

Логарифмируя (3.3) и переходя к десятичным логарифмам, имеем

$$\lg p_0 - \lg p = 0,434295 \frac{gz}{R_a T}.$$

Используя, наконец, сделанные замечания о T , g и H , получаем *барометрическую формулу* в развернутом виде

$$z = 18411 (\lg p_0 - \lg p) (1 + \alpha t_{в.с.}) (1 + 0,002644 \cos 2\varphi) (1 + 0,000000314h). \quad (24.3)$$

Формула (3.3) или (24.2) характеризуют убывание давления с высотой вначале быстрое, затем все более медленное. Так, например (в северном полушарии), в среднем давление уменьшается от 1013,5 мб на уровне моря до 540 мб на высоте 5 км и до 265 мб на высоте 10 км. Ниже уровня 10 км, таким образом, находится почти 3/4 массы всей атмосферы. На высоте 48,6 км давление уменьшается до 1 мб, а на 100 км — до $0,32 \cdot 10^{-3}$ мб.

Убывание давления и плотности воздуха с высотой имеет большое значение для человека. На больших высотах кровь недостаточно насыщается кислородом и наступает кислородное голодание — гипоксемия или *горная болезнь*. Верхний предел постоянных поселений человека находится на высоте 5200 м (в южном Перу). На Кавказе есть селения до высоты 2500 м, на Памире — до 3800 м. Выше 7 км человек уже не может работать и жить без добавочного кислорода (без кислородной маски). Некоторые птицы — альпийская галка, кондор — могут без труда подниматься до высоты 7—9 км.

Для определения малых разностей высот вместо (24.3) проще пользоваться *барометрической ступенью*. Так называется высота, на которую надо подняться, чтобы давление уменьшилось на 1 мб. Полагая в (24.1) $dp = 1$ мб, легко вычислить dz в метрах для различных p и t (табл. 12).

Таблица 12
Значение барометрической ступени (м/мб)

p мб	t °C		
	-20	0	+20
1000	7,41	8,00	8,58
500	14,82	15,99	17,17

Для более высоких слоев атмосферы в формуле (24.2) нужно точнее учитывать убывание силы тяжести, согласно выражению (см. § 6)

$$g(r) = g_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = \frac{GM}{r^2}, \quad (24.4)$$

где r_0 — радиус Земли, M — ее масса, $G = 6,670 \cdot 10^{-8}$ дин $\times$ $\times$ см²/г² — постоянная тяготения. Тогда

$$dp = -p \frac{GM}{R_b T} \frac{dr}{r^2}$$

и, интегрируя при постоянном T , имеем

$$p = p_0 e^{-\frac{GM}{R_b T} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right)} = p_0 e^{-\frac{g}{R_b T} \frac{r_0}{r} z}. \quad (24.5)$$

Из сравнения формулы (24.5) с формулой (3.3) видно, что убывание g ведет к более медленному убыванию давления с высотой (показатель при e меньше в r_0/r раз). При средней $T = 300^\circ \text{K}$ на высоте 100 км давление, вычисленное по формуле (24.5) на 19% больше, а на 200 км — даже вдвое больше, чем найденное по формуле (3.3) с постоянным g_0 . Замечательно, что согласно (24.5), при очень большом r давление p стремится

не к нулю, а к конечному пределу $p = p_0 e^{\frac{GM}{R_b T} \frac{1}{r_0}}$, т. е. такая атмосфера должна простирается неограниченно далеко. Этот физически нелепый вывод означает лишь, что атмосфера, состоящая из максвелловского газа, не может находиться в равновесии в поле центральной силы. Поэтому и происходит ускользание частиц газа из атмосферы, рассмотренное в § 9.

§ 25. Некоторые примеры использования барометрической формулы

Барометрическая формула применяется на практике для разнообразных целей. Измеряя одновременно давление и температуру в двух близких точках A и B (рис. 22), находящихся на разных высотах над уровнем моря, можно по (24.3) вычислить разность их высот. Таким *барометрическим нивелированием* с простым барометром легко определяются высоты с точностью до 1 м. При аэрологических наблюдениях применяются регистрирующие приборы, поднимаемые с помощью наполненных водородом шаров до высот 20—35 км (радиозонды). Имея записи или сигналы

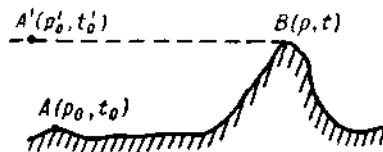


Рис. 22. Барометрическое нивелирование в горной стране.

такого прибора о температуре и давлении, можно по (24.3) вычислить высоту в любой момент подъема.

Если точки A и B отстоят по горизонтали сравнительно далеко друг от друга — на десятки километров, то следует учесть также горизонтальную разность давления (градиент $\frac{\partial p}{\partial x}$) по показаниям близких метеорологических станций, по картам погоды или, как предложил автор в 1957 г., по ветру в свободной атмосфере. Действительно, зная скорость и направление ветра выше 1 км над поверхностью Земли, можно (см. § 124) вычислить $\frac{\partial p}{\partial x}$ в геострофическом приближении. Этот способ затем неоднократно применялся в Антарктике.

По давлению воздуха, измеренному на самолете, тоже можно определить его высоту над поверхностью земли, точнее, над точкой взлета, где было отмечено начальное давление p_0 . На этом принципе устроен самолетный альтиметр. Это — барометр, шкала которого градуирована в метрах высоты. При расчете шкалы принято, что температура атмосферы такая же, как в «стандартной атмосфере» (см. гл. XII). Легко видеть, что если температура в атмосфере под самолетом ниже, чем в стандартной атмосфере, то альтиметр укажет слишком большую высоту, и наоборот.

Барометрическая формула пригодна и для решения обратной задачи — расчета давления на некотором уровне z_0 , например, уровне моря, если известно давление на высоте z_1 . Этот расчет называется приведением давления к уровню z_0 (уровню моря). Так, на карты погоды (наземные) наносят не то давление воздуха, которое наблюдают метеорологические станции на поверхности земли, а давление, приведенное к уровню моря. При этом условно считается, что ниже уровня земли температура повышается вниз на $0,5^\circ$ на 100 м.

До сих пор при выводе формул (24.2) и (24.3) мы предполагали, что воздух неподвижен. Можно показать, что при ветре (т. е. горизонтальном движении) обычной скорости, до 25 м/сек., ни центробежная сила, ни отклоняющая сила вращения Земли (см. § 123) не влияют заметно на p (так называемое квазистатическое условие). В то же время вертикальные движения, при которых возникают большие вертикальные ускорения, могут заметно изменить $\frac{\partial p}{\partial z}$. Третье уравнение динамики (128.2) может быть при этом записано в виде

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \frac{dw}{dt} - gp. \quad (25.1)$$

В результате нисходящий поток в атмосфере ($w < 0$), приближающийся к земной поверхности и замедляющийся при этом,

создает тут $\frac{dw}{dt} > 0$ и, следовательно, в (25.1) член $\rho \frac{\partial w}{\partial t}$

добавляется к члену ρg — к весу слоя воздуха, который как бы становится тяжелее и сильнее давит на землю. Таким образом, вертикальные движения могут создавать заметные, хотя и небольшие колебания давления.

Примером больших изменений давления, вызванных нисходящим движением воздуха, служит *новороссийская боря*. Это — холодный сильный, нередко штормовой ветер, дующий со скоростью до 60 м/сек., с находящегося на северо-востоке от Новороссийска хребта Варада, высотой 400—650 м. Это, следовательно, нисходящий поток воздуха. У берега, где он опускается до уровня моря, давление повышается при боре в среднем на 6,9 мб, в отдельных случаях — до 10 мб. Наблюдаемое повышение тем больше, чем сильнее ветер над хребтом. Оно, однако, значительно больше того, которое могло бы быть вызвано одним влиянием нисходящих токов.

§ 26. Барометрическая формула геопотенциала

По аналогии с полем электростатических сил, изучаемым с помощью понятия потенциала, можно изучать распределение силы тяжести в атмосфере Земли, пользуясь понятием потенциала силы тяжести.

Изопотенциальной поверхностью поля силы тяжести называют такую поверхность, перемещение вдоль которой в любом направлении не требует затраты работы против этой силы. В любой точке эта поверхность должна быть перпендикулярной направлению силы тяжести. Можно считать с большим приближением, что уровень моря является также изопотенциальной поверхностью, и полагать, что на нем потенциал равен нулю.

Потенциал силы тяжести в какой-либо точке над земной поверхностью измеряется работой, которую надо совершить, чтобы поднять единицу массы от уровня моря до данной точки. Потенциал $\Phi(z)$ выражается через

$$\Phi = \Phi(z) = \int_0^z g dz \text{ или } d\Phi = g dz \quad (26.1)$$

и измеряется в $\text{см}^2/\text{сек.}^2$

Для вычисления Φ надо, следовательно, знать ускорение силы тяжести в данном месте и его зависимость от высоты. Проведем мысленно в атмосфере изопотенциальную поверхность $\Phi = \Phi_1$. Так как у экватора g меньше, чем у полюса, то над экватором надо подняться выше, чтобы совершить работу, равную Φ .

Следовательно, над экватором поверхность Φ_1 приподнимается выше, чем над полюсом.

За единицу потенциала ранее принимали работу в 10^5 эрг и называли ее динамическим метром (берком). В настоящее время при составлении высотных карт погоды и различных расчетах широко используется другая единица потенциала — *геопотенциальный метр* (гп. м), равный $9,8 \cdot 10^4$ эрг. Чтобы поднять единицу массы 1 г на высоту 1 м на широте 45° , где $g = 980,641$ см/сек.², нужно совершить работу $9,8064 \cdot 10^4$ эрг $= 1,00065$ гп. м (на другой широте цифра будет несколько иная). Геопотенциальный метр, таким образом, соответствует приближенно геометрическому метру, хотя имеет иную размерность.

Введение потенциала в барометрическую формулу значительно упрощает ее. Мы имеем, очевидно, из (26.1) и (24.1)

$$\frac{dp}{p} = - \frac{d\Phi}{R_b \bar{T}_b}, \quad \text{т. е. } \Phi = R_b \bar{T}_b \ln \frac{p_0}{p}, \quad (26.2)$$

где $\bar{T}_b$ — средняя виртуальная температура столба воздуха от $\Phi=0$ до высоты, где давление равно p , а p_0 — давление на уровне $\Phi=0$.

Если перейти к десятичным логарифмам и обозначить через h потенциал, выраженный в геопотенциальных метрах ($h = \Phi/9,8 \cdot 10^4$), то

$$h = 67,447 \bar{T}_b \lg \frac{p_0}{p}. \quad (26.3)$$

Таким образом, геопотенциальные высоты в свободной атмосфере можно вычислять, зная только давление и распределение температур в ней. Иногда, при приближенных расчетах, подставляют в формулу (26.3) вместо виртуальной обычную (молекулярную) температуру. Необходимые для расчета h величины — давление и температура в атмосфере — определяются непосредственно при каждом аэрологическом наблюдении. По ним проще всего вычислить сначала Φ , а затем по (26.1) и геометрическую высоту z .

Выберем в атмосфере две изобарические поверхности с заданными значениями давления, например, $p_1 = 1000$ мб и $p_2 = 500$ мб. Тогда разность геопотенциальных высот этих поверхностей, равная

$$h_2 - h_1 = 67,447 \bar{T}_b \lg \frac{p_1}{p_2} = 67,447 \bar{T}_b \lg \frac{1000}{500}, \quad (26.4)$$

будет зависеть только от температуры столба воздуха между этими двумя уровнями. В более теплом воздухе изобарическая поверхность 500 мб поднимется выше над поверхностью 1000 мб, чем в холодном. Таким образом, разность $h_2 - h_1$, так называемая относительная топография характеризует среднюю

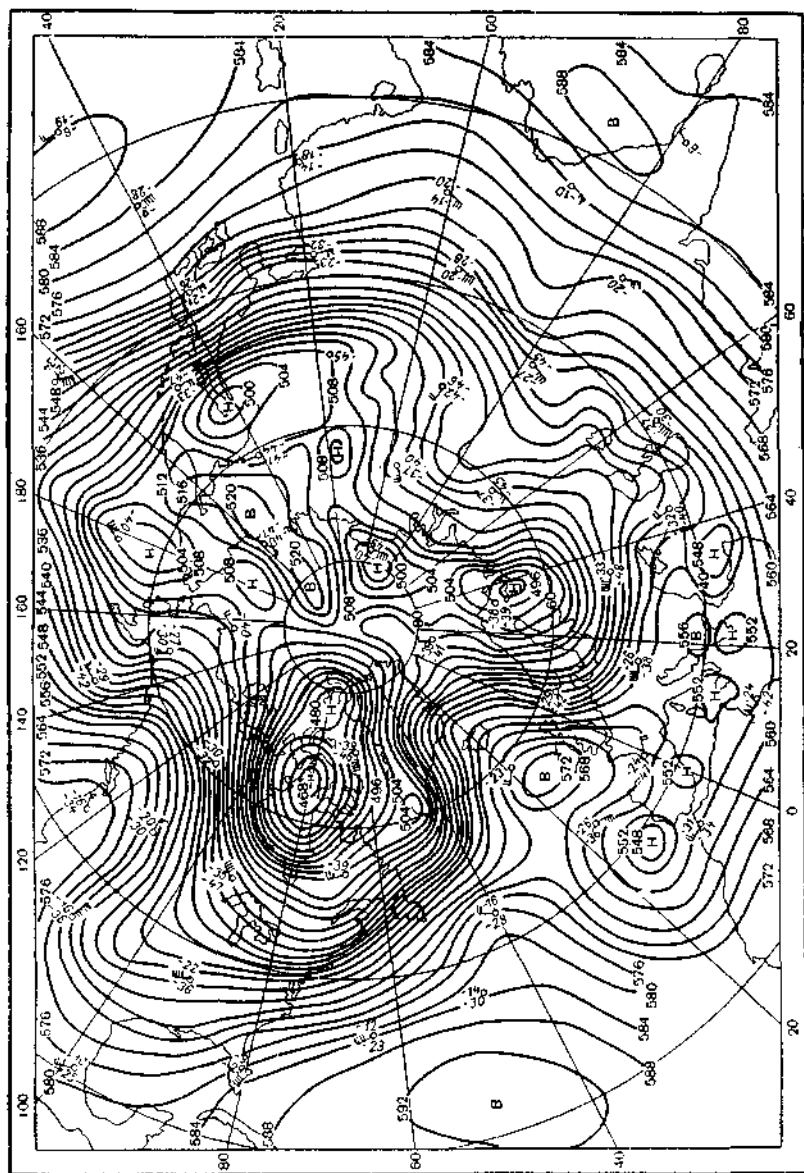


Рис. 23. Карта барической топографии поверхности 500 мб за 3 часа московского времени 8 февраля 1967 г. На карте проведены линии равных геопотенциальных высот h поверхности 500 мб (в геопотенциальных деkamетрах).

температуру T слоя между уровнями p_1 и p_2 . Легко видеть также, что поверхность, например p_1 , приподнимается над теми областями земного шара, где давление p_0 на уровне моря выше и наоборот.

Проведем на поверхности p_1 линии одинаковых ее высот над уровнем моря $h_1 = \text{const}$, называемые *изогипсами*. Нарисовав их в плане, мы получим карту изогипс, т. е. *карту барической топографии* (за рубежом иногда именуемую картой контуров), которая широко применяется в службе погоды. На карте барической топографии представлены линии равных высот h данной изобарической поверхности, например 850, 700, 500 мб и т. д. На рис. 23 приведен пример карты топографии поверхности 500 мб за 8 февраля 1967 г. (высоты указаны в геопотенциальных декаметрах).

В гл. XIX мы покажем, что в свободной атмосфере движение происходит примерно вдоль изогипс и что его скорость приблизительно пропорциональна густоте изогипс в данном месте карты барической топографии. Таким образом, понятие геопотенциальной высоты, кажущееся на первый взгляд несколько искусственным, может быть очень полезным.

§ 27. Давление и плотность воздуха на больших высотах

Можно доказать, что барометрическая формула (§ 24) пригодна для газа, подчиняющегося закону распределения скоростей молекул Максвелла и находящегося в локальном термодинамическом равновесии. Последнее означает, что налицо полный статистический обмен кинетической энергией и количеством движения между молекулами в объеме, малом по сравнению с масштабом рассматриваемого явления. Таким масштабом в данном случае является шкала высот H , на протяжении которой давление убывает в e раз. При этих же допущениях получена и формула (24.5), которая привела к выводу о бесконечной атмосфере.

Еще в 1879 г. Максвелл рассмотрел статику газа, в котором равновесие нарушается резкими местными различиями температуры. В случае, если T есть функция только высоты $T = T(z)$, то вместо (24.1) надо написать

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{g}{2} \frac{\mu^2}{p_0 T} \frac{\partial^3 T}{\partial z^3} = -\rho g, \quad (27.1)$$

где μ — коэффициент вязкости. Добавочный член с $\frac{\partial^3 T}{\partial z^3}$ в (27.1) составляет, например, на высоте 250 км около 0,001 от главного и, следовательно, им можно пренебречь.

Сложнее дело обстоит в более высоких слоях, где длина свободного пробега l молекул возрастает так, что становится срав-

нимой с H . При своем движении молекулы могут тогда попадать в слои с иными свойствами, чем те, из которых они вышли. Максвелловское распределение скоростей, типичное для температуры T , нарушается, понятие давления и температуры теряют свой обычный смысл, усложняется и барометрическая формула. Как показал Г. А. Кокин [72], выше 250 км, если атмосфера неподвижна, надо пользоваться уравнением

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ p - 0,64R^2 \left[\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)^2 \right] \right\} = -\rho g. \quad (27.2)$$

На высоте, например, 300 км, давление, рассчитанное по (27.2), уже на 4,7% больше, чем рассчитанное по (24.2). Различие это с высотой возрастает.

Еще выше находится уровень диссипации, над которым, в так называемой экзосфере, молекулы уже не сталкиваются друг с другом и не обмениваются энергией. Молекулы, вылетевшие из нижних более плотных слоев, тут движутся наподобие маленьких планет, либо по эллиптическим орбитам, возвращающим их обратно в нижние слои, либо по гиперболическим орбитам, уводящим в космос. Основание экзосферы, или уровень диссипации, находится в зависимости от активности Солнца на высоте 450—770 км ($R=6820$ —7140 км от центра Земли).

Рассмотрим плотность $\rho(z)$ газа в шаровом слое от r до $r + \Delta r$, создаваемую вылетевшими вверх с уровня R молекулами, считая, что там они имели максвелловское распределение скоростей (6.2). Поток газа через 1 см^2 основания мы уже вычислили по (6.2'), но лишь часть образующих его молекул достигает рассматриваемого слоя Δr . Вклад в плотность $\rho(r)$ частицы, имевшей начальную скорость v_0 , направленную под углом θ к вертикали, пропорционален времени, в течение которого частица находится в слое

$$\Delta t = \frac{\Delta r}{v_r}, \quad (27.3)$$

здесь v_r — радиальная скорость, связанная с полной скоростью v соотношением

$$v_r^2 = v^2 - v_t^2, \quad (27.4)$$

где v_t — поперечная скорость. По закону сохранения площадей

$$Rv_{t0} = rv_t, \quad (27.5)$$

а по закону сохранения энергии

$$\frac{1}{2} (v_0^2 - v^2) = g_0 R - g_0 \left(\frac{R}{r} \right)^2 r = g_0 R \left(1 - \frac{R}{r} \right). \quad (27.5a)$$

Подставляя $R/r=y$ ($0 < y < 1$), $v_{10}=v_0 \sin \theta$, имеем из (27.4), (27.5), (27.5a)

$$v_r^2 = v_0^2(1 - y^2 \sin^2 \theta) - 2g_0 R(1 - y).$$

Используя изотропное распределение скоростей, согласно (6.2), находя массу всех частиц, попадающих в слой Δr (объем которого $4\pi r^2 \Delta r$), вычисляем плотность в слое с точностью до постоянного множителя

$$\begin{aligned} \rho(y) = & y^2 \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_{v_{\min}}^{v_{\infty}} p(v_0) \left(\frac{v_0}{v_r} \right) dv_0 + \\ & + \frac{y^2}{2} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_{v_{\infty}}^{\infty} p(v_0) \frac{v_0}{v_r} dv_0, \end{aligned} \quad (27.6)$$

где

$$p(v_0) = 2\pi v_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv_0^2}{2kT}},$$

причем первый член в (27.6), учитывающий «эллиптические» частицы, удвоен, ибо каждая из них проходит слой дважды, вверх и вниз; $v_{\infty} = \sqrt{2Rg_0}$ — вторая космическая скорость, позволяющая частице уйти в космос, а $v_{\min}$ — та наименьшая скорость, при которой частица еще может достигнуть слоя r и, следовательно, здесь $v_r = 0$, т. е.

$$v_{\min} = v_{\infty} \frac{1-y}{1-y^2 \sin^2 \theta}.$$

Интегралы в (27.6) берутся аналитически [218]:

$$\begin{aligned} \frac{\rho(y)}{\rho_0} = & \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \sqrt{Ey} \right) e^{-\frac{E}{1+y}} - \\ & - \sqrt{1-y^2} \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \sqrt{\frac{Ey}{1-y}} \right) e^{-\frac{E}{1+y}} - \\ & - \sqrt{\frac{Ey}{\pi}} (1 - \sqrt{1-y}) e^{-E}, \end{aligned} \quad (27.6a)$$

где

$$E = \frac{R}{H}, \quad \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

В табл. 13 приведены значения плотности ρ_v , рассчитанной по барометрической формуле, и «баллистической» плотности ρ_b . Последняя состоит из доли ρ_a , определяемой наличием «эллиптических» частиц, и доли ρ_g , зависящей от «гиперболических» частиц ($\rho_b = \rho_a + \rho_g$). За 100% принята плотность на уровне диссипации.

Таблица 13

Плотность экзосферы при разных предположениях о ее составе и температуре

y	$r - R$	T°	E	ρ_a %	ρ_g %	ρ_g %	ρ_b %
Водород							
1,0	0	1500	4,65	100,00	98,72	1,28	100,00
0,9	767	1500	4,65	62,81	58,17	0,78	58,95
0,5	6910	1500	4,65	9,78	5,47	0,24	5,71
0,5	6910	1250	5,58	6,1	4,0	0,1	4,1
0,5	6910	1800	3,87	14,4	7,0	0,49	7,5
0,5	6910	3000	2,325	31,3	10,5	1,93	12,4
Атомарный кислород							
0,9	767	1500	74,4	0,0587	—	—	0,0583

Видно, что баллистическая плотность ρ_b в водородной атмосфере заметно меньше барометрической ρ_v , т. е. что атмосфера менее обширна и больше концентрируется близ Земли, чем это следовало бы в соответствии с простой барометрической формулой. Этот эффект усиливается с удалением от Земли и ростом температуры. В кислородной экзосфере различие ρ_a и ρ_b было бы мало.

Гораздо сложнее вопрос о равновесии ионизированной атмосферы в магнитном поле Земли, но здесь мы его не будем рассматривать. На расстоянии более $2R_3$ возникает совершенно новое явление — кольца обращающихся вокруг Земли заряженных частиц — радиационные пояса. Их изучение уже выходит за рамки физики атмосферы.

§ 28. Давление воздуха на уровне моря

Давление воздуха на земной поверхности или на уровне моря есть одна из важных характеристик состояния атмосферы. Мы увидим далее, что распределение давления тесно связано со

скоростью и направлением ветра, а также с изменением температуры, облаками и осадками.

Распределение давления можно наглядно представить при помощи карты *изобар* — линий равного давления на уровне моря. Такие карты строят на основании сделанных в один и тот же момент времени наблюдений большого числа метеорологических станций. На карту наносят значения давления, приведенного к уровню моря. Выполняя интерполяцию по данным отдельных станций, можно провести изобары, например изобары 1010, 1015 мб и т. д. Существует тесная зависимость между ветром и расположением изобар (см. § 124). Эта зависимость позволяет, нанося на карту также данные о ветре, более точно строить изобары. Проведя их, можно обнаружить области высокого давления — максимумы и области низкого давления — минимумы, или депрессии. Те и другие имеют по несколько замкнутых изобар, в отличие от *гребней* и *ложбин* — клинообразных областей повышенного и пониженного давления. Между двумя максимумами и двумя минимумами, расположенными крест-накрест, имеется так называемая седловина. В качестве примера на рис. 24 приведена карта изобар, за 3 часа 8 февраля 1967 г.

Анализируя карты погоды за несколько дней, можно видеть, что указанные барические области возникают, развиваются, движутся и распадаются со временем. Кроме того, можно заметить, что в области минимума воздух охвачен всегда вихреобразным движением: в северном полушарии — против часовой стрелки (*циклон*). В области максимума он завихрен по часовой стрелке (*антициклон*).

Наиболее глубокие и обширные циклоны во внетропическом поясе наблюдаются близ Исландии и в районе Алеутских островов.

Над Европейской территорией СССР за год в среднем проходит около 75 циклонов. Диаметр области циклона может достигать 1000 км и более, давление в центре иногда уменьшается до 935 мб в циклонах умеренных широт, и до 887 мб в тропических циклонах (такое давление наблюдалось 18 августа 1927 г. в западной части Тихого океана).

В антициклонах давление может достигать 1078 мб (в Барнауле 17 января 1900 г.). В Европе за год наблюдается в среднем шесть антициклонов с давлением больше 1050 мб, а всего над ней проходит в среднем за год 36 антициклонов. Их движение направлено в общем к юго-востоку и имеет среднюю скорость 27 км/час.

Горизонтальные градиенты давления $\frac{\partial p}{\partial x}$ в синоптической метеорологии измеряются либо в мб/км, либо в мб/111 км (один градус дуги экватора); 1 мб/111 км соответствует 0,009 мб/км или $0,9 \cdot 10^{-5}$ дин/см³. В обычных циклонах горизонтальный

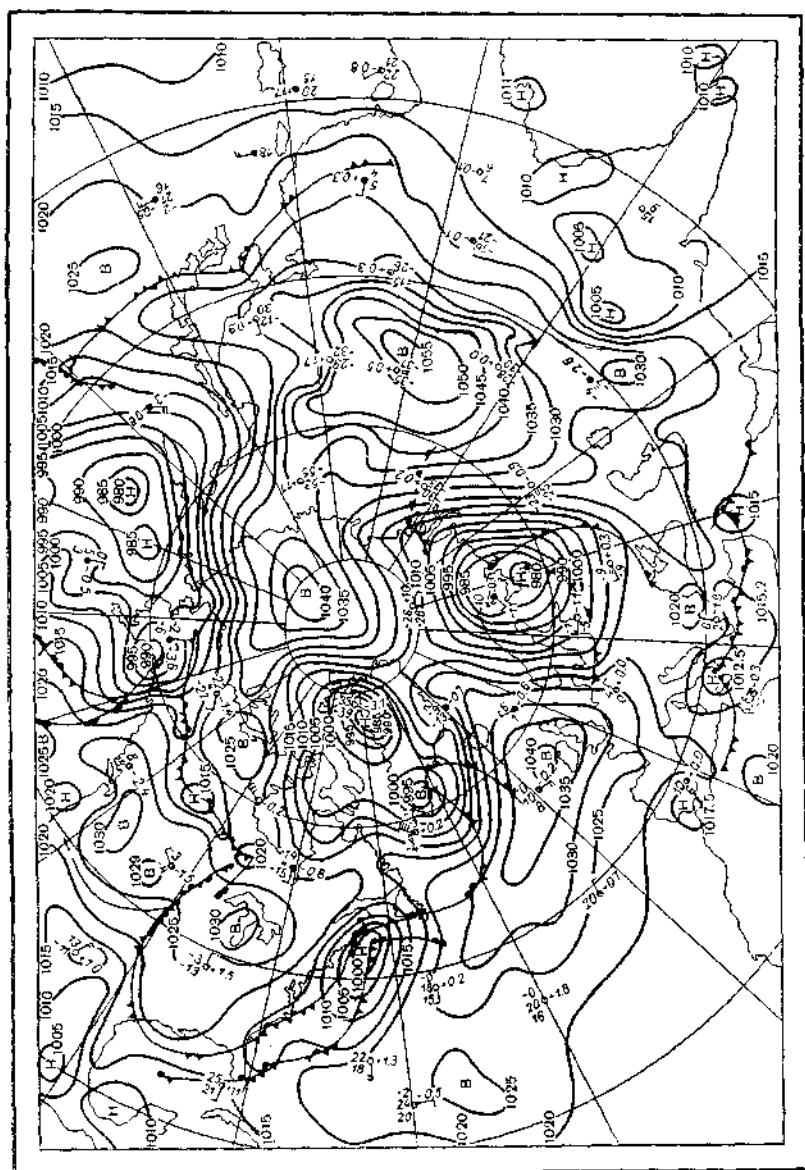


Рис. 24. Карта давления на уровне моря и ветров в 3 часа 8 февраля 1967 г.

градиент давления порядка 0,02—0,1 мб/км, а в тропических циклонах он достигает 0,26 мб/км (например, в 1923 г. на о. Гуам).

Чтобы построить карты изобар для некоторых уровней, например для 1, 3, 5 км и т. д., необходимо иметь аэрологические данные с достаточно большого числа станций, а именно сведения о температуре и давлении на этих уровнях в свободной атмосфере. Обычно строят, однако, не карты изобар, а карты барической топографии уровней 850, 700, ..., 100, 50 мб, 10 мб и даже менее. На них проводят изогипсы — линии равных высот данной изобарической поверхности; большие высоты соответствуют областям более высокого давления и наоборот.

На картах барической топографии можно также видеть циклоны, антициклоны, гребни и ложбины, являющиеся как бы продолжением наземных барических областей на высоте. Так как в циклоне наиболее холодной является его тыловая, обычно западная или северо-западная часть, где ветры дуют с севера, то над ней давление ниже, чем над более теплой восточной или юго-восточной частью. В результате область наименьшего давления на высоте смещена несколько к северо-западу по отношению к центру наземного циклона. В антициклоне наиболее теплая часть — юго-западная, и именно в эту сторону смещен центр высотного антициклона.

На рис. 25 и 26 приведены карты среднего (по многолетним наблюдениям) давления на уровне моря. Они характеризуют типичные черты распределения давления на земном шаре. Среднее давление в северном полушарии равно 1013,45 мб, в южном 1008,9 мб (хотя данные по Антарктике недостаточно точны). В областях, где чаще всего проходят циклоны, на этих картах как бы вытягиваются длинные ложбины низкого давления (например, от Исландии и от Алеутских островов на январской карте). В областях, где чаще всего формируются антициклоны, на картах среднего давления также имеются области высокого давления, например, зимой — над материками Сибири и Северной Америки, во все сезоны — над океанами в зоне 30—35° северной и южной широты. Более подробный анализ закономерностей наземного давления см. в главах XX—XXII.

В верхней тропосфере распределение давления несколько иное. Наиболее холодная (в среднем) тропосфера над полярными областями, наиболее теплая — над тропическими; в результате этого в верхней тропосфере (как и в нижней стратосфере) в среднем более низкое давление в районе полюса, более высокое — в тропических областях.

Как свидетельствует табл. 14, разность давлений Δp между широтами 32—68° наибольшая зимой и наименьшая летом. Можно показать, что относительная разность давлений растет с высотой до 12 км, так что полярный высотный циклон является наиболее глубоким на высотах около 12 км.

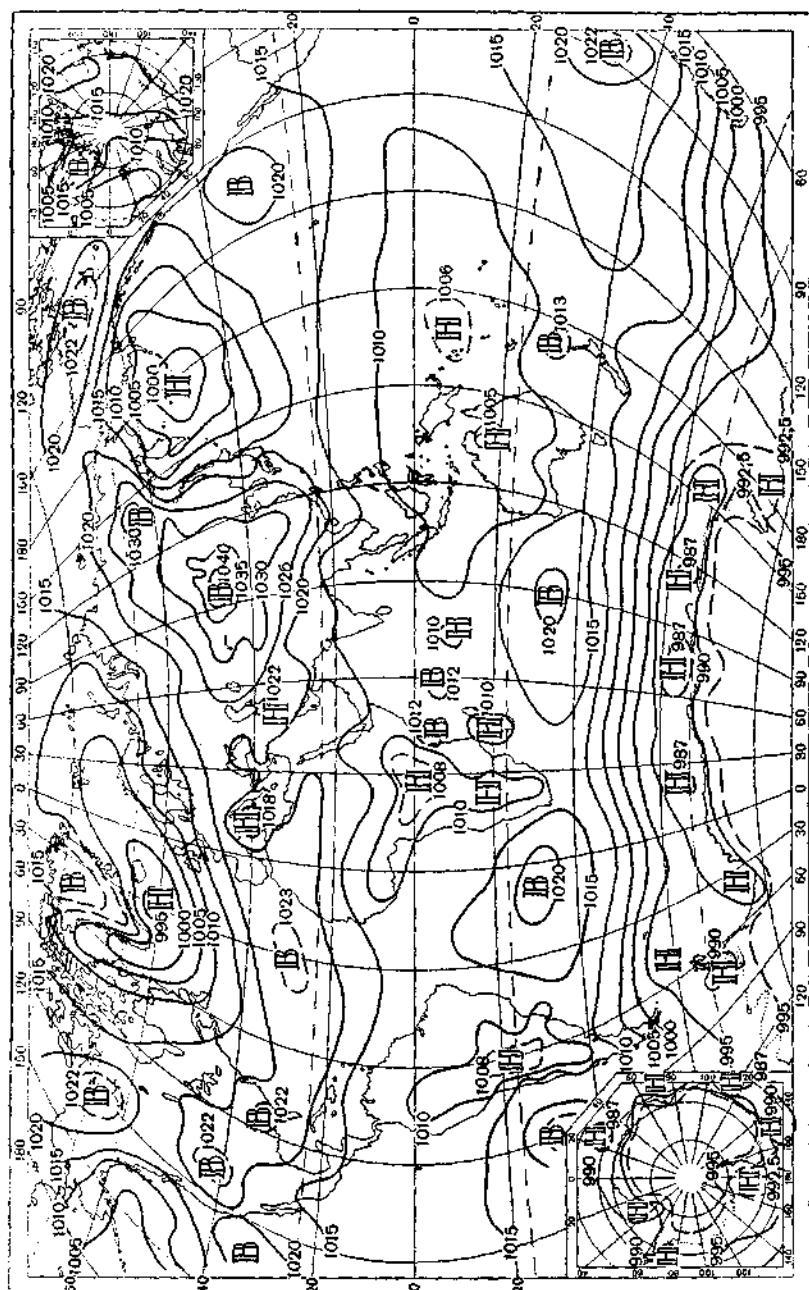


Рис. 25. Среднее многолетнее распределение давления (мб) на земном шаре на уровне моря в январе. P — области высокого давления, H — низкого давления.

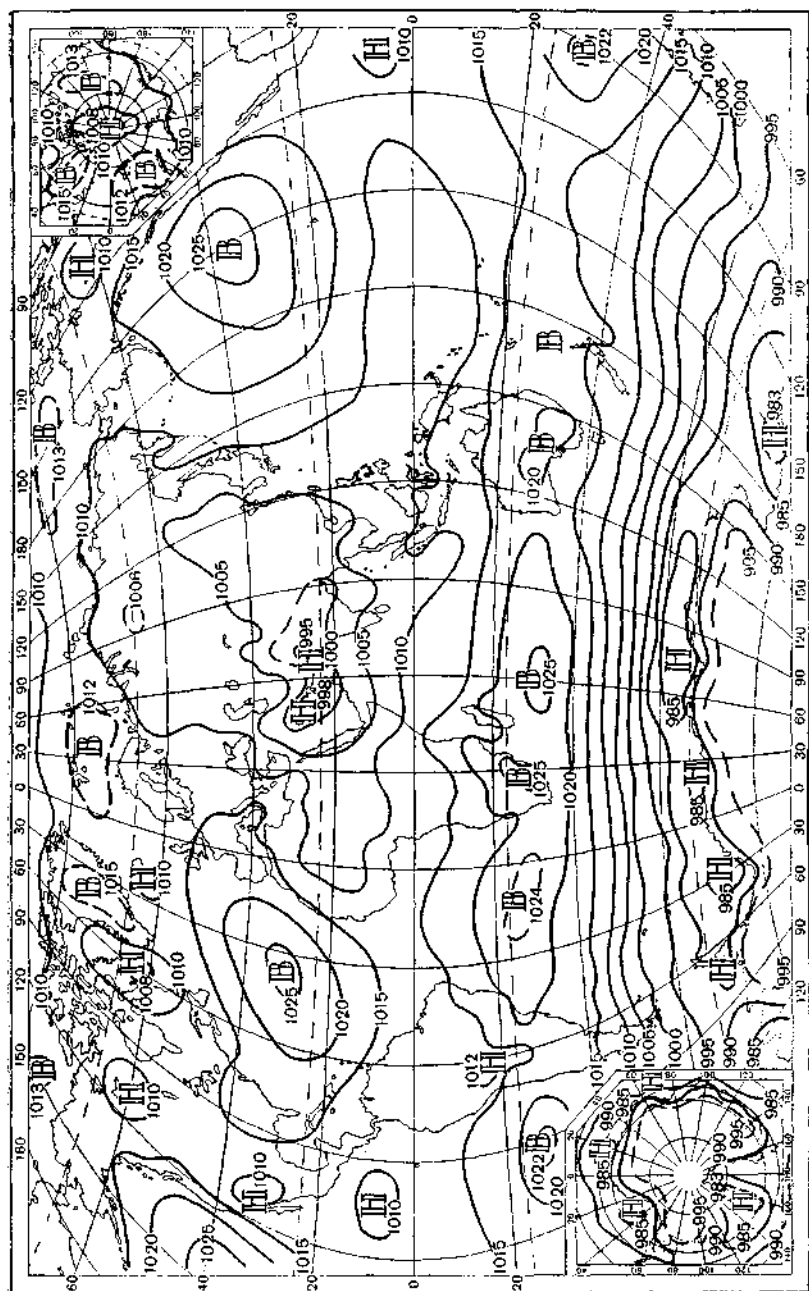


Рис. 26. Среднее многолетнее распределение давления на земном шаре на уровне моря в июле.

Среднее давление воздуха (мб) в северном полушарии в вертикальном меридиональном сечении¹

Высота, км	Зима					Лето				
	φ°				Δp	φ°				Δp
	0	32,5	46,5	67,8		0	32,5	46,5	67,8	
0	1012	1018	989	1010	8	1011	1015	988	1008	7
4	631	623	601	577	46	632	635	627	608	27
8	378	365	339	314	51	377	380	370	348	32
12	212	200	183	169	31	212	214	206	190	24
16	110	104	99	(92)	12	(111)	112	110	104	8

¹ В скобках приведены менее надежные значения.

§ 29. Суточные колебания давления и приливы

На фоне больших и длительных изменений давления, связанных с циклонами и т. д., существуют правильные, хотя и очень небольшие его колебания с суточным (24 часа) или полусуточным (12 час.) периодами. В полярных и умеренных широ-

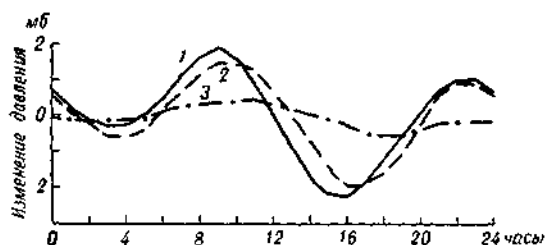


Рис. 27. Суточный ход давления.

1 — Джакарта, сентябрь; 2 — Калькутта, август; 3 — Астрахань, июль.

тах они очень малы и выделить их можно, только вычисляя средние величины p за 1, 2, ... час дня по данным многих дней (рис. 27, кривая 3). Максимум наблюдается при этом в 9—10 час., минимум — после полудня. В тропическом поясе и летом в субтропическом суточные колебания давления велики (имеют амплитуду до 4 мб) и правильны, т. е. происходят прибли-

тельно одинаковым образом каждый день. При этом хорошо выражена двойная суточная волна — с максимумами в 9—10 час. и 20—22 часа (рис. 27, кривые 1, 2).

Принципиально, с физической точки зрения, большой интерес представляют *лунные приливы* — колебания давления с периодом в $1/2$ лунных суток, т. е. 12 час. 25 мин. Амплитуда этого прилива очень незначительна и лишь в тропиках достигает 0,09 мб, а на 50° с. ш. — всего 0,013 мб (рис. 28). Это говорит

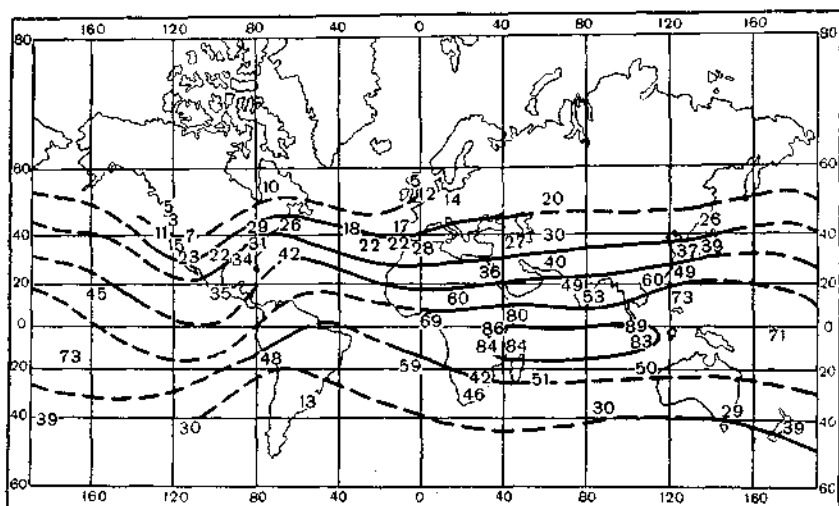


Рис. 28. Географическое распределение амплитуды полусуточного лунного прилива в микробарах. По С. Чепмэну.

о том, что влияние Луны на погоду в нижней атмосфере крайне незначительно.

Описанная выше основная волна давления с периодом в $1/2$ солнечных суток, как показали Хоф, Чепмэн и др., является *солнечным приливом*, усиленным примерно в 70 раз резонансом атмосферы. Предполагают, что этот резонанс так силен потому, что происходят одновременные значительные колебания температуры и плотности атмосферы с кратным (вдвое большим) периодом. Однако Чепмэн возражает против такой гипотезы, указывая, что фаза солнечного полусуточного прилива одинакова на всей Земле ($149-158^\circ$), в то время как суточный ход температур весьма разнообразен на разных широтах и в разных климатических условиях. Есть указания, что в ионосфере, выше 100 км, солнечный и лунный приливы создают четырежды в день сменяющиеся восточные и западные ветры со скоростями до 20—40 м/сек.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ

§ 30. Сухоадиабатический процесс

От процессов излучения и поглощения тепла, а также превращения энергии солнечных лучей в поверхностных слоях почвы и воды океанов и морей существенным образом зависит температура атмосферы. В то же время температура в атмосфере может меняться и без притока или убыли тепла. Это происходит при явлениях, называемых *адиабатическими*.

Рассмотрим вначале, как они происходят в сухом воздухе. Предположим сначала, что единица массы (1 г) воздуха получает извне некоторое количество тепла dQ . Это количество тепла пойдет на нагревание воздуха (при постоянном объеме) и на его расширение, т. е.

$$dQ = c_v dT + A p dv. \quad (30.1)$$

Здесь c_v — *теплоемкость воздуха* при постоянном объеме, равная 0,1714 кал/г·град., dT — изменение температуры, dv — приращение объема, $A p dv$ — работа расширения, выраженная в тепловых единицах, причем A — термический (тепловой) эквивалент работы, равный $2,38844 \cdot 10^{-8}$ кал/эрг.

Из уравнения состояния (23.1) имеем

$$p dv + v dp = R_v dT, \quad (30.2)$$

и, следовательно,

$$dQ = (c_v + A R_v) dT - A v dp. \quad (30.1a)$$

Уравнения (30.1), или (30.1a), иногда называют уравнениями притока тепла. В частности, при $dp=0$, т. е. если нагревание воздуха происходит при постоянном давлении

$$\left(\frac{dQ}{dT} \right)_{p=\text{const}} = c_v + A R_v = c_p,$$

где c_p — *теплоемкость воздуха* при постоянном давлении, равная 0,24 кал/г·град.

Рассмотрим такие изменения давления и температуры, при которых воздух не отдает и не поглощает извне тепло, т. е. $dQ=0$. Такие процессы, как известно, называются *адиабатическими*. Они играют фундаментальную роль во всех атмосферных явлениях, и мы рассмотрим их подробнее.

Если $dQ=0$, то

$$c_p dT = A v dp = \frac{A R_v T}{p} dp = (c_p - c_v) T \frac{dp}{p}. \quad (30.3)$$

Предположим, что в начальный момент процесса давление было равно p_0 и температура T_0 . Тогда, интегрируя (30.3), имеем:

$$\ln T - \ln T_0 = \frac{c_p - c_v}{c_p} (\ln p - \ln p_0), \quad (30.4)$$

или

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{c_p - c_v}{c_p}} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}, \quad (30.4a)$$

где $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$. Для сухого воздуха $\frac{c_p - c_v}{c_v} = 0,2858$. Уравнение (30.4a) называется *уравнением Пуассона*. Оно описывает изменения температуры любой воздушной массы при адиабатическом сжатии (нагревание) или расширении (охлаждение).

Из (30.1a), считая, что тепло dQ получено за время dt , можно вывести уравнение притока тепла в виде

$$\frac{dT}{dt} = \frac{c_p - c_v}{c_p} \frac{T}{p} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt}. \quad (30.4б)$$

Если тепло dQ получается за счет процессов теплопроводности, то из теории этого явления известно, что

$$\frac{dQ}{dt} = c_p a^2 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = c_p a^2 \nabla^2 T, \quad (30.4в)$$

а если dQ определяется поглощением радиации, то (см. § 44)

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{kJ}{\rho_B}, \quad (30.4г)$$

где k — объемный коэффициент поглощения, а J — напряжение радиации.

Наблюдения показывают, что происходящие в атмосфере процессы очень часто близки к адиабатическим. В физике атмосферы чаще всего рассматривают адиабатические процессы в восходящих или нисходящих потоках воздуха. Для этого предположим, что в некотором слое атмосферы температура равна T' . (Если воздух влажный, то под T' надо подразумевать его виртуальную температуру). Тогда с изменением высоты на dz давление в нем изменяется на dp , согласно соотношению

$$dp = -g\rho dz = -p \frac{g dz}{R_B T'}. \quad (30.5)$$

Предположим далее, что сквозь этот слой адиабатически поднимается некоторая небольшая масса воздуха. Можно считать, что давление в ней одинаково с давлением в окружающем

воздухе на том же уровне (это — так называемое квазистатическое условие). Тогда в ней, согласно (30.3) и (30.5),

$$c_p dT = -Ag \frac{T}{T'} dz$$

и, полагая $g = 980,641$ см/сек²,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{Ag}{c_p} \frac{T}{T'} = -0,9762 \cdot 10^{-4} \frac{T}{T'} = -\gamma_a \frac{T}{T'} \text{ град/см.} \quad (30.6)$$

Величина $\gamma_a = \frac{Ag}{c_p} = 0,9762 \cdot 10^{-4}$ град/см называется *сухоадиабатическим градиентом температуры*.

Если T близко к T' , то поднимающаяся воздушная масса охлаждается приблизительно на $0,98^\circ$ на каждые 100 м подъема. Очевидно, нисходящая масса воздуха нагревается на $0,98^\circ$ на каждые 100 м опускания. Множителем T/T' при расчетах часто пренебрегают.

В связи с увеличением g от экватора к полюсу γ_a на полюсе несколько больше и равен $0,9788^\circ$ на 100 м, на экваторе меньше — $0,9736^\circ$ на 100 м. Заметим, что γ_a , рассчитанный на 100 гп. м, везде одинаков и равен $0,975^\circ$.

Выражение (30.6) часто применяется в физике атмосферы. Пусть, например, поток ветра встречает на своем пути горный хребет и поднимается вверх по его склонам. Тогда по мере подъема воздух будет охлаждаться приблизительно на $9,8^\circ$ на каждый километр подъема (считая по вертикали). Правда, он будет частично нагреваться благодаря соприкосновению с горными склонами, нагретыми лучами Солнца, но тем не менее везде климат горных стран холоднее климата прилежащих равнин. Так, например, на склонах Главного Кавказского хребта выше 3200 м лежат снега, не тающие летом, в то время как у подножия хребта средние температуры воздуха равны $23-24^\circ$.

В атмосфере могут образовываться мощные восходящие потоки воздуха; в них также температура понижается примерно на $9,8^\circ$ на каждый километр подъема, если только не сказывается влияние излучения.

Весьма удобным для многих расчетов является понятие о так называемой *потенциальной температуре*. Потенциальной температурой Θ называют условную температуру, которую примет данная частица воздуха, если ее сухоадиабатически привести от давления p_0 к давлению $p = 1000$ мб (к уровню, где давление равно 1000 мб). Согласно (30.4а), полагая конечное давление $p = 1000$ мб, найдем, что конечная температура в этом случае будет равна

$$\Theta = T_0 \left(\frac{1000}{p_0} \right)^{0,2858}. \quad (30.7)$$

Приближенно потенциальную температуру можно вычислить по формуле

$$\Theta = T_0 + 0,98(z - z_0) \cdot 10^{-4}, \quad (30.7a)$$

где z_0 — высота, на которой давление равно 1000 мб.

Легко видеть, что при всех адиабатических процессах потенциальная температура частицы воздуха остается неизменной. В этом смысле она характеризует данную частицу, является ее консервативным свойством, пока адиабатичность процесса не нарушится. В частности, при турбулентных движениях в атмосфере отдельные частицы «переносят» с собой свою потенциальную температуру, хотя их молекулярная температура может при этом меняться. Если различные частицы смешиваются на некотором уровне, то их потенциальные температуры выравниваются. Во вполне перемешанной атмосфере Θ на всех высотах одинакова. В ней, очевидно, молекулярная температура должна убывать на $0,98^\circ$ на 100 м подъема.

§ 31. Энтропия

Как известно, энтропия газа S определяется выражением

$$S = \int \frac{dQ}{T}. \quad (31.1)$$

Для сухого воздуха

$$\frac{dQ}{T} = c_p \frac{dT}{T} - AR_b \frac{dp}{p},$$

т. е.

$$\begin{aligned} S &= \int \frac{dQ}{T} = c_p \ln \frac{T}{T_0} - AR_b \ln \frac{p}{p_0} = \\ &= c_p \left[\ln \frac{T}{T_0} - \frac{AR_b}{c_p} \ln \frac{p}{p_0} \right], \end{aligned} \quad (31.1a)$$

где T_0, p_0 — начальные значения, от которых мы ведем отсчет энтропии. Из определения потенциальной температуры (30.7 а) следует

$$\ln \Theta = \ln T + \frac{AR_b}{c_p} (\ln 1000 - \ln p),$$

при этом мы опустили индексы, характеризующие данное состояние массы газа.

Сравнивая с (31.1a), имеем

$$S = c_p \ln \Theta - \left(c_p \ln T_0 - AR_b \ln \frac{p_0}{1000} \right) = c_p \ln \Theta + C. \quad (31.2)$$

Таким образом, энтропия газа тем больше, чем больше его потенциальная температура. При адиабатическом процессе, при котором $dQ=0$, очевидно, ни потенциальная температура, ни энтропия не меняются. Его можно назвать поэтому изэнтропическим процессом.

Уравнение (30.4) применимо и к влажному ненасыщенному воздуху. При этом надо учесть, что теплоемкости водяного пара $c_{pn}=0,4409$ кал/г·град и $c_{vp}=0,3307$ кал/г·град. (при 0°C) соответственно больше теплоемкостей сухого воздуха. Если в 1 г воздуха имеется q г водяного пара (т. е. удельная влажность равна q), то отношение теплоемкостей влажного воздуха равно

$$\begin{aligned} \left(\frac{c_p}{c_v}\right)' &= \frac{(1-q)c_p + qc_{pn}}{(1-q)c_v + qc_{vp}} = \\ &= \frac{c_p}{c_v} \left[1 + \frac{q}{1-q} \left(\frac{c_{pn}}{c_p} - \frac{c_{vp}}{c_v} \right) \right] = \frac{c_p}{c_v} \left(1 - 0,092 \frac{q}{1-q} \right) \end{aligned}$$

и соответственно

$$\left(\frac{c_p - c_v}{c_p}\right)' = 0,2858 \left[1 - 0,236 \frac{q}{1-q} \right]. \quad (31.3)$$

При $q=5$ г/кг, например, $\left(\frac{c_p - c_v}{c_p}\right)' = 0,2854$, т. е. изменения $\frac{c_p}{c_v}$ во влажном воздухе невелики.

§ 32. Влажноадиабатический процесс

Если воздушная масса насыщена водяным паром, то изменения ее состояния будут несколько иными, чем это следует из (30.6). При сжатии она нагреется, перестанет быть насыщенной и будет подчиняться уравнению (30.4 а). При расширении и охлаждении в ней начнется конденсация части водяного пара. Происходящее при этом выделение скрытого тепла будет замедлять дальнейшее охлаждение воздуха и формула (30.4а) будет неприменима.

Известно, что при конденсации пара в воду при температуре t выделяется скрытая теплота L :

$$L = 597,26 - 0,647t \text{ кал/г}, \quad (32.1)$$

а при сублимации¹ пара в лед и снег выделяется $L = 676,93$ кал/г.

¹ В физике атмосферы *сублимацией* называют обычно непосредственное превращение водяного пара в лед, минуя жидкое состояние, а *конденсацией* — только превращение пара в воду.

Предположим сначала, что при этом вода или лед образуются и выпадают немедленно в виде дождя или снега. Такой процесс называется *псевдоадиабатическим*, он отличается от *влажноадиабатического*, при котором воздушная масса переносит вместе с собой в виде облачных капель или кристаллов всю сгущенную влагу. Пренебрежем, далее, изменениями давления, вызванными удалением части водяного пара. Пренебрежем также зависимостью R_v и c_p от изменений влажности воздуха. Тогда уравнение притока тепла запишется в виде

$$dQ = c_p dT - AR_v T \frac{dp}{p} + L dq, \quad (32.2)$$

где dq — изменение насыщающей удельной влажности при изменении температуры на dT . Из (19.6) следует, что

$$q_{\text{нас}} = \frac{0,622E}{p - 0,378E} \approx 0,622 \frac{E}{p},$$

т. е.

$$\frac{dq}{q} \approx \frac{dE}{E} - \frac{dp}{p}.$$

Так как E есть функция одной T , то

$$\begin{aligned} dQ &= c_p dT - AR_v T \frac{dp}{p} + Lq \left(\frac{dE}{E} - \frac{dp}{p} \right) = \\ &= \left(c_p + \frac{Lq}{E} \frac{dE}{dT} \right) dT - \left(AR_v T + Lq \right) \frac{dp}{p}. \end{aligned} \quad (32.3)$$

Процесс будет псевдоадиабатическим, если приток тепла $dQ=0$. Подставив в (32.3) выражение для dp из (30.5), получим

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{Ag \frac{T}{T'} + \frac{Lq}{R_v T'} g}{c_p + \frac{Lq}{E} \frac{dE}{dT}}. \quad (32.4)$$

Проинтегрировав уравнение (32.3) при $dQ=0$ (для чего нужно выразить q и E как функции p и T) от некоторого начального состояния (p_0, T_0) , мы получим уравнение для псевдоадиабатического процесса. Кривая на диаграмме (p, T) или в других координатах, например $(\ln p, T)$, описывающая это изменение состояния, называется псевдоадиабатой. Уравнение (32.4) дает нам величину псевдоадиабатического градиента. В табл. 15 приведены величины $\frac{dT}{dz}$ для различных p и T .

Псевдоадиабатические градиенты (град/100 гп. м)

t °C	p мб				
	1000	800	600	400	200
При конденсации					
40	0,309	—	—	—	—
30	0,359	0,331	—	—	—
20	0,431	0,394	0,352	—	—
10	0,528	0,488	0,433	—	—
0	0,646	0,604	0,543	0,463	—
—10	0,764	0,726	0,673	0,591	0,452
При сублимации					
0	0,588	0,543	0,483	0,405	—
—10	0,736	0,695	0,640	0,560	—
—20	0,855	0,829	0,786	0,719	0,576
—30	0,916	0,913	0,892	0,855	0,757

Умножая на $g/980$, мы получим соответствующие градиенты в град/100 м. Из таблицы видно, что псевдоадиабатический градиент уменьшается с повышением температуры, т. е. с увеличением удельной влажности воздуха. С понижением давления воздуха градиент также уменьшается, так как удельная влажность при насыщении растет, скрытое тепло расходуется на нагревание меньшей массы воздуха и температура значительно повышается. При очень низких температурах и влажностях псевдоадиабатический градиент приближается к сухоадиабатическому. Псевдоадиабатический процесс необратим. Если расширение воздуха заменить сжатием, то воздух начнет нагреваться, следуя сухой адиабате.

Можно представить также, что восходящий поток воздуха уносит с собой все образующиеся в нем капли воды в виде облака, начиная с момента конденсации. Такой процесс можно назвать влажноадиабатическим. Охлаждение в этом случае будет идти еще медленнее, чем при псевдоадиабатическом процессе, ибо в уравнении состояния, подобном (32.3), нужно будет учесть теплоемкость капель воды. Для этого надо знать содержание в воздухе капельножидкой воды в начальный момент. Составить какие-либо общие таблицы или графики для такого процесса нельзя. В естественных облаках остается лишь малая (кроме того, сильно изменяющаяся) доля сконденсировавшейся влаги, а большая часть ее выпадает. Процессы в облаках поэтому гораздо ближе к псевдоадиабатическим, чем к влажноадиабатическим.

При температурах ниже 0° может быть два рода псевдоадиабат, так как водяной пар может превращаться либо в лед, либо в капли переохлажденной воды (см. табл. 15)¹.

Переохлажденные капли в атмосфере наблюдаются очень часто до температуры -40° , в некоторых случаях даже до -47° . До $t = -12^\circ$ облака состоят преимущественно из переохлажденных капель.

В большинстве случаев в атмосфере первичным процессом является конденсация, а не сублимация. Поэтому и при температурах ниже 0° изменения состояния воздушных потоков следуют конденсационным псевдоадиабатам.

Заметим, что образование переохлажденных капель при адиабатическом охлаждении означает появление значительного запаса скрытого тепла в атмосфере. Это скрытое тепло освобождается тогда, когда переохлажденные капли по той или иной причине замерзают или превращаются в кристаллы льда. При этом повышается температура, и в атмосфере может начаться даже конвекция.

§ 33. Адиабатные графики (термодинамические диаграммы)

Адиабатические процессы так же, как и многие другие явления в атмосфере, можно удобно и просто изучать с помощью так называемых адиабатных графиков. Большинство из них представляет собой то или иное преобразование индикаторной диаграммы. На последней изменения состояния изображаются некоторой кривой в координатах (p, v).

Наиболее распространенным и удобным адиабатным графиком является эмаграмма Рефсдаля (рис. 29), на которой по оси ординат отложены убывающие с высотой логарифмы давления, по оси абсцисс — температуры. Вертикальные линии на эмаграмме — изотермы, горизонтальные — изобары. На ней проведены «сухие адиабаты», которые можно построить с помощью уравнения (30.4а) (наклонные сплошные линии, поднимающиеся налево вверх).

Поскольку насыщающая удельная влажность $q_{\text{нас}} = \frac{0,622E}{p - 0,378E}$ есть функция только p и T , на эмаграмме можно провести линии равных насыщающих влажностей $q_{\text{нас}} = \text{const}$ (пунктир с точкой) — так называемые изограммы.

Пусть начальное состояние ненасыщенной воздушной массы определяется давлением p_0 , температурой T_0 и удельной влаж-

¹ При быстром расширении воздуха (быстром подъеме) процесс конденсации не будет успевать «отбирать» избыток водяного пара, выделение тепла будет меньше, а охлаждение — скорее, чем согласно (32.4) (см. [89]).

ностью q_0 . Тогда все адиабатические изменения состояния массы будут описываться кривой состояния — сухой адиабатой, проходящей через точку (T_0, p_0) . С ее помощью, например, можно найти температуру массы в момент, когда она достигает любого уровня p . При расширении (или сжатии) удельная влажность не меняется до тех пор, пока q_0 не будет равна насыщающей влажности. Это произойдет в той точке, где кривая состояния пересе-

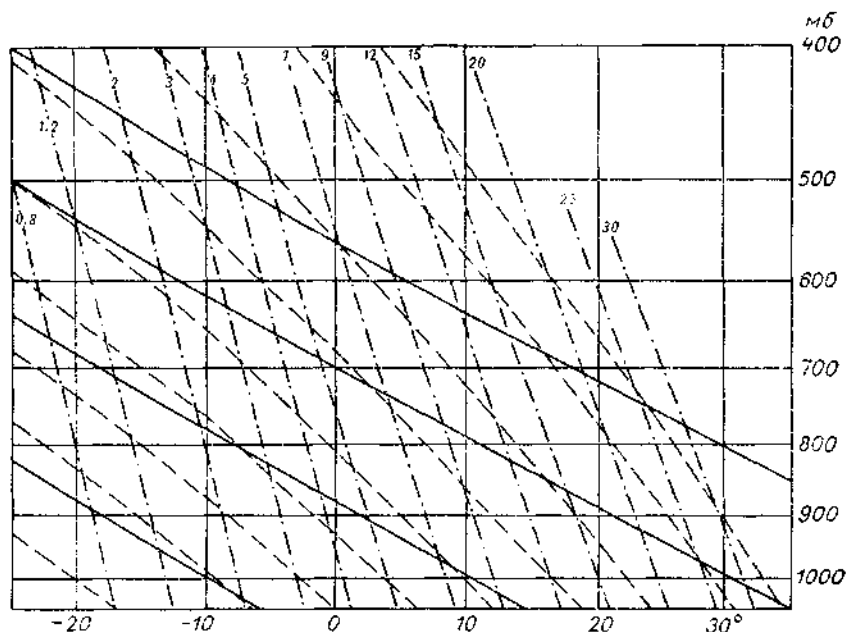


Рис. 29. Эмаграмма.

чет изогрammu q_0 . Здесь можно отсчитать температуру T_k и давление p_k , при которых начинается конденсация.

Прерывистыми (пунктирными) линиями на эмаграмму нанесены псевдоадиабаты; их строят путем численного интегрирования уравнения (32.4), считая $dQ=0$. Если воздушная масса поднимается выше уровня конденсации и вся конденсирующаяся вода выпадает из нее, как только образуется, то состояние массы будет изменяться, следуя псевдоадиабате. При этом можно определить, как будет уменьшаться удельная влажность, т. е. сколько будет выпадать дождя из 1 кг воздуха.

Опустившись из данной точки по псевдоадиабате до уровня конденсации и далее по сухой адиабате до уровня давления 1000 мб, можно определить псевдопотенциальную температуру в исходной точке.

На эмаграмму можно нанести также кривую стратификации атмосферы, т. е. кривую распределения температур, наблюдавшегося в некоторый данный момент. Эта кривая характеризует температуры различных слоев атмосферы, иначе говоря, различ-

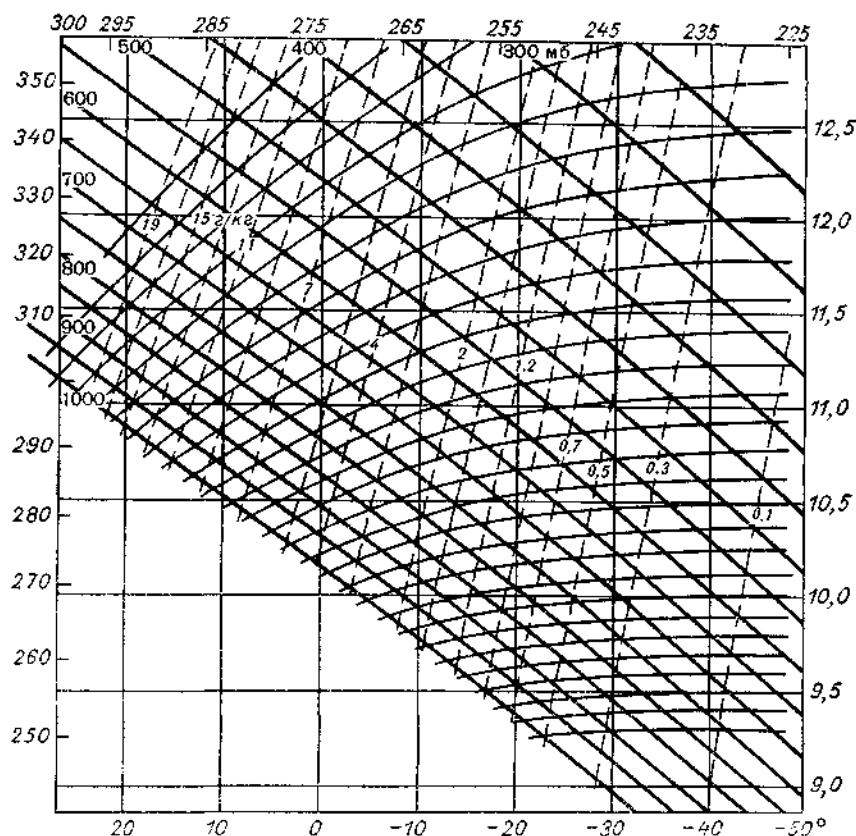


Рис. 30. Тетраграмма.

ных частиц воздуха. В этом состоит отличие ее от кривой состояния, описывающей температуру одной и той же частицы в различных точках ее пути.

Кривые стратификации реальной атмосферы могут быть самыми разнообразными. Чаще всего температура понижается с высотой. Нередко, однако, наблюдаются и слои (так называемые *инверсии*), в которых температура повышается с высотой.

Существует множество других адиабатных графиков. В Англии, например, наиболее распространенной является *тетраграмма* Шоу (рис. 30), на которой можно делать те же построения, что и

на эмаграмме. Тефиграмма менее удобна. На ней по оси абсцисс нанесены в линейной шкале температуры, убывающие вправо, а по оси ординат — энтропия, пропорциональная, согласно (31.2), логарифму потенциальной температуры. Горизонтальные линии на тефиграмме — сухие адиабаты. Кривые, асимптотически приближающиеся к ним, — псевдоадиабаты, на график нанесены также изобары и изогаммы.

§ 34. Высота уровня конденсации

Восходящий поток воздуха на некоторой высоте, называемой уровнем конденсации, достигает состояния насыщения. Предположим, что воздушная частица начинает свое движение от поверхности земли, $z=0$, и что ее начальная температура равна $T_0=273+t_0$, давление p_0 и относительная влажность f_0 . Ее удельная влажность в этот момент будет равна, согласно (19.1),

$$q_0 \approx q_{\text{нас}} f_0 \approx \frac{0,622E(t_0)}{p_0} f_0 \approx 0,622 \frac{E_0}{p_0} e^{\lambda t_0} f_0, \quad (34.1)$$

где $\lambda = 2,3025 \cdot \frac{7,633}{241,9+t}$. При $t=0^\circ \text{C}$, например, $\lambda=0,0726$. Полагая, что при подъеме частица не смешивается с окружающим воздухом, имеем, что в ней

$$T = T_0 - \gamma_a z, \quad q = \text{const} = q_0. \quad (34.2)$$

На уровне конденсации, высоту которого мы обозначим через z_k , имея в виду (34.1), (34.2) и (24.2), получим:

$$\begin{aligned} q_0 &= \frac{0,622E(t_k)}{p_k} = 0,622 \frac{E(t_0 - \gamma_a z_k)}{p_k} = \\ &= 0,622 \frac{E_0}{p_0} e^{\lambda t_0 - \lambda \gamma_a z_k} e^{\frac{z_k}{H}} \end{aligned}$$

и

$$z_k = \frac{\ln f_0}{\frac{1}{H} - \lambda \gamma_a} = -C \lg f_0. \quad (34.3)$$

Подобная формула для высоты уровня конденсации z_k впервые была дана Д. Л. Лайхтманом. Она показывает, что z_k определяется в первую очередь начальной (наземной) относительной влажностью воздуха. Принимая во внимание, что $H=7996$ м, можно найти, что при средней температуре восходящего потока

$+10^{\circ}\text{C}=4110\text{ м}$. Так, в частности, при влажности $f_0=75\%$ $\lg f_0=-0,125$, т. е. $z_k=510\text{ м}$.

Наблюдая, например, кучевые облака, образующиеся в восходящих воздушных потоках, можно видеть, что их основания плоские и находятся на одном уровне. Это и есть уровень конденсации. В сухом климате он располагается гораздо выше, чем во влажном. В Москве, например, летом в среднем $z_k=1\text{ км}$, а на Памире в это время кучевые облака образуются на высотах 6,5 км и более (3,5 км над уровнем дна долин).

§ 35. Фён

Примером адиабатического процесса служит фёновый эффект, наблюдающийся в горных странах. Воздушный поток, встречающий на своем пути горный хребет, поднимается, охлаждаясь, по его наветренному склону. На уровне конденсации и выше него будет происходить сгущение все новых и новых количеств водя-

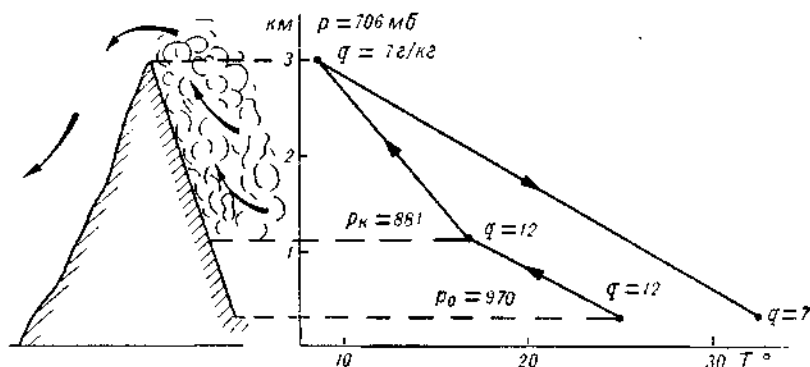


Рис. 31. Возникновение фёна.

Слева — условия образования фёна, справа — кривая состояния воздушного потока, поднимающегося по склону, переваливающего через хребет и опускающегося с подветренной стороны.

ного пара, приносимых воздушным потоком. При этом образуются облака, из которых выпадает дождь или снег, и удельная влажность воздуха в них уменьшается.

Когда поток перевалил через хребет, в нисходящем нагреваемом потоке воздуха капельки облака будут быстро испаряться, с подветренной стороны будет виден лишь облачный вал, вытянутый вдоль хребта (рис. 31) и имеющий отчетливую нижнюю границу. Ниже его, в нисходящем воздушном потоке температура будет повышаться на $0,98^{\circ}$ на 100 м. Так как удельная влажность его постоянна, то относительная влажность будет бы-

стро уменьшаться. Этот нисходящий теплый (за счет скрытой теплоты сконденсированной воды) сухой ветер и называется фёном.

В примере, рассмотренном на рис. 31, поток, имевший на уровне 300 м $p_0=970$ мб, $t=25^\circ$ и влажность $f=60\%$ ($q=12,0$ г/кг), достигает на высоте 1140 м уровня конденсации. На уровне хребта (высота 3000 м над ур. м.) давление уменьшится до 806 мб, температура — до $8,1^\circ$, удельная влажность — до 7,0 г/кг. Это значит, что из каждого килограмма поднимающегося воздуха выпадает $12,0 - 7,0 = 5,0$ г воды. Когда при нисходящем движении с подветренной стороны хребта поток снова достигает высоты 300 м над ур. м., его температура составляет $8,1 + 27 \cdot 0,98^\circ = 34,6^\circ$, удельная влажность остается равной 7,0 г/кг, относительная влажность падает до 20%.

§ 36. Термодинамическая устойчивость в атмосфере

Исходя из законов адиабатических процессов, можно рассмотреть и вопрос о термодинамической устойчивости в атмосфере. Устойчивым называют такой слой атмосферы, частица которого, будучи раз выведена из своего первоначального положения (вверх или вниз), будет стремиться вернуться к нему. Наоборот, неустойчивым будет слой, частицы которого при любом вертикальном смещении будут стремиться удалиться от начального положения.

Покажем, что устойчивость атмосферы зависит от ее стратификации, от вертикального градиента температуры в ней. Пусть в некотором неподвижном слое атмосферы температура изменяется по линейному закону и не зависит от горизонтальных координат: $T' = T_0 - \gamma z$.

Предположим далее, что некоторый малый объем — частица воздуха (столь малая, что окружающие частицы при ее движении можно считать неподвижными и температуры их — неизменными) с уровня $z=0$ смещается адиабатически на отрезок δz , например вверх. На уровень δz объем придет тогда с температурой¹ $T_0 - \gamma_a \delta z$, а окружающий воздух на этом уровне будет иметь температуру $T'_0 - \gamma \delta z$. Разность температур объема и среды будет равна

$$\delta T = (\gamma - \gamma_a) \delta z \quad (36.1)$$

и плотность его будет отличаться от плотности среды на

$$\delta \rho = - \rho \frac{\delta T}{T'_0} = - \frac{\rho}{T'_0} (\gamma - \gamma_a) \delta z. \quad (36.1a)$$

¹ γ_a обозначает сухоадиабатический градиент, если воздух не насыщен, и псевдоадиабатический, если воздух насыщен.

Благодаря этому к объему будет приложена архимедова сила, направленная вверх, если воздух в объеме менее плотен, чем среда, т. е. если $\delta\rho < 0$ и, следовательно, $\gamma > \gamma_a$, и направленная вниз — в обратном случае. Величина этой силы на единицу массы будет равна

$$\delta F = -g \frac{\delta\rho}{\rho} = -\frac{g}{T_0} (\gamma_a - \gamma) \delta z \quad (36.2)$$

(если $\delta F > 0$, то она направлена вверх).

Отсюда можно сделать следующие выводы.

1. Если в атмосфере градиент температуры γ больше адиабатического γ_a , то малый объем, раз сместившись вверх, будет стремиться продолжать свое восходящее движение. Опустившись вниз ($\delta z < 0$), он будет продолжать движение тока вниз. Следовательно, при $\gamma > \gamma_a$ слой атмосферы будет находиться в неустойчивом термодинамическом равновесии.

2. Если $\gamma < \gamma_a$, то при смещении объема вверх возникает сила, возвращающая его вниз, и наоборот. При $\gamma < \gamma_a$, следовательно, слой будет находиться в устойчивом термодинамическом равновесии. Раз покинув положение равновесия, объем будет совершать около него колебания аналогично маятнику, если только он не смещается с окружающим воздухом.

Особенно устойчивыми будут те слои атмосферы, в которых $\gamma < 0$ и, следовательно, температура возрастает с высотой (слой инверсии). В слое инверсии любые восходящие или нисходящие движения воздушных потоков будут затухать особенно быстро. Такой слой оказывает мощное стабилизирующее влияние на все движения, тормозя конвекционные потоки, гася турбулентность, ослабляя перемешивание и препятствуя обмену воздухом между слоями над инверсией и под ней. Другой особенностью слоя инверсии является его постоянство. Раз образовавшись, он может сохраняться несколько суток подряд, лишь очень медленно меняя свою высоту и строение (см. подробнее § 72).

Описанный способ анализа устойчивости атмосферы называют методом частицы.

На рис. 32 приведен пример устойчивой стратификации воздуха. В нижнем слое до $h=0,56$ км господствует сильная инверсия ($\gamma=-3,06^\circ/100$ м), выше — изотермия и еще выше — слой с малым градиентом температуры (в среднем $\gamma=0,57^\circ/100$ м). На всех высотах градиент температуры меньше как сухоадиабатического, так и влажноадиабатического градиента. Кривая стратификации отклоняется вправо от псевдоадиабат. Такая стратификация атмосферы с приземной инверсией температуры, например, характерна для зимы в средней полосе СССР.

Неустойчивость в атмосфере возникает при нагревании ее нижних слоев, например соприкасающихся с почвой, сильно нагретой солнечными лучами. Поскольку более высокие слои при

этом нагреваются меньше и медленнее, в приземных слоях градиент температуры растет и часто превышает $1^\circ/100$ м и даже более. При этом начинается сильная конвекция, уменьшающая градиенты.

На рис. 33 представлен пример такой неустойчивой стратификации в солнечный летний день. В слое до 1 км господствует

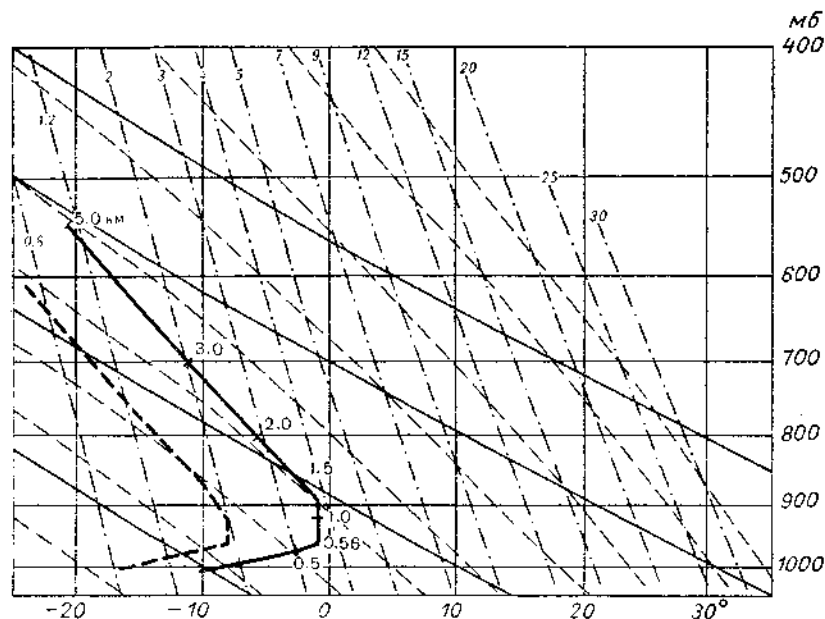


Рис. 32. Пример устойчивой атмосферы. Минск, 10 марта 1952 г.

— кривая стратификации, ---- кривая точек росы.

сверхадиабатический градиент¹ $\gamma = 1,02^\circ/100$ м. Выше градиент остается значительным, большим влажноадиабатического, и лишь на высотах от 2,6 до 3,6 км имеется устойчивый слой с малым градиентом, $\gamma = 0,16^\circ/100$ м.

Атмосферный слой может также стать неустойчивым, если его верхняя часть охлаждается больше, чем нижняя. Это происходит нередко в облачных слоях, верхняя часть которых охлаждается благодаря большому излучению тепла. Часто такие слои сверху как бы клубятся, что свидетельствует о сильных вертикальных движениях.

Ясно, что процесс конденсации существенно увеличивает неустойчивость слоев атмосферы. Так, например, при $t = -10^\circ$ и

¹ Градиент $\gamma > \gamma_a$ называется сверхадиабатическим.

$p=800$ мб $\gamma_{ав}=0,73^\circ/100$ м и если в слое $\gamma=0,80^\circ/100$ м, то слой будет устойчив, если он не насыщен и неустойчив при насыщении.

При высоких температурах $\gamma_{ав}$ еще меньше, и атмосферные слои могут быть неустойчивыми при довольно малых градиентах.

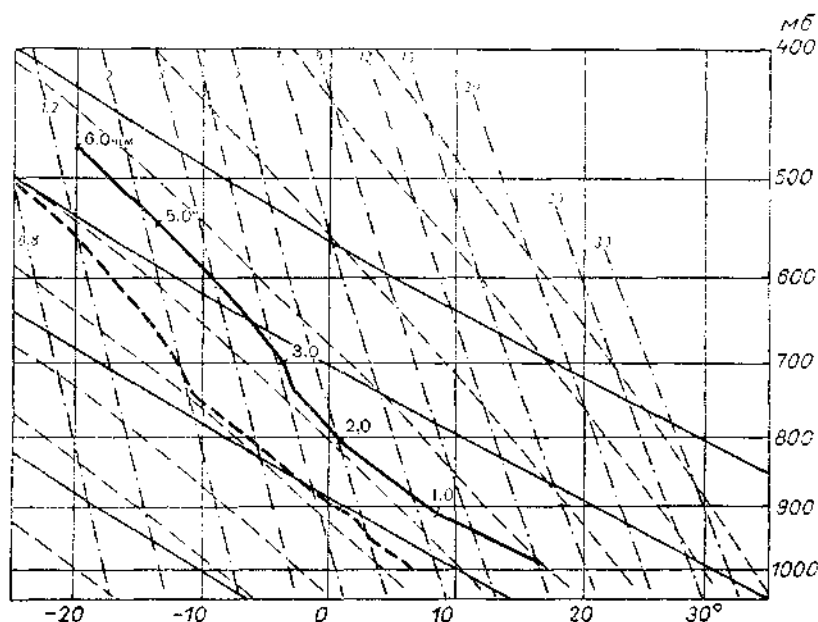


Рис. 33. Пример неустойчивого слоя атмосферы. Минск, 26 июня 1952 г.

Усл. обозначения см. на рис. 32.

Особенно просто можно характеризовать устойчивость ненасыщенной атмосферы при помощи потенциальной температуры. Из (30.7а) следует, что

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\theta}{T} (\gamma_a - \gamma)$$

и, сопоставив с (36.1), можно сделать вывод, что если $\frac{d\theta}{dz} > 0$, т. е. потенциальная температура возрастает с высотой, то данный слой атмосферы является устойчивым, а если $\frac{d\theta}{dz} < 0$ (θ убывает вверх), то слой неустойчив. При насыщенном воздухе для оценки устойчивости следует использовать псевдопотенциальную температуру.

§ 37. Запас энергии неустойчивости в атмосфере

Предположим, что воздушная частица поднимается адиабатически с уровня z , где было давление p , на уровень z' с давлением p' . При этом (рис. 34) изменение состояния частицы будет описываться кривой ABC . Пусть в то же время распределение температур в окружающей атмосфере характеризуется кривой стратификации $A'B'C'$. К частице, согласно (36.2), будет приложена сила, равная на единицу ее массы,

$$g \frac{p' - p}{p} = g \frac{T - T'}{T'}. \quad (37.1)$$

Работу этой силы на пути от z до z' можно выразить так:

$$\begin{aligned} A &= \int_z^{z'} g \frac{T - T'}{T'} dz = -g \int_p^{p'} \frac{T - T'}{T'} \frac{R_a T'}{g} \frac{dp}{p} = \\ &= R_a \int_{p'}^p (T - T') d \ln p. \end{aligned} \quad (37.1a)$$

В частности, на эограмме (рис. 34) разности $T - T'$ соответствует разность абсцисс кривой состояния и кривой стратификации на данном уровне, а $d \ln p$ соответствует дифференциалу ординаты. Таким образом, площадь между обеими указанными кривыми и изобарами p и p' представляет собой в определенном масштабе работу, совершаемую частицей. Если эта площадь лежит слева от кривой состояния, то эта работа положительна и слой обладает положительной энергией неустойчивости. В таком слое частица будет двигаться вверх с возрастающей скоростью. Там, где кривая стратификации лежит справа от кривой состояния, запас энергии неустойчивости отрицателен. Движение частицы здесь замедляется, пока не исчерпается вся кинетическая энергия, приобретенная частицей в нижнем, неустойчивом слое.

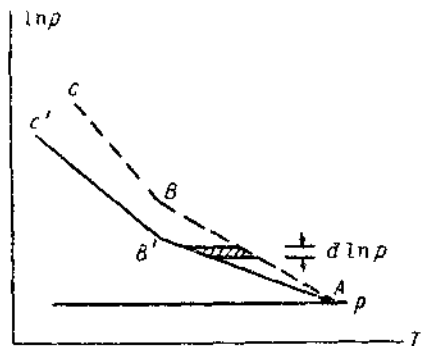


Рис. 34. К расчету запаса энергии неустойчивости.

§ 38. Определение неустойчивости по методу слоя

Иной подход к вопросу об устойчивости используется в методе слоя, предложенном Я. Бьеркнесом и С. Петерсеном [223].

Предположим, что в некотором слое $z_1 z_2$ имеются восходящие токи с общим горизонтальным сечением s и скоростью w и нисходящие — с сечением s' и скоростью w' . Тогда, пренебрегая малыми изменениями плотности, можно так записать условие сохранения массы в слое:

$$s'w' + sw = 0. \quad (38.1)$$

Пусть в начальный момент $t=0$ температура на уровне z внутри слоя $z_1 z_2$ везде равна T и в слое $z_1 z_2$ имеется градиент температуры γ , так что

$$T_1 - T_2 = \gamma(z_2 - z_1).$$

Через промежуток времени Δt в восходящих потоках на уровень z придут частицы с уровня z_1 такого, что $z - z_1 = w\Delta t$. Температура их, равная вначале T_1 на уровне z_1 , на уровне z будет равна $T_1 - \Gamma w\Delta t$, где Γ — адиабатический градиент в восходящем потоке. Точно так же в нисходящих потоках на уровень z придут частицы с уровня z_2 с температурой $T_2 - \Gamma'w'\Delta t$, где Γ' — градиент в нисходящем потоке. Разность температур воздуха восходящих и нисходящих потоков с учетом (38.1) будет равна

$$\begin{aligned} \Delta T &= (T_1 - \Gamma w\Delta t) - (T_2 - \Gamma'w'\Delta t) = \\ &= \gamma(w - w')\Delta t - (\Gamma w - \Gamma'w')\Delta t = \\ &= \left[(\gamma - \Gamma) + \frac{w'}{w}(\Gamma' - \gamma) \right] w\Delta t = \\ &= \left[(\gamma - \Gamma) - \frac{s}{s'}(\Gamma' - \gamma) \right] w\Delta t. \end{aligned} \quad (38.2)$$

Если бы, например, в восходящем и нисходящем потоке не было конденсации, то $\Gamma = \Gamma' = \gamma_a$ и

$$\Delta T = (\gamma - \gamma_a) \left(1 + \frac{s}{s'} \right) w\Delta t. \quad (38.2a)$$

При $\Delta T > 0$, очевидно, и восходящее и нисходящее движения будут ускоренными. Это будет, согласно (38.2a), при $\gamma > \lambda_a$, т. е. при наличии сверхадиабатических градиентов в слое. Этот результат нам уже известен.

Если в восходящих потоках происходит конденсация, то $\Gamma = \gamma_{ав}$. Предположим, что $\gamma_{ав} < \gamma < \gamma_a$. При этом

$$\Delta T = \left[(\gamma - \gamma_{ав}) - \frac{s}{s'}(\gamma_a - \gamma) \right] w\Delta t$$

и ΔT будет меньше, чем оно было бы в случае очень малой поднимающейся частицы ($s \approx 0$). Отсюда следует, что при такой форме движения слой более устойчив, чем слой с таким же градиентом γ , но в котором движутся лишь очень малые частицы. Слой атмосферы, в котором $\gamma_{ав} < \gamma < \gamma_a$, можно назвать избирательно неустойчивым или условно неустойчивым. Он будет неустойчивым ($\Delta T > 0$) лишь при

$$\frac{s}{s'} < \frac{\gamma - \gamma_{ав}}{\gamma_a - \gamma},$$

т. е. при достаточно малых размерах восходящих потоков или при вертикальных импульсах, охватывающих достаточно малую площадь. Слой будет устойчив, если

$$\frac{s}{s'} > \frac{\gamma - \gamma_{ав}}{\gamma_a - \gamma},$$

например, если в нем будут развиваться слоисто-кучевые облака, в которых восходящие и нисходящие движения (см. гл. XV) симметричны и $\frac{s}{s'} = 1$.

В случае избирательной неустойчивости ΔT меньше для больших масс, чем для малых частиц. Очевидно, что при этом и ускорение, и восходящие скорости, и максимальная высота, которой может достигнуть поток, меньше, чем те же величины для малых частиц.

С. Петерсен на основании 295 наблюдений в Англии за кучевыми облаками нашел, что вершины их лежат в среднем на уровне 765 мб. При этом расчет по методу слоя дал в среднем 790 мб, а по методу малой частицы 625 мб, что гораздо хуже совпадает с наблюдениями. В последние годы Н. С. Шишкин показал, что метод слоя существенно улучшает прогноз ливней и гроз.

§ 39. Другие критерии устойчивости

Известна другая постановка задачи об устойчивости, предложенная Пристли и относящаяся к объему конечного размера (в отличие от малой частицы, см. § 36), «незамкнутого», т. е. обменивающегося с окружающим воздухом теплом и количеством движения.

Предположим, что шарообразный объем воздуха радиусом r_0 с температуропроводностью a^2 и температурой $T = T(r, t)$ (r — расстояние от его центра) движется по вертикали со скоростью w в среде с температурой T' так, что на границе объема $r = r_0$,

$T=T'$. Тогда в первом приближении, согласно формуле теории теплопроводности,

$$T = T' + (T_0 - T') e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{r_0^2}} \frac{r_0}{r} \sin \frac{\pi r}{r_0}$$

и изменение температуры $\bar{T}$, осредненной по всему объему, если учесть одновременно адиабатическое охлаждение, со временем станет равным

$$\frac{d\bar{T}}{dt} = -\frac{\pi^2 a^2}{r_0^2} (\bar{T} - T') - w \gamma_a. \quad (39.1)$$

При движении этот объем, имеющий массу $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_s$ испытывает силу сопротивления, равную, согласно (16.1), $6\pi r \eta w \xi$. К возникающему ускорению добавляется то, которое создается архимедовой силой, согласно (37.1),

$$\frac{dw}{dt} = g \frac{\bar{T} - T'}{T'} - \frac{6\pi r \eta \xi_1}{m} w = g \frac{\bar{T} - T'}{T'} - \frac{g}{2} \frac{\xi_1 v}{r_0^2} w, \quad (39.2)$$

где $v = \frac{\eta}{\rho_s}$ — кинематический коэффициент вязкости. Обозначая $\frac{9}{2} \frac{v \xi_1}{r_0^2} = k_1$, $\frac{\pi^2 a^2}{r_0^2} = k_2$ (две существенно положительные величины), $\bar{T} - T' = T''$ и полагая (как в § 36), что $T' = T_0 - \gamma z$, перепишем уравнения (39.1) и (39.2) в виде:

$$\frac{dT''}{dt} = -w(\gamma_a - \gamma) - k_2 T'', \quad \frac{dw}{dt} = \frac{g}{T'} T'' - k_1 w. \quad (39.3)$$

Дифференцируя $\frac{dw}{dt}$ по времени (считая T' и T'' переменными) и подставляя в него выражения $\frac{dT''}{dt}$ и $T'' = \frac{T'}{g} \left(\frac{dw}{dt} - k_1 w \right)$, получаем после некоторых выкладок

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w}{dt^2} + (k_1 + k_2) \frac{dw}{dt} + \left[\frac{g}{T'} (\gamma_a - \gamma) + k_1 k_2 \right] w = \\ = \frac{1}{T'} \gamma w \left(\frac{dw}{dt} + k_1 w \right). \end{aligned} \quad (39.4)$$

Количественная оценка показывает, что член в правой части (39.4) очень мал и его можно положить равным нулю. Движение тогда будет определяться уравнением

$$w'' + (k_1 + k_2)w' + x^2w = 0, \quad (39.5)$$

где

$$x^2 = k_1 k_2 + \frac{g}{r} (\gamma_a - \gamma) = k_1 k_2 + g\beta,$$

$$\beta = \frac{\Theta}{r} \frac{d \ln \Theta}{dz}.$$

Решение уравнения (39.5) имеет вид

$$w = A_1 e^{\lambda_1 t} + A_2 e^{\lambda_2 t}, \quad (39.6)$$

где A_1 и A_2 — произвольные постоянные, зависящие от начального движения и ускорения,

$$\lambda_{1,2} = -\frac{k_1 + k_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{k_1 + k_2}{2}\right)^2 - x^2}. \quad (39.7)$$

Обозначим подкоренное количество в (39.7) через μ^2 . Если $\mu^2 < 0$, корень будет мнимым и (39.6) запишется в виде

$$w = A_0 e^{-\frac{k_1 + k_2}{2} t} \sin(\mu t + \varepsilon), \quad (39.8)$$

где ε — фаза, зависящая от отношения A_1 и A_2 . Это — колебания вверх и вниз, затухающие со временем, т. е. атмосфера по отношению к объемам такого размера будет устойчивой. При $\mu^2 > 0$ аналогично

$$w = A_0 e^{-\frac{k_1 + k_2}{2} t} \text{sh}(\mu t + \varepsilon) \quad (39.8a)$$

и устойчивость зависит от величины μ . Если $\mu < \frac{k_1 + k_2}{2}$, то рост $\text{sh}(\mu t + \varepsilon)$ со временем не может преодолеть убывание экспоненциального множителя и движение также затухает. Если $\mu > \frac{k_1 + k_2}{2}$, т. е.

$$k_1 k_2 + g\beta < 0 \text{ и } g \frac{\gamma - \gamma_a}{r} > k_1 k_2, \quad (39.9)$$

то w , согласно (39.8 а), будет нарастать неограниченно, т. е. движение будет неустойчивым. Таким образом, условие неустойчи-

ности для движений размером r_0 при наличии обмена теплом и количеством движения запишется в виде

$$\gamma > \gamma_a + \frac{T'}{g} k_1 k_2 = \gamma_a + \frac{T'}{g} \cdot \frac{9}{2} \frac{\pi^2 a^2 \gamma_1}{r_0^4}. \quad (39.9a)$$

Большие объемы будут легче приходить в состояние неустойчивости (для этого им нужен меньший сверхadiaбатический градиент в окружающей атмосфере), чем малые, которые быстро теряют избыток тепла, тормозятся вязкостью и для их движения необходимы значительные градиенты γ . Поэтому для зарождения кучевых облаков нужны достаточно большие первоначальные воздушные вихри, а мелкие вихри не успевают образовать облака, быстро распадаясь. По той же причине инверсию могут «пробить» только более крупные конвекционные токи, в то время как малые гаснут в ней и т. д. Учет диссипации тепла и движения, таким образом, меняет отчасти выводы, которые сделаны в § 38.

По оценке Пристли, при $r_0 = 8$ м условием неустойчивости будет $\gamma \geq 2^\circ/100$ м, а при $r_0 = 250$ м — $\gamma \geq 1,08^\circ/100$ м.

Иной критерий неустойчивости широко применяется при изучении процессов турбулентности в атмосфере, точнее говоря, при оценке условий, способствующих развитию турбулентности. Укажем здесь без вывода [33], что это развитие зависит от числа *Ричардсона*

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\gamma_a - \gamma}{\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}, \quad (39.10)$$

определяемого новым фактором — изменением скорости ветра с высотой $(\partial v / \partial z)$. Большие значения Ri благоприятствуют затуханию турбулентности, т. е. атмосфера становится устойчивой по отношению к турбулентным движениям. Весьма важно определить то критическое значение $Ri_{кр}$, начиная с которого эти движения начинают усиливаться. По Лайхтману, $Ri_{кр} = 0,25$.

Записывая (39.10) в виде

$$\gamma = \gamma_a - Ri \frac{T}{g} \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2, \quad (39.10a)$$

мы видим, что турбулентность, черпающая энергию в неоднородности поля ветра, может развиваться и при $\gamma < \gamma_a$.

Легко видеть, что при сверхadiaбатическом градиенте, т. е. при $\gamma > \gamma_a$ турбулентность будет развиваться всегда.

Выражение (39.10) сходно с (39.9a) и с тем, которое будет приведено в гл. XV в качестве критерия развития еще одной формы движения — ячейковой циркуляции. Возможно использование и других критериев устойчивости, например, учитывающих радиационный приток тепла.

Все сказанное в § 36—39 показывает, что не существует единого и универсального критерия устойчивости атмосферы. Условия ее нарушения зависят от формы и размеров движущихся масс воздуха, масштабов движения и т. д. Поэтому простой критерий неустойчивости, годный для малой частицы ($\gamma > \gamma_a$), имеет лишь ограниченную ценность.

Заметим, что в этом параграфе мы рассматривали процессы, отличающиеся от адиабатических и попытались оценить меру этого различия.

Глава VII

РАДИАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ. СОЛНЕЧНАЯ ЭНЕРГИЯ

Все физические процессы на Земле очень сильно зависят от притока лучистой энергии Солнца. Количество этой энергии различно в разные времена года и суток. Вызываемое ею неодинаковое нагревание и различия температур на разных широтах являются источником энергии почти всех движений в атмосфере. Различные превращения этой энергии ведут к возникновению облаков, осадков и т. д. Другие источники энергии в атмосфере — приливы, космическое излучение, вулканические явления, радиоактивный распад — невелики по сравнению с солнечным излучением, хотя и могут иметь значение для явлений атмосферного электричества, ионосферы и пр., которые мы здесь не рассматриваем.

Солнце находится от Земли в среднем на расстоянии 149 598 тыс. км, диаметр его 1392 тыс. км. Оно состоит главным образом из водорода (64%) и гелия (32%), а на долю всех прочих элементов приходится лишь 4% его массы. Самую нижнюю и наиболее плотную часть солнечной атмосферы толщиной 100—400 км называют *фотосферой*. Она является источником большей части энергии, излучаемой Солнцем в пространство. Над фотосферой находится гораздо менее плотный слой, так называемая хромосфера, а еще выше — обширная и очень изменчивая солнечная корона, светящаяся как рассеянным на электронах и космических пылинках светом, так и за счет излучения, в том числе рентгеновского и радиоизлучения сильно ионизированных атомов железа и других элементов при температуре $1,0 \cdot 10^6$ — $1,5 \cdot 10^6$ °K.

В фотосфере все время образуются и пропадают светлые ячейки размером порядка 1000 км, живущие в среднем 4 мин., — гранулы, и отдельные более яркие области — факелы. Кроме того, в фотосфере зарождаются, развиваются и исчезают так называемые *солнечные пятна* — более темные и холодные (прибли-

зительно на 1500°) области. Их размеры иногда очень велики, например, 11 марта 1947 г. наблюдалось пятно, имевшее площадь $6,31 \cdot 10^9 \text{ км}^2$ (4146 миллионов долей поверхности солнечного диска); часто они появляются группами. В пятнах бывает заметно вихревое движение, как будто газ втекает в пятно в его верхней части и в нем опускается вниз. Наибольшее число пятен наблюдается между 5° и 30° северной и южной солнечной широты. Количество пятен увеличивается и уменьшается с периодом в 11,12 года (последний максимум был в 1969 г.). По соседству с пятнами появляются иногда ослепительно белые *вспышки*, разгорающиеся иногда за несколько минут так ярко, что их можно видеть даже невооруженным глазом, и существующие обычно не больше часа. Они светятся главным образом за счет излучения водорода (в том числе ультрафиолетового) и кальция. Появление их, также имеющее 11-летнюю периодичность, сопровождается резкими возмущениями земного магнитного поля и ионосферы, яркими полярными сияниями и пр.

Если пренебречь очень небольшим влиянием солнечных пятен, то в пределах точности наблюдений тепловое и световое излучение Солнца можно считать весьма постоянным (до 1%). Это подтверждают как непосредственные наблюдения за Солнцем, так и наблюдения за яркостью планет, светящихся отраженным солнечным светом.

§ 40. Законы излучения

По закону Планка излучение абсолютно черного тела в секунду с 1 см^2 его поверхности по нормали к излучающей поверхности, отнесенное к единице телесного угла, равно ¹

$$B_\lambda d\lambda = \frac{2c^2h}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{\frac{ch}{\lambda T}} - 1}, \quad (40.1)$$

где $h=6,62517 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек.}$ — постоянная Планка; $k=1,38044 \text{ эрг/град.}$ — газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле; $c=2,99793 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$ — скорость света в пустоте; λ — длина излучаемой волны; величина $\frac{ch}{k}$ равна $1,43880 \text{ см} \cdot \text{град.}$

По закону Ламберта излучение с поверхности тела под углом φ к нормали внутри телесного угла $d\omega$ равно $B \cos \varphi d\omega$, а так как $d\omega = \sin \varphi d\varphi d\psi$ (рис. 35), то полное излучение (так

¹ Таблицы функции B_λ можно найти, например, в книге Е. Янке и Ф. Эмде. Таблицы функций. Гостехиздат, 1948.

называемая энергетическая светимость поверхности) в полусфере E будет равно

$$E = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} B \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\psi = \frac{\pi}{2} B \int_0^{\pi/2} \sin 2\varphi d(2\varphi) = \pi B. \quad (40.2)$$

Выражение (40.1) характеризует зависимость излучаемой энергии от длины волны и температуры и описывает распределение энергии в спектре излучения черного тела, имеющего температуру T . На рис. 36 приведена кривая, представляющая зави-

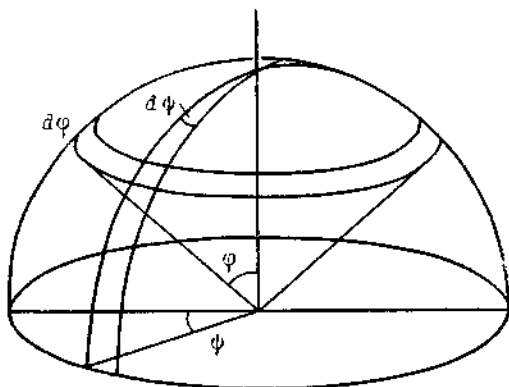


Рис. 35. К расчету полного излучения поверхности.

симость B от λ для $T=6000^\circ$. Легко видеть, что $B \rightarrow 0$ при $\lambda \rightarrow 0$, а также при $\lambda \rightarrow \infty$. Это значит, что излучаемая энергия убывает и к коротковолновому и к длинноволновому концу спектра.

Максимальное излучение должно иметь место при некоторой длине волны λ_m . Обозначим $\frac{ch}{k\lambda T} = \alpha$; тогда

$$\lambda = \frac{ch}{kTx}, \quad d\lambda = -\frac{ch}{kT} \frac{dx}{x^2},$$

и можно искать экстремум функции

$$B = \frac{2k^5 T^5 x^5}{c^3 h^4 (e^x - 1)},$$

положив

$$\frac{dB}{dx} = \frac{2k^5 T^5}{c^3 h^4} \frac{(e^x - 1) 5x^4 - x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} = 0.$$

Уравнение для α_m , соответствующее максимальному значению B , имеет следующий вид:

$$5(e^{\alpha_m} - 1) - \alpha_m e^{\alpha_m} = 0,$$

корень этого уравнения есть $\alpha_m = 4,9651$ и, следовательно,

$$\lambda_m = \frac{ch}{kT\alpha_m} = \frac{0,28976}{T} \text{ (см)}. \quad (40.3)$$

Это — так называемый закон смещения Вина: в спектре излучения черного тела наибольшую яркость имеет излучение, длина волны которого обратно пропорциональна температуре и определяется соотношением (40.3).

Общая энергия излучения черного тела при температуре T получается интегрированием (40.2) по λ

$$\begin{aligned} E &= \pi \int_0^\infty B d\lambda = 2\pi c^2 h \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{ch}{kT\lambda}} - 1 \right)} = \\ &= -2\pi c^2 h \frac{ch}{kT} \left(\frac{kT}{ch} \right)^5 \int_\infty^0 \frac{\alpha^5 d\alpha}{\alpha^2 (e^\alpha - 1)} = \\ &= \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\alpha^3 d\alpha}{e^\alpha - 1}. \end{aligned} \quad (40.4)$$

Интеграл

$$\int_0^\infty \frac{\alpha^3 d\alpha}{e^\alpha - 1} = \frac{\pi^4}{15} = 6,494.$$

Отсюда следует, что

$$E = \sigma T^4 \quad (40.5)$$

($\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·град⁴·сек. или $8,131 \cdot 10^{-11}$ кал/см² × × град⁴·мин.). В физике атмосферы обычно пользуются значением $\sigma = 8,26 \cdot 10^{-11}$ кал/см²·град⁴·мин.

Таким образом, полное излучение абсолютно черного тела пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры.

Все рассмотренные законы выведены для тела, находящегося в состоянии термодинамического равновесия.

Непрерывный спектр излучения Солнца приближенно соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой $T = 5785^\circ \text{K}$. При этом при $\lambda = 0,4 \div 1,7$ мкм непрерывный спектр создается связанно-свободными переходами электронов в отрицательных ионах водорода, при $\lambda < 0,4$ мкм — излучением нейт-

рального водорода и паров металлов, при $\lambda > 1,7$ мкм — свободно-свободными переходами электронов.

Часть энергии непрерывного спектра поглощается в фраунгоферовых линиях (Na, Mg, Ca, Fe, Ca II, Mg II и т. д.) в самой фотосфере либо хромосфере. Доля ее заметна уже при $\lambda < 0,45$ мкм, а в ультрафиолетовой части спектра этих линий так много, что при $\lambda < 0,3$ мкм в них поглощается более половины

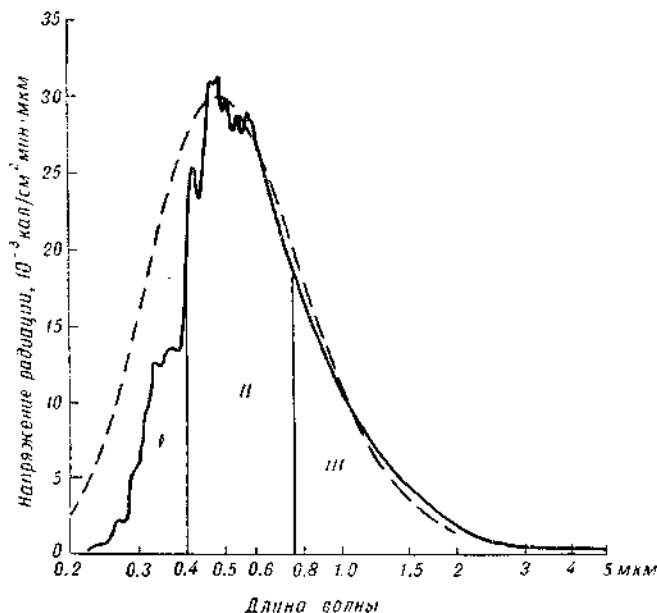


Рис. 36. Распределение энергии в спектре Солнца и в спектре черного тела при 6000° К . По М. Николе.

I — ультрафиолетовая область, II — видимая, III — инфракрасная.

энергии непрерывного спектра и излучение Солнца тут существенно меньше излучения черного тела с $T=5785^\circ$. В области с $\lambda < 0,185$ мкм появляются многие эмиссионные линии газов хромосферы и короны, в частности, линии так называемой Лаймановской серии водорода L_α с $\lambda=1215 \text{ Å}$, L_β с $\lambda=1025 \text{ Å}$ и т. д., линии гелия He I с $\lambda=512 \text{ Å}$ и He II с $\lambda=304 \text{ Å}$ и пр. При солнечных вспышках, доходящее до Земли излучение L_α может достигать $6\text{--}10 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. При $\lambda < 1000 \text{ Å}$ излучение Солнца уже существенно больше излучения абсолютно черного тела. Однако участок спектра с $\lambda < 0,3$ мкм может наблюдаться лишь в более высоких слоях атмосферы (выше 30 км).

На рис. 36 представлено распределение энергии в спектре спокойного Солнца в сравнении со спектром излучения абсолютно

черного тела при 6000° К, а в табл. 16 дополнительно приведены данные об энергии «сглаженного» рентгеновского и радиоспектра Солнца.

Таблица 16

Излучение спокойного Солнца $f(\lambda)$

Рентгеновский спектр		Ультрафиолетовый, видимый, инфракрасный спектр				Радиоспектр	
λ Å	$f(\lambda)$ эрг/см ² ·Å·сек.	λ мкм	$f(\lambda)$ эрг/см ² ·Å·сек.	λ мкм	$f(\lambda)$ эрг/см ² ·Å·сек.	λ см	$f(\lambda)$ эрг/см ² ·см·сек.
10	$4 \cdot 10^{-5}$	0,20	0,5	0,55	195	0,6	$2,8 \cdot 10^{-5}$
20	23	0,22	3,0	0,60	183	1,5	$1,1 \cdot 10^{-6}$
50	110	0,24	6	0,65	164	3	$9,7 \cdot 10^{-8}$
70	120	0,26	12	0,70	146	6	$1,1 \cdot 10^{-8}$
100	70	0,28	24	0,75	128	15	$7,7 \cdot 10^{-10}$
200	11	0,30	55	0,80	113	30	$1,1 \cdot 10^{-10}$
300	10	0,32	75			60	$1,8 \cdot 10^{-11}$
500	8	0,34	97	0,90	89	150	$9,1 \cdot 10^{-13}$
700	10	0,35	105	1,0	72	300	$9,1 \cdot 10^{-13}$
800	20	0,36	109	1,1	59,5	600	$4,2 \cdot 10^{-15}$
900	60	0,37	112	1,2	49		
1000	40	0,38	115	1,4	32,5		
1100	90	0,39	123	1,6	22,3		
1200	280	0,40	153	1,8	15,2		
1400	540	0,41	176	2,0	10,8		
1600	1 600	0,42	186	2,5	4,97		
1800	10 000	0,44	203	3	2,63		
2000	50 000	0,46	215	4	0,93		
		0,48	214	5	0,41		
		0,50	206	6	0,21		
				7	0,12		
				10	0,023		

Количество солнечной радиации, поступающее в единицу времени на поверхность, перпендикулярную лучам Солнца, за пределами земной атмосферы при среднем расстоянии Солнца от Земли, называется солнечной постоянной J_0 . По указанию Международной комиссии по радиации (1958 г.) было принято, что $J_0 = 1,98$ кал/см²·мин. Нередко считают, что $J_0 = 2,00$ кал/см² × × мин. = $1,395 \cdot 10^6$ эрг/см²·сек. [74].

Максимальная энергия в солнечном спектре приходится на $\lambda = 4738$ Å. По закону смещения можно также оценить температуру фотосферы, точнее говоря, ее «цветовую» температуру. Она равна 6110° К, т. е. несколько выше, чем температура, вычислен-

ная по интегральному излучению во всем спектре. Последнее, как мы уже сказали, занижено благодаря наличию большого числа фраунгоферовых линий.

Поскольку Земля движется вокруг Солнца по эллиптической орбите (эксцентриситет $e=0,0167$), расстояние ее от Солнца меняется в течение года и приход солнечного тепла меняется обратно пропорционально квадрату этого расстояния

$$J = J_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (40.6)$$

а именно от $2,07 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$ в начале января до $1,93 \text{ кал/см}^2 \times \text{мин.}$ — в начале июля.

§ 41. Распределение солнечного тепла на земной поверхности в отсутствии атмосферы

Вычислим сумму лучистой энергии, которую получает 1 см^2 земной поверхности, например, за сутки в то или иное время года, полагая, что в атмосфере не происходит никакого ослабления энергии.

Земля в течение года описывает вокруг Солнца эллиптическую орбиту $T'T''$ (рис. 37). Наблюдателю, находящемуся на Земле, кажется, что наоборот, Солнце движется и в течение года проходит на небесном своде путь — большой круг небесной сферы, называемый *эклиптикой*. Плоскость эклиптики (она же плоскость земной орбиты) составляет угол $\epsilon = 23^\circ 26' 43''$ с плоскостью земного экватора. Двигаясь по эклиптике, Солнце в точке γ' (Земля в это время находится в точке γ) пересекает плоскость экватора 21 марта, переходя из южного полушария в северное (весеннее равноденствие). Далее Солнце поднимается все выше¹ над экватором и 22 июня находится на высоте $23^\circ 26' 43''$ над ним (летнее солнцестояние), затем снова снижается, пересекает экватор в точке γ 23 сентября (осеннее равноденствие) и опускается наиболее низко к 22 декабря (зимнее солнцестояние). Это движение Солнца не вполне равномерно. Зимой Земля ближе всего к Солнцу и скорость ее движения наибольшая, согласно второму закону Кеплера.

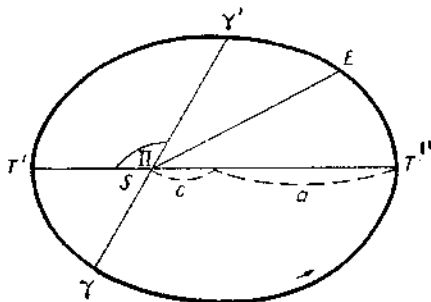


Рис. 37. Земная орбита.

¹ «Выше» с точки зрения наблюдателя, находящегося в северном полушарии.

Пусть на рассматриваемую поверхность солнечные лучи падают под углом z к вертикали. Тогда, очевидно, на 1 см^2 горизонтальной поверхности за 1 мин. поступает следующее количество тепла J' кал.:

$$J' = J_0 \cos z. \quad (41.1)$$

Количество тепла, получаемого с 1 см^2 горизонтальной поверхности в 1 мин., называют иногда *инсоляцией*.

Чтобы изучить изменения J' , рассмотрим суточное движение Солнца по небесному своду (рис. 38). Пусть $SWNE$ — видимый

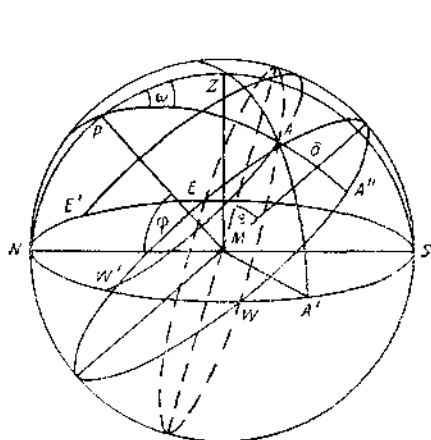


Рис. 38. Небесные координаты.

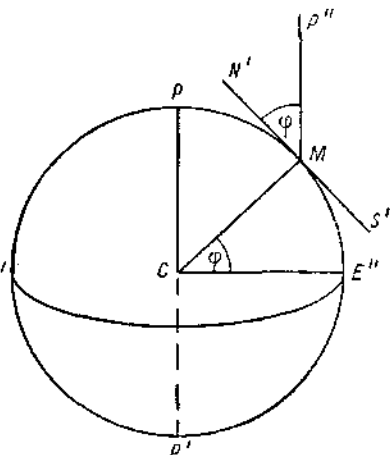


Рис. 39. Плоскость горизонта $N'S'$ и ось мира MP'' для наблюдателя, находящегося в точке M на поверхности земного шара.

горизонт наблюдателя, стоящего в точке M , Z — зенит, NZS — небесный меридиан, проходящий через точки севера и юга. Пусть в точке A небесного свода находится Солнце; тогда ZAA' — круг

высот, $\overset{\frown}{ZA}$ — зенитное расстояние Солнца, угол NMA' — азимут Солнца (в физике атмосферы азимут всегда отсчитывается от точки севера по часовой стрелке). Проведем через M линию MP , параллельную оси Земли, так называемую ось мира. Тогда при суточном вращении Земли наблюдателю будет казаться, что все светила, в том числе и Солнце, будут вращаться вокруг оси мира MP , которая пересекает небесный свод в точке P , называемой полюсом мира.

Легко определить угол PMN , используя рис. 39. Если на земном шаре в точке M стоит наблюдатель, PP' — ось вращения земного шара, $E'E''$ — плоскость земного экватора, то $N'S'$ будет плоскостью горизонта данного наблюдателя. Ясно, что

$\angle N'MP'' = \angle MCE'' = \varphi$, где φ — широта места. Отсюда следует, что на рис. 39 $\angle P''MN' = \varphi$.

Большой круг (см. рис. 38), плоскость которого перпендикулярна к оси мира, назовем небесным экватором и дугу $РАА''$ — кругом склонений. Дугу $АА''$ — склонение Солнца обозначим через δ , а угол ZPA на сфере — часовой угол Солнца — через ω . Треугольник PAZ назовем параллактическим треугольником. К нему можно приложить известную формулу сферической тригонометрии

$$\cos \widehat{ZA} = \cos \widehat{PZ} \cos \widehat{PA} + \sin \widehat{PZ} \sin \widehat{PA} \cos \omega$$

и, обозначая через z дугу $\widehat{ZA}$, т. е. зенитное расстояние Солнца, имеем

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega. \quad (41.2)$$

При своем суточном движении Солнце описывает дугу $E'AW'$. Часовой угол в момент восхода ω_0 определится из условия $z = \frac{\pi}{2}$, т. е. по (41.2)

$$\cos \omega_0 = - \frac{\sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta} = - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta. \quad (41.2a)$$

Так как Солнце за 24 часа (1440 мин.) описывает полный круг (2π), то долгота дня — время от восхода до захода Солнца — будет равна

$$\tau = \frac{2\omega_0}{2\pi} \cdot 1440. \quad (41.3)$$

В частности, на экваторе, где $\varphi = 0$, $\omega_0 = \frac{\pi}{2}$ и долгота дня и долгота ночи всегда равны 720 мин., т. е. 12 час. (экватор поэтому называется равноденственной линией). С удалением от экватора летом, когда $\delta > 0$, $\cos \omega_0$ будет отрицательным и возрастающим по величине. Тогда $\omega_0 > \frac{\pi}{2}$ и день будет становиться все длиннее. В день летнего солнцестояния при $\delta = 23^\circ 27'$ на широте $66^\circ 33'$ (на полярном круге) $\cos \omega_0 = -1$, $\omega_0 = \pi$ и Солнце не будет заходить. Севернее полярного круга Солнце летом не заходит в течение периода, называемого полярным днем. Это происходит пока удовлетворяется неравенство

$$\operatorname{tg} \delta > \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} \quad \text{или} \quad \delta > 90^\circ - \varphi.$$

Аналогично, пока $\delta < \varphi - 90^\circ$ будет полярная ночь.

Так, например, в Мурманске ($\varphi = 68^\circ 58'$) полярный день продолжается 53 дня, в Баренцбурге на Шпицбергене ($\varphi = 78^\circ 04'$) —

123 дня, на полюсе — полгода¹. На соответствующих широтах южного полушария в это время стоит полярная ночь, и Солнце не восходит вовсе.

В свободной атмосфере на значительных высотах день заметно длиннее, чем на земной поверхности, особенно в околополярных широтах. При этом утром и вечером солнечные лучи могут падать на горизонтальную поверхность снизу ($z > 90^\circ$). Так, например, на высоте 200 км полярная ночь отступает на $14^\circ 14'$ к северу, даже если не учитывать рефракции света (еще $1^\circ 10'$). Еще дальше атмосферу освещает корона Солнца.

С помощью рис. 38 легко определить высоту Солнца над горизонтом в полдень для любого места земной поверхности: она равна $90^\circ - \varphi + \delta$. Например, в день летнего солнцестояния высота Солнца в Москве ($\varphi = 55^\circ 45'$) равна $57^\circ 42'$, а в Ташкенте ($\varphi = 41^\circ 20'$) — $72^\circ 7'$.

Подставляя значение $\cos z$ из (41.2) в (41.1) для различных ω , начиная от момента восхода, получим J в любой момент дня. Интегрируя (41.1) по времени t от момента восхода $\omega = -\omega_0$ до момента захода $\omega = +\omega_0$, считая, что в течение дня $\delta = \text{const}$, и замечая², что $dt = \frac{1440}{24} d\omega$, находим суточную сумму тепла W ; учитывая (41.2) и (40.6), имеем

$$W = \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} J dt = J_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{1440}{2\pi} 2 \int_0^{\omega_0} \cos z d\omega = \\ = J_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{1440}{\pi} \{ \omega_0 \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \sin \omega_0 \}, \quad (41.4)$$

На рис. 40 наглядно представлена зависимость W от долготы Солнца λ и широты φ . В табл. 17 приведены рассчитанные по формуле значения (41.4). W принята равной $2,00 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$.

Согласно (41.4), на экваторе при $\varphi = 0$ и $\omega = \frac{\pi}{2}$

$$W = J_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \cdot \frac{1440}{\pi} \cos \delta, \quad (41.4a)$$

т. е. суточная сумма тепла W наибольшая в дни равноденствий, когда $\delta = 0$, и наименьшая — при солнцестояниях. Соответственно наиболее теплыми на экваторе месяцами будут март и сентябрь, холодными — июнь и декабрь. Поскольку, однако, $\cos \delta$ меняется

¹ На самом деле полярный день еще несколько длиннее (а ночь короче) из-за атмосферной рефракции (см. гл. XXIII), благодаря которой Солнце близ горизонта кажется приподнятым на $35'$. Соответствующее удлинение полярного дня на полюсе достигает 3 суток.

² Поскольку мы выразили J_0 в $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$, то и здесь в качестве единицы времени выбираем 1 мин.

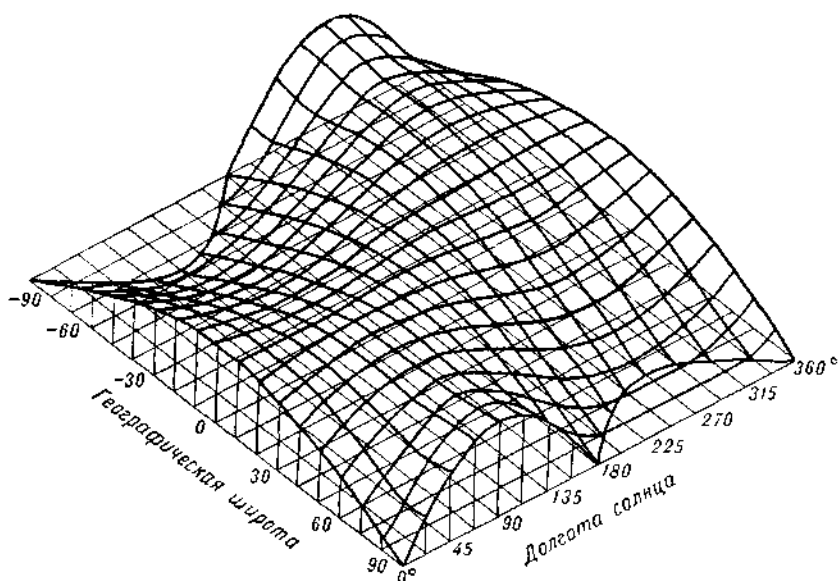


Рис. 40. Суточные суммы тепла в функции широты места и долготы Солнца.

Таблица 17

Суточные суммы тепла W кал/см² на верхней границе атмосферы

Широта, град.	Долгота Солнца (град.) и дата								Сумма за год, тыс. кал/см ²
	0 21 III	45 6 V	90 22 VI	135 8 VIII	180 23 IX	225 8 XI	270 22 XII	315 4 II	
90 с.	0	796	1110	789	0	0	0	0	133,3
60	461	834	1020	826	456	150	51	298	182,7
30	799	958	1005	949	789	581	480	586	282,2
0	923	863	814	856	912	897	869	905	321,2

всего от 1 до 0,918, изменения температуры в течение года там будут очень малы. На рис. 41 представлен годовой ход температуры на о. Барбадос (13° с. ш.), в Хартуме (15° с. ш.) и Белет-Уэн (Сомали, 5° с. ш.) с типичными двумя максимумами и малой амплитудой, т. е. характеризующий очень ровный климат.

С удалением от экватора весенний максимум W наблюдается все позднее, осенний — все раньше и максимумы температуры поэтому также сближаются (ср. кривую на рис. 41 для Хартума), пока не сольются в один летний максимум. Ближе к полюсу разница между летними и зимними суммами тепла, различие между холодной зимой и теплым летом становятся все существеннее.

Так, например, вдоль восточного побережья Азии годовая амплитуда температуры увеличивается от $3,7^\circ$ в Сайгоне (11° с. ш.) до $25,5^\circ$ в Нанкине (32° с. ш.) и до 36° в Гижигинске (62° с. ш.). При $\varphi > 66^\circ 33'$ Земля зимой может подолгу не получать солнечного тепла, но летние значения W там очень велики за счет длинного дня, т. е. большого ω_0 . Так, например, 22 июня экватор получает 814 кал/см^2 , а полюс — 1110 кал/см^2 . Правда, действительные суммы тепла, получаемые поверхностью Земли, значительно меньше, особенно на полюсе, из-за атмосферного поглощения, но

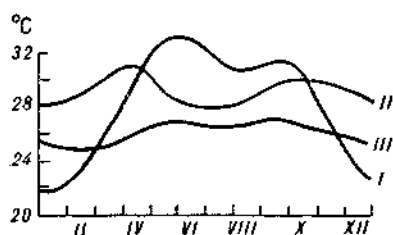


Рис. 41. Годовой ход температуры в Хартуме (I), в Белет-Уэн, Сомали, (II) и на о. Барбадос (III).

в летнее время различия W (а также и температуры) на разных широтах сравнительно невелики. Так, средняя температура в июле в Сайгоне равна $27,3^\circ$, в Нанкине $27,7^\circ$, Владивостоке $18,1^\circ$ и Гижигинске $12,0^\circ$. Даже в районе Северного полюса июльская средняя температура не ниже 0° , и в это время разность температур Северный полюс — экватор, следовательно, порядка 27° .

Зимой же близ экватора по-прежнему преобладают температуры около $+27^\circ$, а на Северном полюсе — около -32° , (на севере Азиатского материка — до -50° , в центре Антарктического материка — до -72°), так что температурные различия на поверхности земного шара зимой несравненно больше, чем летом. В связи с этим зимой усиливаются ветры, изменчивость погоды и т. п.

В табл. 18 приведены средние значения инсоляции $\bar{J}'$ за год и за сутки 22 июня и 22 декабря. Они получены путем деления соответствующих сумм из табл. 17 на 526 000 (число минут в году) и на 1440.

Таблица 18

Среднее значение инсоляции $\bar{J}'$ кал/см² · мин.

Широта, град.	Год	22 VI	22 XII
0	0,611	0,565	0,603
30	0,537	0,698	0,333
60	0,327	0,701	0,035
90	0,253	0,770	0,000

Рассчитанное нами распределение W в зависимости от широты и сезонов является основой для объяснения главнейших черт климата и погоды земного шара.

§ 42. Рассеяние и поглощение солнечных лучей в атмосфере

Вступая в атмосферу, сначала в ее разреженные, а затем в более плотные слои, солнечный луч по пути до поверхности Земли значительно ослабляется. Это происходит, во-первых, за счет рассеяния света молекулами газов воздуха, пылинками, капельками воды облаков и т. п. При этом в атмосфере появляется рассеянная радиация, часть которой уходит обратно в мировое пространство. Во-вторых, происходит поглощение солнечного излучения озоном в верхних слоях, водяным паром, углекислотой и кислородом — в нижних слоях атмосферы. Оно происходит в полосах поглощения, в определенных областях спектра.

При рассеянии света газами воздуха ослабление dJ монохроматической радиации на пути dx равно

$$dJ = -k_1 J dx, \quad (42.1)$$

откуда

$$J = J_0 e^{-\int_x^{\infty} k_1 dx},$$

где J — плотность потока солнечной радиации или напряжение (интенсивность) солнечной радиации. Оно измеряется в эрг/см²·сек. или в кал/см²·мин. Коэффициент k_1 показывает, какая доля падающего излучения рассеивается единичным объемом среды. Если рассеивающие частицы малы по сравнению с длиной волны, то, как показано подробнее в гл. XXIII,

$$k_1(\lambda) = \frac{32\pi^3 (n-1)^2}{3N\lambda^4}. \quad (42.2)$$

Здесь n — коэффициент преломления воздуха для данной длины волны света λ , N — число молекул в 1 см³.

В табл. 19 приведены значения k_1 для воздуха при нормальном давлении.

Таблица 19

$\lambda \text{ Å}$	10 000	7500	6000	5000	4000	3500	3000
$(n-1) \cdot 10^4$	2,892	2,905	2,922	2,943	2,983	—	3,076
$k_1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$	0,109	0,348	0,860	1,810	4,540	7,93	15,25

Рассеяние ослабляет прямые лучи Солнца и в то же время создает рассеянный свет неба (облаков, дымки и пр.). При молекулярном рассеянии, согласно (42.2), в свете неба должны преобладать короткие волны, поскольку, например, фиолетовые лучи ($\lambda=0,4$ мкм) рассеиваются в 13 раз сильнее, чем красные ($\lambda=0,75$ мкм). По этой причине чистое небо голубое, так как доля

фиолетовых лучей в спектре Солнца меньше и глаз к ним мало чувствителен. Так рассеивается свет в совершенно чистом и безоблачном воздухе.

Рассеяние света более крупными частицами было подробно изучено Г. Ми, В. В. Шулейкиным, К. С. Шифриным и др. [141, 148]. Законы этого явления очень сложны. Если рассеивающие частицы состоят из диэлектрика (например, воды) и имеют радиус r , то коэффициент рассеяния k_2 равен

$$k_2 = N\pi r^2 F(\rho),$$

где N — число частиц в 1 см^3 , $N\pi r^2$ — их эффективное общее поперечное сечение, $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$. График функции $F(\rho)$ приведен

на рис. 228 в гл. XXIII. Величина $F(\rho)$ возрастает от 0 до 4 при $0 < \rho < 6,1$, затем убывает снова и после ряда небольших колебаний приближается к 2. Для проводящих частиц, каким могут быть частицы некоторых почв, например солончаков, функция F зависит также и от комплексного показателя преломления $m = n - ik$, т. е. $F = F(\rho, m)$. Лишь в ультрафиолетовой части спектра k_2 несколько увеличивается между $\lambda = 0,39 \text{ мкм}$ и $\lambda = 0,33 \text{ мкм}$ [7].

Если расстояния l между частицами малы или размер L объема, заполненного рассеивающими частицами, велик, то происходит многократное рассеяние. Свет, рассеянный одной частицей, попадает на другую, рассеивается ею и т. д. Как показал К. С. Шифрин, таким многократным рассеянием нельзя пренебрегать, если $L > \frac{l^3}{r^2}$.

Переходя к законам поглощения, заметим, что уравнение (42.1) описывает также и ослабление луча в поглощающей среде, в которой коэффициент поглощения равен k_1 .

Как легко наблюдать «на глаз», атмосфера почти вполне прозрачна, т. е. не поглощает лучей видимой части спектра. Их поглощает только озон, да и то лишь в слабой степени (табл. 20), особенно, если учесть, что в атмосфере имеется всего 0,3—0,4 см озона (см. гл. II).

Таблица 20

Коэффициент поглощения озона в видимой части спектра
(по Инну и Танака)

Длина волны, Å	4342	4685	5055	5265	5476
Коэффициент поглощения, см ⁻¹	0,0007	0,003	0,017	0,024	0,035

Длина волны, Å	5763	5893	6038	6413	6937	7560
Коэффициент поглощения, см ⁻¹	0,052	0,047	0,055	0,033	0,011	0,0038

О поглощении озоном в ультрафиолетовой части спектра мы уже говорили в гл. II. В инфракрасной части спектра имеется много полос поглощения озона, углекислого газа и водяного пара. Мы рассмотрим тут лишь ближнюю часть этого спектра, ибо в дальней излучение Солнца незначительно.

Озон имеет слабую полосу поглощения для волн $\lambda = 4,0 \div 4,5$ мкм. Углекислый газ поглощает лучи солнечного спектра в полосах близ $\lambda = 2,7$ мкм и $\lambda = 4,3$ мкм, но довольно слабо и этим поглощением обычно пренебрегают. Спектр поглощения водяного пара содержит ряд полос, начиная с $\lambda = 0,70$ мкм. Полосы эти состоят из многих линий. Как будет показано в § 48, если коэффициент поглощения в середине линии велик, то общее поглощение в полосе нарастает довольно медленно с ростом концентрации поглотителя.

В табл. 21 приведена величина этого поглощения в зависимости от высоты слоя осажденной воды w г/см², (количества пара в столбе атмосферы сечением 1 см²).

Таблица 21

Количество энергии (кал/см² · мкм.), поглощенной водяным паром в полосах ближней части инфракрасного спектра при w , равном 0,5 и 3,0 г/см². По Д. Макдональду

w г/см²	Полоса спектра и длина волны, мкм						
	0,8 мкм	ρот	Φ	ψ	Ω		Общее погло- ще- ние 0,70—2,10
	0,70—0,74	0,79—0,84	0,86—0,99	1,03—1,23	1,24—1,53	1,53—2,10	
0,5	0,0016	0,0019	0,0142	0,0165	0,0538	0,0350	0,1230
3	0,0055	0,0062	0,0363	0,0379	0,0758	0,0447	0,2064

Таким образом, инфракрасная часть спектра Солнца поглощается в атмосфере преимущественно водяным паром. По Макдональду, это суммарное поглощение может быть приближенно представлено формулой

$$\Delta J = 0,149w^{0,3}.$$

§ 43. Ослабление солнечного луча на его пути в атмосфере

Предположим, что поверхность Земли плоская и атмосфера над ней состоит из ряда плоских слоев, плотность которых убывает с высотой. Пусть луч с длиной волны λ проходит атмосферу отменно и начальное напряжение радиации для этой длины волны равно $J_{0\lambda}$. Вычислим напряжение радиации на высоте h . Очевидно,

$$dJ_{\lambda} = -k_{\lambda}J_{\lambda}dx, \quad (43.1)$$

здесь k_λ — объемный коэффициент ослабления, складывающегося из поглощения и рассеяния света с длиной волны λ . Интегрируя (43.1) вдоль пути луча по x от $x=\infty$ до $x=h$, получим

$$J_\lambda = J_{0\lambda} e^{-\int_h^\infty k_\lambda dx} = J_{0\lambda} e^{-\tau_\lambda(h)}. \quad (43.1a)$$

Интеграл $\int_h^\infty k_\lambda dx = \tau_\lambda(h)$ носит название *оптической толщины*

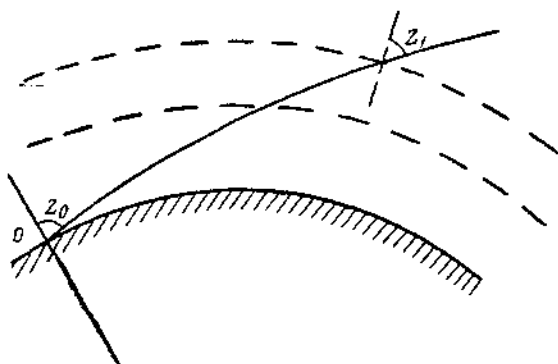


Рис. 42. Путь солнечного луча в сферической атмосфере.

(*оптической массы*)¹ атмосферы на высоте h . При $h=0$

$$J_\lambda = J_{0\lambda} e^{-\tau_{0\lambda}} = J_{0\lambda} p_\lambda.$$

Величина $p_\lambda = e^{-\tau_{0\lambda}}$ называется *коэффициентом прозрачности* атмосферы. Очевидно, p_λ представляет собой ту долю солнечной радиации с длиной волны λ , которая достигает поверхности Земли при отвесном падении лучей.

Если луч падает наклонно и прямолинейно под углом z к вертикали, то $dx = dh \sec z$ и

$$J_\lambda = J_{0\lambda} e^{-\sec z \int_0^\infty k_\lambda dh} = J_{0\lambda} e^{-\tau_\lambda \sec z} = J_{0\lambda} p_\lambda^{\sec z}. \quad (43.2)$$

Это выражение носит название закона Бугера.

Рассмотрим, какие изменения внесет кривизна земной поверхности и атмосферных слоев. Легко видеть (рис. 42), что при этом

¹ Иногда его называют энергетической освещенностью или плотностью потока излучения.

верхние слои атмосферы луч будет проходить под углом переменным, но меньшим, чем угол z_0 , под которым он встретит земную поверхность. Поэтому соответствующие слагающие интеграла $\int k_\lambda \sec z \, dh$ будут меньше, чем $k_\lambda \sec z_0$. Кроме того, благодаря преломлению света луч будет слегка искривлен, как показано на рис. 42 причем полный угол поворота луча в атмосфере при $z_0 \rightarrow 90^\circ$ достигает в среднем $35'$, а в отдельных случаях и больше. В результате в выражение (43.2) вместо $\sec z_0$ войдет некоторая другая, более сложная функция $m(z_0)$, которая возрастает с увеличением z_0 медленнее, чем $\sec z_0$. Ее иногда называют *массой атмосферы*. Тогда

$$J_\lambda = J_{0\lambda} e^{-\int_0^\infty k_\lambda \, dx} = J_{0\lambda} e^{-m(z_0) \tau_{0\lambda}} = J_{0\lambda} p^{m(z_0)}. \quad (43.2a)$$

Практически при z_0 от 0 до 60° $m(z_0)$ почти точно равна $\sec z_0$, а далее m заметно меньше $\sec z_0$ (табл. 22).

Таблица 22

z_0	$m(z_0)$	z_0	$m(z_0)$	z_0	$m(z_0)$	z_0	$m(z_0)$
0°	1,00	60°	2,00	74°	3,59	84°	8,90
10	1,02	62	2,12	76	4,08	85	10,40
20	1,06	64	2,27	78	4,72	86	12,44
30	1,15	66	2,45	80	5,60	87	15,36
40	1,30	68	2,65	81	6,18	88	19,79
50	1,55	70	2,90	82	6,88	89	26,96
55	1,74	72	3,21	83	7,77	90	40

Так как при $z_0 \rightarrow 90^\circ$ масса атмосферы m быстро возрастает, то, очевидно, яркость Солнца должна сильно убывать, когда вечером оно склоняется к горизонту. Когда Солнце высоко над горизонтом, то $m(z_0)$, а следовательно, и J меняется медленно и мало.

Данные табл. 22 относятся, строго говоря, к ослаблению воздухом или газом, примешанным к нему везде в одинаковой пропорции. Для водяного пара и особенно пыли, сосредоточенных в нижней атмосфере, эффект кривизны слоев меньше и $m(z_0)$ ближе к величине $\sec z_0$, т. е. больше, чем в табл. 22. Если мы наблюдаем солнечную радиацию на некоторой высоте h , где давление воздуха равно $p(h)$, то величину m следует уменьшить в отношении $p(h)/p_0$.

Поскольку главная причина ослабления солнечного луча в видимой части спектра — молекулярное рассеяние света, пропорциональное $1/\lambda^4$, то p_λ растет в этой части спектра с длиной волны. Значения p_λ и τ_λ для совершенно чистого и сухого воздуха по данным [75] приведены в табл. 23 (см. также [182]).

Таблица 23

Коэффициент прозрачности p_λ и оптическая масса τ_λ сухой и чистой атмосферы при различных λ . По К. С. Шифрину и И. Н. Минину

$\lambda, \text{\AA}$	4000	5000	6000	7000	8000
p_λ	0,705	0,869	0,936	0,955	0,979
τ_λ	0,349	0,140	0,0666	0,0356	0,0208

Если наблюдать суммарную радиацию всех длин волн I , то по формуле (43.2а) можно вычислить значение $\bar{p}$ — некоторый средний коэффициент прозрачности для всего спектра. Величина $\bar{p}$ описывает общее ослабление солнечной радиации в атмосфере. В табл. 24 приведены в виде примера средние значения $\bar{p}$ в Павловске (под Ленинградом).

Таблица 24

Средние многолетние значения $\bar{p}$ при $m=2$ ($z=60^\circ$)

Месяц	I	II	III	IV	V	VI
$\bar{p}$	0,798	0,797	0,792	0,781	0,778	0,770
Месяц	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$\bar{p}$	0,759	0,770	0,782	0,792	0,800	0,806

Из таблицы видно, что прозрачность атмосферы наибольшая зимой, когда абсолютная влажность и запыленность воздуха наименьшие. По той же причине воздух полярных районов особенно прозрачен. Так, например, в Антарктиде, по наблюдениям в период МГГ, средняя прозрачность воздуха зимой поднимается до 0,853 на побережье (ст. Мирный), а на материке (ст. Пионерская) — до 0,874.

Средняя прозрачность $\bar{p}$ увеличивается с ростом m (так называемый эффект Форбса). Действительно, после того как вступивший в атмосферу луч пройдет в ней некоторый путь, в нем больше всего ослабятся те лучи, для которых p_λ наименьшее, луч станет более «красным» и дальнейшее поглощение его пойдет слабее, чем до этого. В результате чем больше m , тем больше будет среднее значение $\bar{p}$.

Иногда для характеристики прозрачности атмосферы вводят еще понятие о факторе мутности атмосферы (факторе помутнения) T . T — это число абсолютно сухих и чистых атмосфер, которые произвели бы такое же ослабление, как реальная атмосфера, или, иначе говоря, отношение оптической толщины атмосферы τ к оптической толщине идеальной атмосферы τ_0

$$T = \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\lg p}{\lg p_0}.$$

Здесь $\bar{p}_0$ — средний коэффициент прозрачности для сухой и чистой атмосферы. Поскольку состав солнечной радиации зависит от массы атмосферы $m(z)$, $\bar{p}_0$ также несколько изменяется с изменением $m(z)$. В табл. 25 приведены значения $\bar{p}_0$ по В. Г. Кастрову.

Таблица 25

$m(z)$	1	2	3	4	5	6	8	10
$\bar{p}_0$	0,905	0,915	0,922	0,927	0,931	0,935	0,941	0,946

Величина T меньше зависит от массы атмосферы, чем p , и ею часто пользуются для характеристики оптических свойств атмосферы. Интересно, что, например, по наблюдениям в Павловске, Курске и Москве в приходящих туда иногда летом арктических массах воздуха в среднем $T=2,44$, а в континентальных тропических массах $T=3,59$. В экваториальной зоне T может достигать 4,6. По наблюдениям полярных станций в среднем в июле 1957 г. $T=2,29$, а в сентябре $T=2,08$. Таким образом, арктический воздух очень чист и прозрачен как в области формирования, так и при своем движении на юг.

§ 44. Солнечная радиация, достигающая поверхности Земли

Законы рассеяния света и поглощения водяным паром, озоном и пр. вместе с законом Бугера (43.2) определяют, как зависит достигающая поверхности Земли радиация от широты, времени года, влажности и запыленности воздуха и пр.

В табл. 26 приведены средние величины J в полдень для Москвы, Ташкента, Мирного (Антарктика) и ледника Федченко (Памир), где обсерватория находится на высоте 4170 м над ур. м.

Из табл. 26 ясно виден эффект широты (J уменьшается с широтой, особенно в зимние месяцы), влияние наибольшей прозрачности воздуха весной (особенно в Москве и Ташкенте) и чистоты воздуха в сухом высокогорном климате на леднике Федченко и в лишенной пыли Антарктике. Там, на ст. Советская (78° ю. ш.), расположенной на высоте 3,57 км над ур. м., в декабре—январе средние величины J доходят до 1,70 кал., а в одном случае в 1958 г. — даже до 1,82 кал. [115]. Такое же значение $J=1,82$ кал. наблюдалось и на леднике Федченко, хотя авторы [83] и считают его не вполне надежным и приводят как более достоверный максимум $J=1,77$ кал. Отметим, что абсолютный полуденный максимум J , равный 1,57 кал., был зафиксирован на ст. Мирный (в декабре 1957 г.), в Ташкенте $J=1,51$ кал. На седловине Эльбруса, на высоте 5,32 км, А. П. Волошина 3 августа 1961 г. наблюдала $J=1,73$ кал. Яркость высокогорного Солнца известна всем, кто бывал на больших высотах.

Среднее напряжение радиации (кал/см² · мин.) в полдень

Станция	Широта, град.	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	z, град. (от-до)
Москва	56 с.	0,98	1,11	1,22	1,27	1,25	1,22	1,23	1,21	1,22	1,12	0,97	0,90	32—79
Ташкент	41 с.	1,27	1,32	1,32	1,32	1,29	1,29	1,28	1,26	1,26	1,22	1,25	1,25	18—65
Мирный	67 ю.	1,52	1,48	1,38	1,12	0,65	0,08	0,36	0,95	1,29	1,45	1,51	1,53	43—90
Ледник Федченко	39 с.	1,06	1,23	1,23	1,43	1,31	1,33	1,35	1,37	1,34	1,44	1,49	1,08	15—62

Спектральный состав солнечной радиации. Египет, июль—август 1929 г.

Участок спектра	$\lambda \text{ Å}$	Интенсивность радиации, кал/см ² · мин.					
		полдень	$m = 1,5$ $h_{\odot} = 41^{\circ}$	$m = 2$ $h_{\odot} = 30^{\circ}$	$m = 3$ $h_{\odot} = 19,3^{\circ}$	$m = 5$ $h_{\odot} = 11,3^{\circ}$	$m = 8$ $h_{\odot} = 6,8^{\circ}$
Красный	>6750	0,623	0,589	0,560	0,488	0,378	0,251
Оранжевый	6200—6750	0,100	0,098	0,084	0,072	0,054	0,029
Желто-зеленый	5000—6200	0,199	0,181	0,158	0,121	0,076	0,039
Синий	4650—5000	0,076	0,071	0,060	0,050	0,029	0,012
Фиолетовый	3000—4650	0,161	0,154	0,111	0,070	0,034	0,014

Если наблюдать излучение Солнца в свободной атмосфере, например с самолета, то там J так же, как и на горных станциях, существенно увеличивается, поскольку оптическая масса значительно меньше:

$$\tau(h) = \int_h^{\infty} k dx < \int_0^{\infty} k dx = \tau(0).$$

Так, например, при полете Е. А. Лопухина над Ташкентом 5 марта 1954 г. J увеличилось от 1,36 кал. у земли до 1,46 кал. на высоте 2,4 км и до 1,66 кал. на высоте 6,6 км.

В табл. 27 приведены наблюденные значения J_λ для отдельных частей спектра.

Таблица 27 показывает, что на красный и инфракрасный участок спектра приходится от 54% всей энергии — в полдень, до 74% — при $m=8$. При этом доля фиолетовых и ультрафиолетовых лучей уменьшается с 14 до 4%. Даже невооруженным глазом можно заметить, как Солнце, склоняясь вечером к горизонту, становится более красноватым.

§ 45. Рассеянная радиация Солнца

Значительная доля рассеянной атмосферой и облаками радиации Солнца попадает опять на земную поверхность. Ее мы называем рассеянной (диффузной) радиацией Солнца. Она существует и при безоблачном, и при пасмурном небе, а также в сумерки до восхода и после захода Солнца.

На рис. 43 изображено распределение энергии в спектре рассеянной радиации голубого безоблачного неба, в котором, в соответствии с (42.2), преобладают, по сравнению с солнечным спектром, лучи малой длины волны. Рассеянная радиация облаков, почти белая, похожа по спектральному составу на прямой свет Солнца при $m=4$.

В чистой атмосфере с учетом зависимости рассеяния от угла φ наиболее ярким должно быть небо около Солнца ($\varphi=0$), наиболее темными — участки на расстоянии 90° от последнего (см. гл. XXIII).

В замутненной атмосфере крупные частицы, сильно рассеивающие (см. § 42) под малыми углами, создают яркий беловатый ореол около Солнца. Их скопление в нижней атмосфере создает беловатый цвет неба у горизонта.

Теоретический расчет величины рассеянной радиации и полного ее потока i , падающего на горизонтальную поверхность, весьма сложен из-за наличия в воздухе частиц разного размера и сложной зависимости рассеяния от угла φ . Излучение, рассеянное одной частицей, может затем многократно рассеиваться дру-

гими частицами. Этот сложный процесс распространения излучения называется переносом радиации.

Величина потока i рассеянной радиации, падающего на горизонтальную поверхность, при различных высотах Солнца $h_{\odot}$ при безоблачном небе приведена в табл. 28.

Таблица 28

Поток рассеянной радиации на горизонтальную поверхность. Пятигорск							
$h_{\odot}$	5	10	15	20	25	30	40
i кал/см ² ·мин.	0,03	0,05	0,08	0,10	0,11	0,12	0,14

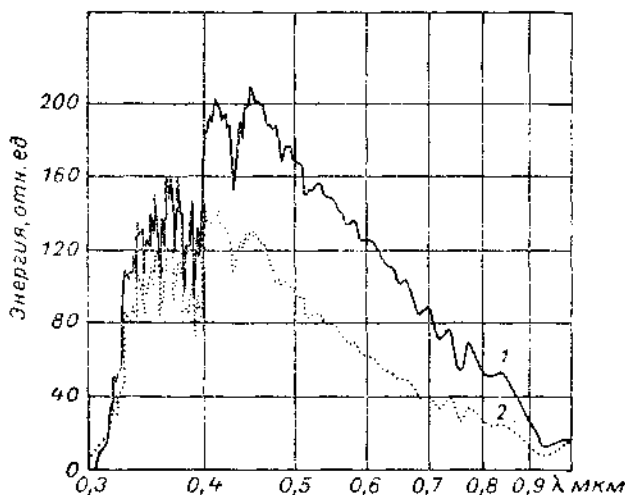


Рис. 43. Распределение энергии в спектре безоблачного неба в функции длины волны.

1 — небо в зените, 2 — небо в точке минимальной яркости.

При сплошной облачности величина i зависит от формы облаков:

Формы облаков:	Ct — Cs	Ac — As	St	Cb
i кал/см ² ·мин.				
($h_{\odot}=41^{\circ}$) . . .	0,49	0,98	0,45	0,22

Плотный слой облаков, не очень низких (например, на высоте 600 м), кажется нам везде светящимся почти равномерно.

Над поверхностью земли, покрытой снегом, рассеянная радиация неба значительно увеличивается — небо становится светлее, иногда почти вдвое. Так, например, по Б. А. Пятненкову, в Арктике при $h_{\odot}=35^{\circ}$ i в отсутствии снега равно 0,12 кал/см·мин.

над снегом — 0,20 кал/см²·мин., а при $h_{\odot} = 10^{\circ}$ соответственно — 0,06 и 0,10 кал/см²·мин. По наблюдениям Л. Султанбековой, в Терсколе небо в стороне снежных склонов Эльбруса значительно светлее, чем с той стороны, которая расположена над темными лесистыми склонами более низких гор.

В ультрафиолетовой части спектра ($\lambda = 0,3 \div 0,4$ мкм) рассеянный поток i_{λ} столь велик, что даже при $h_{\odot} = 40^{\circ}$ он превышает прямую радиацию J_{λ} , а при $h_{\odot} = 20^{\circ}$ i_{λ} больше J_{λ} в несколько раз [58].

Так как в умеренном и полярном климате небо значительную часть времени покрыто облаками, то рассеянная радиация дает там большой вклад в общий поток солнечного тепла, получаемого земной поверхностью. В табл. 29 приведены средние суммы тепла прямой $\Sigma J'$ и рассеянной Σi радиации в Павловске (под Ленинградом) и в Ташкенте.

Таблица 29

Месячные и годовые суммы прямой и рассеянной радиации (кал/см²),
приходящей на горизонтальную поверхность

Пункт	φ		I	II	III	IV	V	VI
Павловск	59° с. ш.	$\Sigma J'$	180 640	620 1 430	2 560 3 340	4 400 4 370	7 620 5 840	8 140 5 900
Ташкент	41° с. ш.	Σi	2 150 2 170	3 020 2 540	5 260 3 440	8 280 3 900	12 160 4 310	14 830 3 550

Пункт			VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Павловск	59° с. ш.	$\Sigma J'$	8 130 5 610	5 440 4 310	2 790 3 300	950 1 520	170 590	70 370	— 37 210
Ташкент	41° с. ш.	Σi	16 450 3 280	14 880 3 000	11 120 2 650	6 380 2 680	3 430 1 960	1 940 1 770	99 900 35 250

В Павловске с сентября по март, а в Ташкенте в январе рассеянная радиация преобладает над прямой. Причины этого — большая облачность, малая высота Солнца $h_{\odot}$ и влияние чистого снежного покрова, увеличивающего i . В северном полушарии суммы прямой радиации увеличиваются в направлении к югу (во все сезоны), а рассеянной — к северу.

Величину $J' + i$ именуют обычно суммарной радиацией. Она является важнейшей составной частью общего притока тепла к земной поверхности.

§ 46. Альbedo Земли

Часть солнечной радиации (прямой и рассеянной) отражается от земной поверхности (а также от поверхности облаков) и может уходить в мировое пространство. Количество отраженной таким образом радиации b , выраженное в процентах (или долях единицы) от количества падающей, называется альbedo данной поверхности. Можно говорить о спектральном (для некоторого участка спектра) и суммарном альbedo. Процесс отражения имеет сложную физическую природу. Отчасти это — зеркальное отражение от поверхности воды, льда, кристаллов снега, отчасти — отражение от шероховатой поверхности почвы или, например травы (а также леса), где свет может многократно рассеиваться листьями и стеблями, прежде чем часть его (очень небольшая) уйдет снова в атмосферу. Аналогично в море некоторая доля света (52—54%), рассеянного внутри верхнего слоя воды, также распространяется «обратно», складываясь с отраженным у поверхности потоком. От этого зависит, в частности, и голубой цвет морской воды.

Альbedo травяного покрова (и леса) мало в фиолетовой части спектра, увеличивается постепенно к оранжевой (до 15—18%) и резко возрастает в красной и инфракрасной частях спектра, начиная примерно с $\lambda = 6700 \text{ \AA}$. Поскольку доля последних сильно возрастает, когда Солнце опускается в горизонт, в это время увеличивается и альbedo растительности. В табл. 30 приведены некоторые типичные значения суммарного альbedo.

Таблица 30

Альbedo естественных поверхностей

Поверхность	Альbedo, %	Поверхность	Альbedo, %
Чернозем сухой . . .	14	Вершины дубов . . .	18
Чернозем влажный . . .	8	Вершины елей . . .	10
Поверхность глинистой пустыни	29—30	Плантация хлопчатника	20—22
Песок желтый	35	Морской лед, слегка пористый	36
Зеленая трава	26		

Альbedo снега может меняться от 20—30%, если он влажный и загрязненный, до 96—98% — если он чист, как свежий снег в Антарктике. При малых углах падения i лучей снег отражает, как шероховатая поверхность. При больших углах возникает зеркальное отражение при условии, что $\bar{h} \cos i < \lambda$, где $\bar{h}$ — средний размер неровностей. Различия h здесь придают отражению статистический характер. Н. П. Русин наблюдал на ст. Мирный увеличение альbedo снега от 74% до 91% при увеличении i от 45

до 85° , т. е. при увеличении доли зеркального отражения. Альbedo снега для рассеянной радиации велико (89—93%).

Чистая вода отражает свет по закону Френеля, согласно которому для неполяризованного света

$$b = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\lg^2(i-r)}{\lg^2(i+r)} \right], \quad (46.1)$$

где r — угол преломления ($\sin i / \sin r = n$).

Расчеты по уравнению (46.1) дают $b=2,1\%$ при вертикальном падении лучей и $b=35,0\%$ при $i=80^\circ$. При неспокойном море нельзя предполагать, что имеют место только элементарные (так называемые трохидальные) волны. Наложение многих длинных и коротких волн делает морскую поверхность состоящей из мелких участков, углы наклона которых к оси абсцисс

$\frac{\partial z}{\partial x} = z_x$ и к оси ординат $\frac{\partial z}{\partial y} = z_y$ следуют случайному закону,

вероятности. параметры которого установили Кокс и Мунк в 1956 г. [171]:

$$P(z_x, z_y) \approx \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\frac{z_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{z_y^2}{2\sigma_y^2}}, \quad (46.2)$$

где σ_x^2 и σ_y^2 — дисперсии, возрастающие линейно со скоростью ветра v ($\sigma_x^2 = 0,003 + 1,92 \cdot 10^{-3}v$; $\sigma_y^2 = 0,000 + 3,16 \cdot 10^{-3}v$).

Учет (46.2), как показал Ю. А. Мулламаа [103], при высоком Солнце дает даже для сильно взволнованного моря почти то же альbedo (2%), как и для спокойного, а при низком Солнце ($h_\odot = 4,6^\circ$) слабая волна увеличивает альbedo от 61% до 68%, а сильная (при $v=10$ м/сек.) — уменьшает его до 37,7%. Как показали наблюдения Гирдюка в Норвежском море, при $h_\odot = 49 \div 7^\circ$ действительное альbedo всегда на 1—4% выше рассчитанного по формуле (46.1). Эти данные очень важны при интерпретации наблюдений поверхности океана, сделанных со спутников, и для расчета планетарного альbedo Земли.

Альbedo облаков (их верхней поверхности) тем больше, чем мощнее их слой. При мощности 300 м высоко-кучевые облака имеют альbedo 73%, слоисто-кучевые — 64%. Как показал А. Г. Коптев [78] в Арктике, если в просветах последних виден лед, то альbedo увеличивается до 70%, если вода — то уменьшается до 32%.

При наблюдении с больших высот (например, со спутников) альbedo еще несколько увеличивается за счет радиации, рассеиваемой вверх атмосферой (7—8% от падающей радиации).

Среднее альбедо больших областей приходится вычислять приближенно, учитывая пространство, занимаемое лесом, полями, снегом и пр. Полярные области имеют альбедо более 80%. при этом теряют значительную часть приходящего от Солнца тепла. Экваториальные области, в особенности океанические, под почти отвесными лучами Солнца, имеют малое альбедо (менее 30% даже при учете влияния облаков), т. е. поглощают большую часть падающего тепла. Это различие усиливает разницу климатических условий тропических и полярных областей так же, как увеличение альбедо после выпадения первого снега ускоряет понижение температуры и наступление зимы.

Альбедо Земли как планеты вместе с ее атмосферой и облаками равно в среднем 36%.

Глава VIII

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И АТМОСФЕРЫ

§ 47. Природа излучения поверхности Земли

Если бы тепло, получаемое Землей от Солнца, никуда не терялось, то климат Земли становился бы с каждым годом теплее, и мы очень скоро заметили бы его изменение. Поскольку такого потепления нет, ясно, что Земля должна терять в мировое пространство приблизительно столько же тепла, сколько она получает, и что единственный физический механизм для этого — излучение. Последнее проще всего наблюдать ночью и поэтому его иногда называют ночным излучением. Фактически оно происходит круглые сутки.

Зная законы излучения, мы можем составить тепловой баланс земной поверхности, выяснить его зависимость от влажности атмосферы, озона и пр., понять особенности климатов континентов и океанов, причины и детали изменений погоды и т. д. Наблюдаемое, например, со спутников уходящее излучение позволяет определить температуру суши, моря и атмосферы (см. § 52).

Излучение земной поверхности E_3 близко к излучению абсолютно черного тела. Согласно (40.5), последнее пропорционально четвертой степени температуры, т. е.

$$E_3 = \sigma T^4, \quad (47.1)$$

где $\sigma = 8,26 \cdot 10^{-11}$ кал/см²·мин·град⁴. При наблюдающихся на поверхности Земли температурах (от —85 до +80°) E_3 меняется от 0,105 до 1,21 кал.

На рис. 44 представлено распределение энергии в спектре черного тела при T° от -40 до $+40^\circ$. Максимум энергии при этом, согласно закону смещения (40.3), приходится на волны от $\lambda = 12,4$ мкм до $\lambda = 9,25$ мкм, а волн с $\lambda < 4$ мкм практически в этом спектре нет. Таким образом, в этой главе мы рассматриваем исключительно инфракрасное излучение.

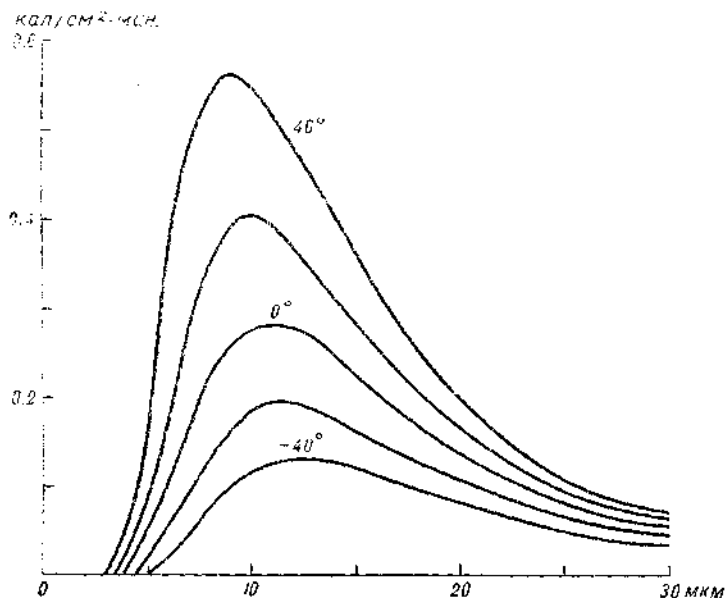


Рис. 44. Распределение энергии в условных единицах в спектре излучения черного тела при температурах от -40 до $+40^\circ$.

Если поверхность не абсолютно черная и b' — ее альбеда для инфракрасных лучей, то

$$E_3 = (1 - b') \sigma T^4. \quad (47.1a)$$

Здесь $(1 - b')$ — излучательная (а по закону Кирхгофа также и поглощательная) способность. По наблюдениям В. Л. Гаевского, $(1 - b')$ в области $8,5 - 12$ мкм для сухого песка равно $0,95$, для густой травы — $0,97$, хвойного леса — $0,97$, свежего снега — $0,986$ и т. д. По наблюдениям Хаутона в Англии в 1958 г., практически всегда $b' \approx 0$, т. е. можно считать Землю черной [194].

В действительности, поверхность Земли теряет путем излучения гораздо меньше тепла, чем это следует из (47.1). Причина этого проста: атмосфера как облачная, так и ясная посылает вниз встречное излучение E_a , частично компенсирующее излучение Земли E_3 .

Природа излучения атмосферы сложна. Каждый слой ее излучает тем больше, чем больше в нем водяного пара и углекислоты. Излучение слоя, направленное вниз, отчасти поглощается и ослабевает в нижних слоях, но зато к нему присоединяется излучение этих последних. На Земле мы наблюдаем сумму таких частично ослабленных излучений отдельных слоев, которую и обозначаем E_a . В атмосфере, на высоте h , мы можем наблюдать не только нисходящий поток излучения $A(h)$, но и восходящий поток $B(h)$, складывающийся из излучения поверхности Земли и нижних слоев атмосферы, частично ослабленного по пути до высоты h . На уровне $h + \Delta h$, конечно, $A(h + \Delta h)$ и $B(h + \Delta h)$ иные. Величина

$$D = A(h) - A(h + \Delta h) + B(h + \Delta h) - B(h) \quad (47.2)$$

называется *дивергенцией излучения* (радиации) в слое Δh . При $D < 0$ происходит, очевидно, нагревание слоя, испарение частичек облаков и пр., при $D > 0$ — наоборот, охлаждение и конденсация.

По закону Кирхгофа, отношение спектральной плотности равновесного излучения $E(\lambda, T)$ любого источника тепла к его коэффициенту поглощения $\alpha(\lambda, T)$ не зависит от свойств излучающего материала и является универсальной функцией от λ и T . Оно равно спектральной плотности излучения абсолютно черного тела.

В применении к слою атмосферы толщиной Δh закон Кирхгофа запишется в виде

$$E_\lambda = A_\lambda E_{0\lambda}, \quad (47.3)$$

где $E_{0\lambda}$ — излучение абсолютно черного тела при данной температуре и длине волны λ ; A_λ — поглощательная способность слоя, или коэффициент излучения слоя. Закон этот справедлив для газа, находящегося в термодинамическом равновесии, — такого, в котором энергия, благодаря частым столкновениям молекул распределена равномерно между степенями свободы — поступательным, колебательным, вращательным движениями и электронными переходами. В более высоких и разреженных слоях атмосферы столкновения становятся реже, время релаксации (приспособления к состоянию равновесия) увеличивается и поглощение квантов солнечной энергии, все более частое по сравнению со столкновениями, может нарушать равновесие. По расчетам Гуди и Кертисса, излучение H_2O и CO_2 в колебательно-вращательном спектре до высот около 75 км близко к равновесному. Известно, однако, что выше 80 км H_2O (а CO_2 и ниже этого уровня) разлагается солнечными лучами на OH и H , следовательно, в термосфере проблема равновесия для обоих главных излучателей снимается. В ней могут излучать лишь более простые молекулы (OH) или атомы (O).

§ 48. Поглощение в спектральных линиях и полосах

Поглощение газами атмосферы сильно зависит от тонкой структуры их спектров. В трехатомной молекуле, такой, как H_2O и CO_2 , могут происходить колебания трех различных типов (рис. 45), вращения, а также электронные переходы. Все эти процессы — квантованные, т. е. каждому состоянию соответствует определенная энергия ϵ , на определенное количество $\Delta\epsilon$, отличающаяся от энергии смежных состояний. Переход в другое состояние (увеличение или уменьшение энергии вращения, колебания или положения электрона) сопровождается поглощением

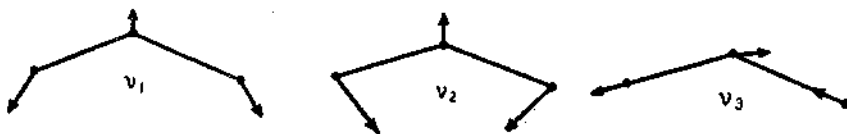


Рис. 45. Нормальные вибрации молекул воды. По Герцбергу.

или излучением спектральной линии, т. е. кванта света с такой частотой ν , что

$$\Delta\epsilon = h\nu. \quad (48.1)$$

Изменения энергии колебания обычно сравнительно велики и таковы, что поглощаемые частоты¹ ν не менее 600 см^{-1} . С ними сочетаются изменения энергии вращения, всегда очень малые, такие, что изменение частоты при них порядка 1 см^{-1} . Вместе они образуют целую полосу, состоящую из ряда очень близких линий поглощения в инфракрасной части спектра. При электронных переходах поглощается энергия в несколько электрон-вольт и комбинированные с ними изменения вращательной и колебательной энергии дают уже полосы поглощения в видимой или ультрафиолетовой области, как, например, у озона (см. гл. II). Для того чтобы изучить поглощение в молекулярной полосе, рассмотрим сначала отдельную узкую линию, не перекрывающуюся с соседними линиями поглощения, и соответствующую определенному переходу между двумя смежными состояниями вращения. Если масса поглощающего вещества в столбе сечением 1 см^2 , сквозь который прошел луч с частотой колебаний ν , равна a , то в соответствии с (43.1) пройдет доля энергии («пропускание»), равная $e^{-\sigma_\nu a}$, где $\sigma_\nu = k_\nu/\rho$, ρ — плотность погло-

¹ Напомним, что частоте 1000 см^{-1} соответствует длина волны $\lambda = 10\text{ мкм}$, частоте более 600 см^{-1} соответствует $\lambda < 16.67\text{ мкм}$ и т. п. $\Delta\epsilon$, равная одному электрон-вольту (1 эв), соответствует $\nu = 8067\text{ см}^{-1}$ и $\lambda = 12\,394\text{ Å} = 1.2394\text{ мкм}$.

щающего вещества и $a = \int \rho dx$ — его количество. Функция поглощения A_ν выразится в виде

$$A_\nu = 1 - e^{-\tau_\nu a}, \quad (48.2)$$

а общее поглощение в линии

$$\bar{A}(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_\nu d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_\nu a}) d\nu, \quad (48.2a)$$

если считать, что начальный поток радиации одинаков для всех частот в пределах поглощающей линии. Частота излучения поглощаемого молекулами может слегка изменяться: а) благодаря взаимодействию и сдвигу фаз колебаний отдельных атомов

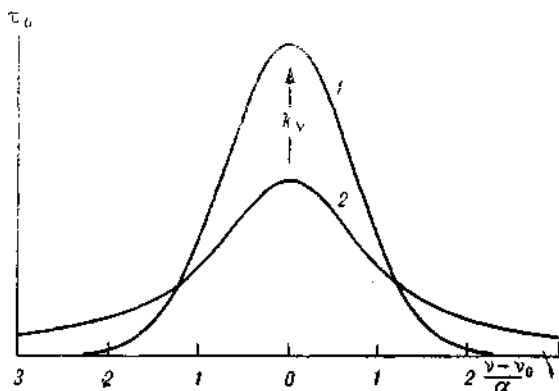


Рис. 46. Профили спектральных линий с учетом уширения по Доплеру (1) и по Лоренцу (2).

при их столкновениях — это так называемое *уширение спектральных линий Лоренца*, зависящее от общего давления газа, и б) благодаря беспорядочному движению поглощающих частиц, скорость которого зависит от температуры по принципу Доплера. Согласно которому, поглощаемая частота уменьшается, если частица уходит от источника колебаний и наоборот. Возникающее уширение линии такое, что профиль коэффициента σ_ν в функции ν имеет вид, изображенный на рис. 46. Теоретически при этом

$$\sigma_\nu = \frac{S \alpha_L}{\pi [(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2]}, \quad (48.3)$$

где σ_ν — массовый коэффициент поглощения для частоты ν , $S = \pi \sigma_0 \alpha_L$ — интенсивность линии, пропорциональная ее полу-

ширине α_L и коэффициенту поглощения σ_0 в центре линии при $\nu = \nu_0$. Действительно, на расстоянии α_L от основной частоты

$$\sigma(\nu_0 \pm \alpha_L) = \frac{1}{2} \sigma(\nu_0).$$

Если расстояние между соседними линиями в полосе равно δ , то среднее поглощение в одной линии будет

$$\bar{A} = \frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\sigma \nu a}) d\nu,$$

где ради простоты вычислений пределы интегрирования $\pm \delta/2$ заменены $\pm \infty$.

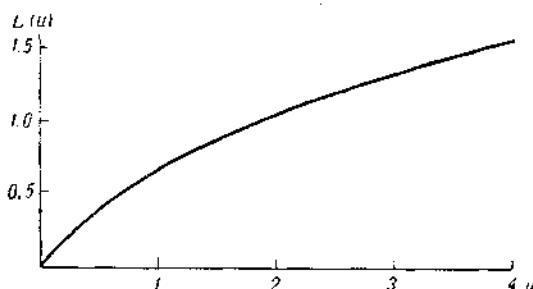


Рис. 47. Функция $L(u)$.

Подставляя σ_ν из (48.3), обозначая $x = \frac{\nu - \nu_0}{\delta}$, $y = \frac{\alpha_L}{\delta}$, $u = Sa/2\pi\alpha_L$, можно найти

$$\bar{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 - e^{-\frac{2uy}{x^2 + y^2}} \right] dx = 2\pi uy e^{-u} [I_0(u) + I_1(u)] = 2\pi u L(u), \quad (48.4)$$

где $I(\kappa) = J(iu)$ — бesselева функция первого рода от чисто мнимого аргумента [73].

На рис. 47 представлена функция $L(u)$. При малом количестве поглощающего вещества a $L(u)$ растет пропорционально a , так что

$$\bar{A} = 2\pi uy = \frac{Sa}{\delta}, \quad (48.4a)$$

а при большом a (при $u > 3$)

$$L(u) = \sqrt{\frac{2u}{\pi}} \quad \text{и} \quad \bar{A} = \frac{2\sqrt{a_L S a}}{j} \sqrt{a} = \sqrt{\frac{2la}{\pi}}. \quad (48.4b)$$

Эта формула носит название закона квадратного корня. Очевидно, с ростом a поглощение в середине линии быстро насыщается и общее поглощение растет лишь за счет небольшого вклада краев (крыльев) линии. Если имеется много смежных линий с частотами $\nu_{01}, \nu_{02}, \dots, \nu_{0i}, \dots$, т. е. полоса поглощения, в которой крылья линий перекрываются, закон поглощения становится еще более сложным, особенно если интенсивности отдельных линий S_i различные. Тогда можно ввести так называемый обобщенный коэффициент поглощения $\bar{l}$, суммирующий $\sqrt{S_i}$ для отдельных линий

$$\bar{l} = \frac{2\pi\alpha_L (\sum \sqrt{S_i})^2}{\delta^2},$$

тогда

$$\bar{A} = \sqrt{\frac{2\bar{l}a}{\pi}}. \quad (48.4в)$$

В соответствии с замечанием о пределах интегрирования этот вывод и выражение (48.4в) годны лишь при α_L малом по сравнению с δ .

Выше была рассмотрена простейшая модель молекулярной полосы, состоящей из многих узких, разделенных одинаковыми большими промежутками, линий. Полученные выводы, в том числе закон квадратного корня (48.4в) с подходящим эмпирическим коэффициентом, могут быть довольно успешно использованы в экспериментальных исследованиях атмосферы. Применяются также и более сложные модели, например модель Гуди со случайно распределенными в пределах полосы линиями. Детали соответствующих расчетов читатель найдет в отличной книге Гуди [39а].

Таблица 31

Приближенный коэффициент поглощения водяного пара $\bar{\sigma}_v$, см²/г в области спектра от 5 до 27 мкм

λ мкм	$\bar{\sigma}_v$	мкм	$\bar{\sigma}_v$	λ мкм	$\bar{\sigma}_v$
5,0—5,5	40	9—12	0,1	19—20	43
5,5—6,0	118	12—13	0,25	20—21	23
6,0—6,5	198	13—14	0,84	21—22	58
6,5—7,0	156	14—15	1,30	22—23	64
7,0—7,5	46	15—16	1,65	23—24	75
7,5—8,0	12,8	16—17	4,40	24—25	80
8,0—8,5	3,4	17—18	17,2	25—26	53
8,5—9,0	0,1	18—19	14,0	26—27	93

В самом первом приближении поглощение иногда характеризуют формулой (48.2), эквивалентной закону Бугера и наиболее точной при малых α или σ_v , т. е. на линейном участке функции $L(u)$, согласно (48.4a). Соответствующие приближенные значения $\bar{\sigma}_v$, средние для сравнительно широких участков спектра пара и для CO_2 , приведены в табл. 31.

§ 49. Поглощение и излучение длинноволновой радиации

Водяной пар, как известно, очень сильно поглощает длинноволновое излучение. Это хорошо видно и из табл. 31, заимствованной у К. Я. Кондратьева [73], и из графика на рис. 48, изображающего ход обобщенного коэффициента поглощения $\bar{\tau}$.

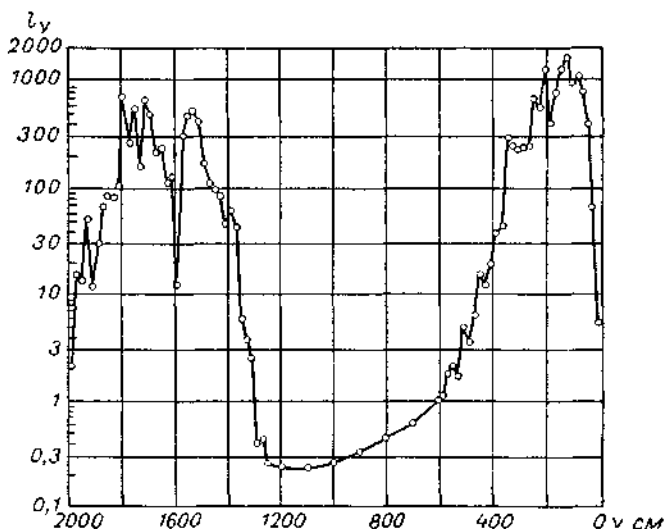


Рис. 48. Обобщенный коэффициент поглощения водяного пара. По Г. Ямамото и Г. Ониши.

Значения $\nu=800 \div 1200$ см⁻¹ соответствуют $\lambda=12,5 \div 8,3$ мкм.

Поглощение наиболее велико в области 5—7,5 мкм — в так называемой колебательной полосе ν_2 (см. рис. 45), середина которой приходится на $\nu_2=1594,78$ см⁻¹ ($\lambda=6,270$ мкм для обычной молекулы H_2O и $\nu_2=1403,3$ см⁻¹ для молекулы HDO). Полосы поглощения ν_1 и ν_3 лежат около $\lambda=2,6$ —2,7 мкм в области, в которой излучение Земли и атмосферы незначительно.

Далее в так называемом *атмосферном окне* между 8,5 и 12,0 мкм водяной пар, а следовательно, и атмосфера почти прозрачны для излучения земной поверхности и здесь σ_v в $2 \cdot 10^3$

раза меньше, чем в полосе ν_2 . Еще далее σ_ν постепенно нарастает к большему λ .

Поглощение CO_2 в полосе $\lambda=2,7$ мкм и в сильной полосе $\lambda=4,3$ мкм мало существенно, так как излучение тут слабое. Зато полоса ν_2 между 12,9 и 17,1 мкм, с серединой у 15 мкм ($\nu_2=667,40$ см $^{-1}$) (см. рис. 45) очень важна, так как здесь σ_ν достигает 134 см 2 /г, и влияние CO_2 сильнее, чем водяного пара.

Заметим, что в области наибольшего поглощения водяным паром (6,0—6,5 мкм) в воздухе, например, при температуре 15° и влажности 70% половина направленного вверх излучения поверхности земли поглощается уже на расстоянии Δh менее 40 м. Так мал средний пробег фотонов в этой части спектра. Соответственно и большая часть встречного излучения атмосферы E_a формируется тоже в этом тонком слое. Последний лишь немного, на ΔT° холоднее поверхности земли, поэтому разность E_z и E_a в этой части спектра мала (и пропорциональна $\Delta T/\Delta h$, т. е. вертикальному градиенту температуры). При $T=-15^\circ/\Delta h=310$ м, т. е. тоже невелика. Это значит, что излучение высоких холодных слоев атмосферы в этих волнах поглощается по пути и не доходит до поверхности земли.

Для теплового баланса атмосферы очень важно, что на область окна приходится всего около 17% излучения черного тела (при 0°С). Лишь эта часть излучения почти беспрепятственно уходит с поверхности земли в мировое пространство, т. е. содействует ее охлаждению. В области атмосферного окна имеется сильная, но узкая полоса поглощения атмосферного озона, с центром у $\lambda=9,569$ мкм. Эпштейн дал следующее выражение для функции пропускания в этой полосе, в области шириной 0,5 мкм, зависящей от давления воздуха p на уровне слоя озона,

$$P = \frac{1}{1 + 2,523^{0,7736x} \sqrt{p/p_0}}, \quad (49.1)$$

где p_0 — нормальное давление атмосферы, x — общее количество озона (см)

В табл. 32 приведены значения пропускания P , соответствующие давлению $p=41$ мб.

Т а б л и ц а 32

Функция пропускания инфракрасной полосы озона

x см	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45
P	0,390	0,376	0,363	0,352	0,343

Поскольку в излучении черного тела при $T=210^\circ\text{K}$, равном 0,161 кал/см 2 ·мин., на инфракрасную часть спектра приходится не более 1,1%, встречное излучение озона в этой полосе поэтому не более 0,002 кал.

При $\lambda > 12$ мкм поглощение водяного пара и CO_2 возрастает и атмосфера снова становится малопрозрачной и сильноизлучающей. Как и в области ν_2 водяного пара, так и здесь излучение, которое может уйти в мировое пространство, исходит только из верхних слоев тропосферы или из стратосферы, которые холодны и в общем излучают мало. Атмосфера как бы задерживает излучение поверхности земли и поэтому тепло солнечных лучей, в значительной своей части доходящее до последней, сильнее ее нагревает. В отсутствии атмосферы поверхность земного шара имела бы (при альбедо 36%) среднюю температуру $T_{\text{ср}} \approx -24^\circ \text{C}$, а в действительности благодаря атмосфере $T_{\text{ср}} \approx +14^\circ \text{C}$. Это явление называется *парниковым* (оранжерейным) *эффектом*, так как стекло парника также пропускает солнечные лучи, но задерживает излучение почвы с $\lambda > 3$ мкм.

В дальнейшем мы будем рассматривать так называемое эффективное излучение земной поверхности R , равное разности излучения Земли E_a и поглощенного ею излучения атмосферы E_a ,

$$R = E_s - (1 - b') E_a \approx (1 - b') (\sigma T_s^4 - E_a). \quad (49.2)$$

Обычно наблюдают не излучение земной поверхности, а излучение черного тела, имеющего температуру воздуха T на высоте 1,0—1,5 м, на которой обычно производят актинометрические и метеорологические наблюдения. Различия T и T_s малы, мало и b' , но о их существовании следует помнить.

§ 50. Результаты наблюдений за излучением

Так как R есть сложная функция температуры и влажности в атмосфере, а излучение атмосферы E_a , достигающее поверхности земли, в значительной степени формируется в нижнем слое толщиной около 40 м, то можно получить приближенные формулы для R в зависимости от температуры воздуха T и упругости пара e (мб), измеренных на высоте 1,5—2,0 м. Таковы эмпирические формулы Онгстрема

$$R = (A + B \cdot 10^{-Ce}) \sigma T^4 \quad (50.1a)$$

и Брента

$$R = (a - b \sqrt{e}) \sigma T^4, \quad (50.16)$$

где A , B , C , a , b — коэффициенты, находимые из наблюдений в данном месте. По Онгстрему, для Швеции $A=0,194$, $B=0,236$, $C=0,052$, а М. С. Чумакова в Карадаге (Крым) нашла $A=0,200$, $B=0,181$, $C=0,052$. Для (50.16) Монтейт в Англии недавно нашел, что $a=0,47$, $b=0,056$, а Н. П. Русня на ст. Мирный получил $a=0,30$, $b=0,033$. Н. И. Гойса показал [38], что a и b растут, если температура почвы T_s становится выше, чем T .

Для вычисления восходящего $A(h)$ и нисходящего $B(h)$ потоков излучения в свободной атмосфере были предложены специальные номограммы, из которых новейшая (1960) составлена К. Я. Кондратьевым и Х. Ю. Нийлиск [76]. На больших высотах, поскольку влажность воздуха мала и пробег фотонов значительно больше, чем на высоте 40 м, потоки излучения зависят от температуры и влажности уже гораздо более мощных слоев.

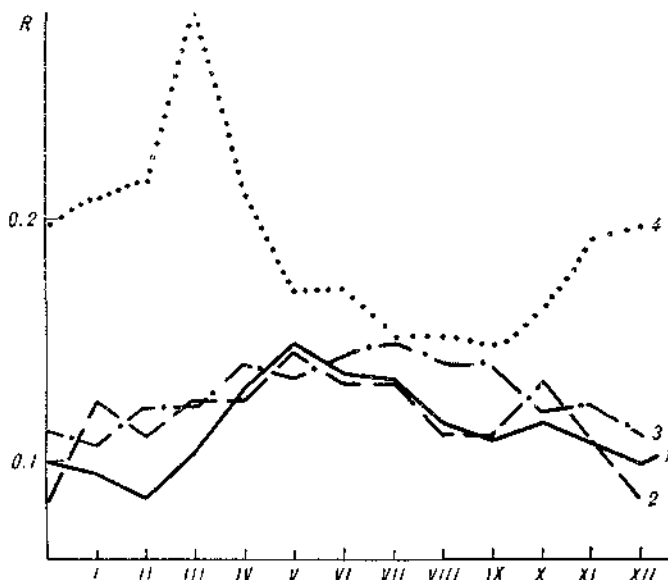


Рис. 49. Годовой ход излучения в Павловске (1), Якутске (2), Ташкенте (3) и Пуне (Индия) (4), в кал/см²·мин.

Формулы типа (50.1), учитывающие температуру только на одном уровне, поэтому тут нужно заменять упомянутыми номограммами.

На рис. 49 представлен годовой ход эффективного излучения R в ясные ночи, по данным ряда обсерваторий. R в общем возрастает весной или летом с ростом температуры, в частности, высокий максимум R в Индии в марте—апреле вызван жаркой сухой погодой. Уменьшение R начиная с мая связано там с вторжением муссона (влажного ветра с моря). В Якутске за счет исключительной сухости воздуха зимой R сравнительно высокое ($>0,100$), несмотря на очень низкую температуру (средняя температура января -43°), а в Павловске под Ленинградом за счет высокой влажности воздуха зимой R ниже 0,100, хотя $T \approx -8^{\circ}$ (т. е. T и σT^4 при этом сравнительно высоки).

В табл. 33 приведены примеры хода R ночью. В течение ясной ночи R обычно уменьшается в связи с понижением температуры поверхности земли и воздуха, уменьшением вертикального градиента температуры $\Delta T/\Delta h$ и возникновением инверсии [32]. Наблюдений R днем мало, так как экспериментально нелегко отделить излучение атмосферы от рассеянного излучения Солнца. Днем R заметно больше, чем ночью.

Таблица 33

Эффективное излучение (кал/см² · мин.) в ночное время. Май—август

Пункт	Часы				
	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
Карадаг	0,131	0,128	0,123	0,123	0,120
Одесса	0,112	0,116	0,117	0,111	0,106
Ташкент	0,150	0,147	0,142	0,139	0,138

Пункт	Часы				
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5
Карадаг	0,118	0,116	0,114	0,114	0,108
Одесса	0,102	0,100	0,100	0,095	0,074
Ташкент	0,136	0,134	0,132	0,131	0,131

Облака, в особенности плотные, увеличивают излучение атмосферы E_a и уменьшают R . В инфракрасных лучах капли воды, образующие облако, излучают почти как черное тело. По М. С. Маршувовой [91], излучательная способность низких слоев облаков равна 1,00 при температуре -4° и выше, и уменьшается постепенно до 0,85 при -24° , вероятно, потому, что облака при морозе становятся более тонкими и прозрачными или потому, что максимум излучения, согласно (40.4), отходит при этом от полосы ν_2 в сторону длинных волн. Более высокие, т. е. более холодные облака гораздо меньше влияют на величину R , чем низкие. При облачности для R можно использовать эмпирическую формулу

$$R = R_0(1 - c_n), \quad (50.2)$$

где n — количество облачности в баллах [при ясном небе $n=0$, при пасмурном (сплошная облачность) $n=10$], c_i — коэффициент, зависящий от яруса облачности.

В табл. 34 приведены значения c_i для облаков верхнего ($i=1$), среднего ($i=2$) и нижнего ($i=3$) ярусов. При очень мощных грозовых облаках c_3 может увеличиваться до 0,1.

Таблица 34

Пункт	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3
Бухта Тихая	0,020	0,059	0,084
Павловск	0,022	0,052	0,076
Ташкент	0,016	0,050	0,067

Низкие слои дымки и мглы в атмосфере, особенно находящиеся в сравнительно теплом слое инверсии, также заметно уменьшают R (например, в Якутске в среднем на 28%).

Благодаря облакам пасмурные ночи почти всегда теплее безоблачных, заморозки при облаках слабее и менее опасны и т. д. С заморозками можно бороться, создавая искусственно слои влажного плотного дыма.

Поскольку нижние слои атмосферы, содержащие больше всего водяного пара и CO_2 , создают значительную долю излучения атмосферы E_a , то с высотой $A(h)$ должно быстро уменьшаться. Эти же слои поглощают сильно и излучение Земли и поэтому восходящий поток излучения $B(h)$ также постепенно ослабевает с высотой. В табл. 35 приведены значения $A(h)$ и $B(h)$ по самолетным наблюдениям Е. А. Лопухина в летние безоблачные ночи 1954 г. над Ташкентом.

Потоки $A(h)$ и $B(h)$

Таблица 35

Поток, кал/см ² ·мин.	h км				
	0,4	2,0	4,2	5,3	7,0
$A(h)$	0,550	0,413	0,294	0,262	0,216
$B(h)$	0,641	0,573	0,504	0,490	0,450
$B(h) - A(h)$	0,091	0,160	0,210	0,228	0,234

Таким образом, направленный вверх поток $B(h) - A(h)$ с высотой растет. Это значит, что дивергенция радиации (см. § 47) в атмосфере положительная — атмосфера теряет лучистое тепло и в общем охлаждается благодаря излучению (на 0,06—0,13°/час., по данным табл. 35). Охлаждение преобладает и днем. Эти выводы недавно подтвердили Бузингер и Кун [165] в США, а Функ в Австралии нашел, что в приземном слое воздуха на высотах 0,5—1,5 м дивергенция радиации значительно больше. В осенне-зимние ночи она там равна в среднем 1,33 мквт/см³ (или $0,318 \cdot 10^{-6}$ кал/см³·сек.) и охлаждение в среднем составляет 3,7°/час., а при ясном небе — даже до 6°/час.

Таким образом, непосредственное охлаждение воздуха ночью может привести к резким понижениям температуры.

§ 51. Суммы эффективного излучения

Эффективное излучение, хотя и слабое по сравнению с солнечным, происходит в течение всех суток и поэтому уносит сравнительно много тепла. Наблюдаемые месячные и годовые суммы ΣR приведены, по данным Е. П. Барашковой в табл. 36, где для сравнения указаны также и годовые суммы прямого и рассеянного излучения Солнца. Видно, что путем излучения с поверхности земли уходит приблизительно половина $\Sigma(I' + i)$. Другая половина, очевидно, расходуется на отражение, испарение и пр. Из таблицы видно, что суммы R наибольшие летом, особенно там, где мала облачность (Ташкент), и наименьшие зимой. Рост ΣR в направлении к югу заметен и летом, но особенно силен зимой, когда широтные различия климатов наибольшие. Особое место занимает Мирный, где большая часть солнечного тепла отражается очень чистым снегом и на долю излучения остается очень мало.

Таблица 36

Месячные и годовые суммы эффективного излучения (ккал/см²)

Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII
Мирный	1,9	1,0	2,4	1,9	1,7	2,3	1,9
Якутск	0,9	1,1	1,9	2,8	4,7	5,2	5,6
Воейково	1,5	2,1	2,6	3,1	4,2	4,5	4,2
Куйбышев	2,2	2,4	3,3	4,5	6,1	6,8	5,9
Карадаг	2,4	2,2	3,7	4,5	6,7	6,8	6,9
Ташкент	3,2	3,4	4,0	4,5	4,7	6,1	6,4
	2,6	2,7	2,4	2,7	5,9	5,4	6,7

Пункт	VIII	IX	X	XI	XII	Год	$\Sigma(I' + i)$ за год
Мирный	1,9	2,0	2,0	1,4	1,5	21,9	101,6
Якутск	4,4	3,3	2,0	1,3	0,8	34,0	89
Воейково	3,3	2,8	2,9	1,6	1,0	32,8	71
Куйбышев	5,9	4,1	3,1	2,4	2,2	48,9	—
Карадаг	7,1	6,1	4,2	2,7	2,6	55,9	117
Ташкент	6,8	6,5	5,4	4,5	3,4	18,9	135,8
	7,3	6,0	4,0	3,6	2,7	52,2	135,8

Сравнив месячные суммы притока и потери лучистого тепла, можно обнаружить, что летом преобладает приход тепла, которое, следовательно, должно накапливаться в почве, а зимой это накопленное тепло должно расходоваться.

**§ 52. Некоторые возможности
исследования атмосферы
при помощи радиационных наблюдений
со спутников**

Возможность выводить на орбиту, на высоты более 200 км, искусственные спутники Земли и вести на них длительные и непрерывные наблюдения при помощи разнообразных приборов открыла новые пути исследования атмосферы.

На спутниках можно непрерывно регистрировать ультрафиолетовую радиацию Солнца, в том числе линию L_{α} и вообще излучения, связанные со вспышками на Солнце и ответственные за ионосферные возмущения, внезапные нагревания стратосферы и т. д. Наблюдая прямую солнечную радиацию в области 2500—4000 Å в период входа и выхода спутника из земной тени (когда доходящий до него солнечный луч пронизывает значительную толщину земной атмосферы), можно определить количество озона как в очень высоких слоях, до 80 км, по сильной полосе около 2500 Å, так и в более низких слоях, до 25 км, — по полосам поглощения 3300—3500 Å, исправляя результаты на рассеяние света по наблюдениям в области 3500—4000 Å.

В видимой части спектра уже ведется весьма детальное и повседневное фотографирование со спутников больших областей земной поверхности с ее снежным покровом, облаками, туманами и пр. При этом альбедо моря позволяет оценивать степень его взволнованности, а поляриметрические наблюдения, вероятно, даже помогут обнаружить и движение волн, т. е. направление ветра близ поверхности воды. Удавалось наблюдать и дорожку бликов отраженного солнечного света, которую можно использовать для той же цели. Сведения об альбедо облаков помогают оценить их мощность, а результаты наблюдений за облачными формами, ориентировкой облачных полос, положением ячеек, облачных вихрей, фронтов, положением облаков относительно горных цепей и т. д. имеют большое значение для изучения динамики воздушных течений в разных слоях атмосферы. Они зависят от местных ветров, сдвига ($\partial v / \partial z$) скорости ветра с высотой и т. д. (рис. 50—51). Есть предложения о диагнозе общих вертикальных скоростей в атмосфере (по облачным наблюдениям со спутников. Особенный интерес представляет наблюдение за тропическими ураганами, зарождение которых, например, над тропиками в Африке или над открытой частью Атлантического и Тихого океанов проследить очень трудно и тем более трудно прогнозировать. Фотографии же со спутников позволяют следить за их движением чрезвычайно детально. При наблюдении облаков предложено фиксировать в отраженном от облака солнечном свете линию поглощения атмосферного кислорода около $\lambda = 7609$ Å, сравнивая поглощение с ослаблением какого-либо

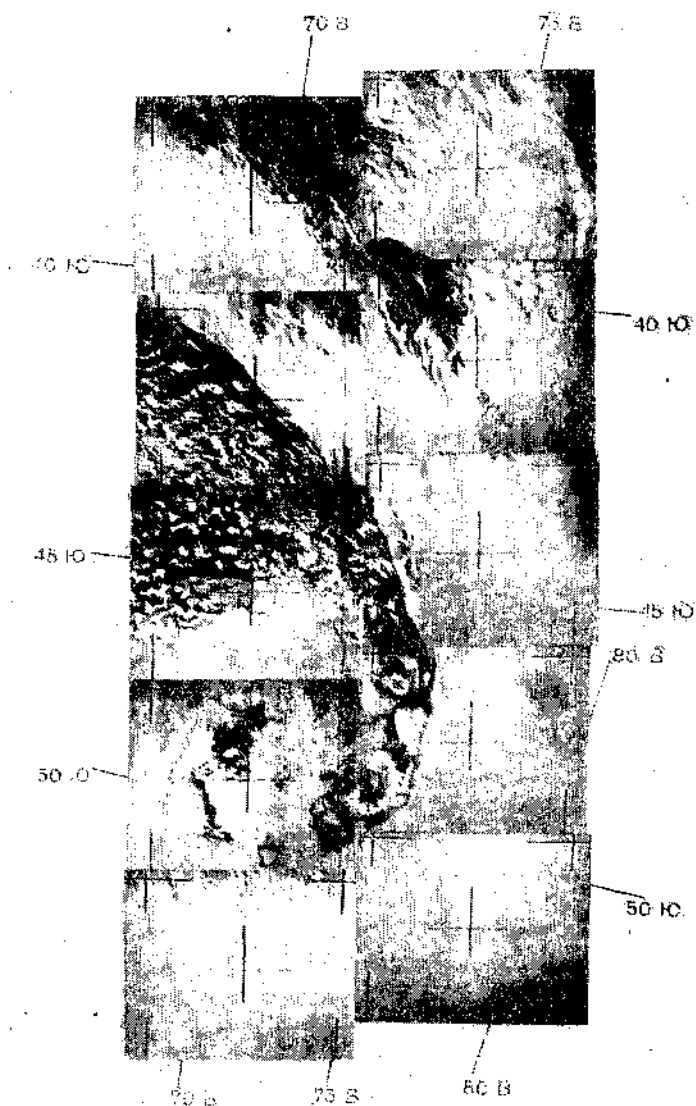


Рис. 50. Окклюзированный циклон над СССР (район Целинограда). Наблюдения с метеорологического спутника «Космос-144», 18 ноября 1967 г. 4 часа 49 мин. мирового времени.



Рис. 51. Развитый циклон со спиральными облачными полосами над Европейской территорией СССР (район Курска). Наблюдения с метеорологического спутника «Космос-144», 19 июня 1967 г. 9 час. 10 мин. мирового времени.

очень близкого участка спектра, зависящего только от рассеяния света. Таким образом со спутника можно определить толщину слоя атмосферы, пройденного отраженным лучом, т. е. определить высоту верхней границы облака над Землей. Такой метод более чувствителен для низких форм облаков, наиболее важных при прогнозе погоды.

В области атмосферного окна (обычно при наблюдениях инфракрасной радиации со спутников выделяется для этого участок спектра от 7,5 до 13,5 мкм) уходящая с Земли радиация характеризует температуру подстилающей поверхности — температуру земли, моря или верхней поверхности облаков. Поглощение водяным паром несколько уменьшает уходящее излучение и занижает наблюдаемую температуру: тем самым открывается возможность оценивать общее содержание пара в атмосфере, поскольку в этой части спектра, согласно (48.4а), поглощение приблизительно линейно зависит от массы поглотителя. По наблюдениям в области «окна» в атмосфере обнаружены холодные очень высокие слои облаков с температурой порядка 200° К, плохо видимые на обычных фотографиях, родственные, очевидно, обычным перистым облакам. Такие «холодные» облака сопутствуют, в частности, и тропическим ураганам.

Уходящее излучение в области сильной полосы поглощения ν_2 водяного пара между 5,9 и 6,7 мкм формируется в наиболее высоких по сравнению с другими участками спектра слоях атмосферы, во всяком случае выше облаков.

Ведущиеся в США и других странах наблюдения со спутников за инфракрасной радиацией Земли в пяти областях спектра, начиная с 5,9 мкм, позволяют уже сейчас подойти к решению обратной задачи — определению профиля температур всего столба атмосферы. Как уже сказано, данные о радиации в области атмосферного окна содержат информацию о температуре самых нижних слоев, в промежуточных областях — о температуре средней атмосферы и, наконец, данные о радиации в наиболее поглощаемой части спектра ν_2 — о температуре наиболее высоких слоев. Современная счетная техника дает возможность для решения такой обратной задачи — по спектру уходящей радиации выяснить профиль температуры.

Все сказанное относится главным образом к опытам наблюдения, к попыткам использования спутниковых данных, к различным методам, которые предложены или находятся в стадии испытания. Однако техника наблюдения со спутников и обработки спутниковой информации развивается сейчас так быстро, число спутников нарастает такими стремительными темпами, что уже через несколько лет, очевидно, прежние задачи будут решены и будут поставлены новые, еще более широкие задачи.

§ 53. Радиационный баланс

Радиационным балансом S подстилающей поверхности называют разность между приходом и расходом лучистой энергии, поглощаемой и излучаемой этой поверхностью. Можно написать, пользуясь прежними обозначениями:

$$S = (J' + i)(1 - b) - [E_s - (1 - b')E_s].$$

От радиационного баланса зависит температура почвы и приземного слоя воздуха и их суточные и годовые изменения. В гл. IX мы рассмотрим количественные зависимости между балансом и температурой. Мы увидим, что знание радиационного баланса позволяет предвычислять теоретически ход температуры, понять причины различий климатов и т. д. Радиационный баланс является одной из важнейших характеристик климата, определяющей температуру воздуха и почвы, испарение, снеготаяние и т. д.

Под термином «радиационный баланс» можно понимать либо мгновенные значения S , либо суммарный избыток прихода энергии над расходом за тот или иной промежуток времени.

Приход прямой J' и рассеянной i радиации ограничен дневным временем, имеет максимум в полуденные часы (практически не только J' , но и i обращается в нуль, когда Солнце находится над горизонтом). Излучение же происходит и днем, и ночью.

На рис. 52 приведен суточный ход всех составляющих радиационного баланса в безоблачный день в Репетеке (юго-восточные Каракумы) по наблюдениям Б. А. Айзенштадта в августе 1949 г. Почва в этом месте — песок с высоким альбедо ($b = 24\%$). На рисунке выделена в качестве отдельной компоненты (5) отраженная радиация $(J' + i)b$.

Радиационный баланс утром становится положительным, когда Солнце поднимается на $10\text{--}15^\circ$ над горизонтом (при снежном покрове из-за сильного отражения солнечной радиации эта величина возрастает до 25°) и вечером снова переходит через нуль до захода Солнца. В годовом ходе (табл. 36а) баланс положителен летом и отрицателен зимой в полярном и умеренном климате, причем продолжительность периода, когда баланс в среднем отрицателен, уменьшается с $6\text{--}7$ месяцев в Арктике до 0 уже на широте около 40° . В Антарктике лишь $1\text{--}4$ месяца в году баланс положителен, и суммы его за год везде отрицательны, кроме очень небольших районов, например оазиса Бангера. Радиационный баланс океана благодаря его малой отражательной способности в среднем на $35\text{--}55\%$ больше, чем суши.

Можно подсчитать отдельно радиационный баланс атмосферы в целом S_a . Он складывается из радиации Солнца ΔW и излучения атмосферы ΔB , поглощенных атмосферой, за вычетом излу-

чения атмосферы, достигающего Земли E_a и излучения атмосферы в мировое пространство B_∞ . Если обозначить через A

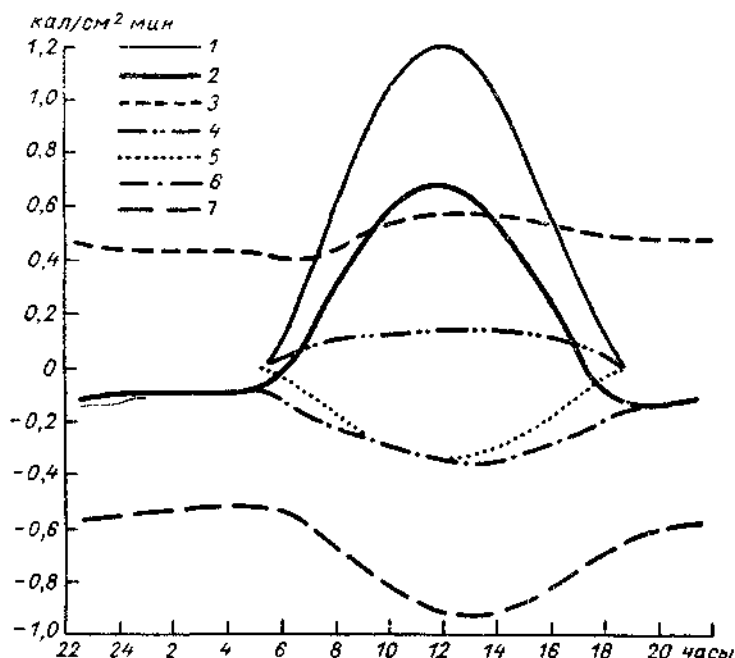


Рис. 52. Суточный ход составляющих радиационного баланса в августе 1949 г. в Репетеке. По Б. А. Айзенштадту.

1 — прямая радиация Солнца, 2 — радиационный баланс, 3 — излучение атмосферы, 4 — рассеянная радиация Солнца, 5 — отраженная радиация, 6 — эффективное излучение, 7 — излучение земной поверхности.

Таблица 36а

Суммы радиационного баланса за месяц и за год

Пункт	I	II	III	IV	V	VI
Мыс Челюскин	-2,2	-2,0	-1,8	-0,9	0,8	4,8
Ленинград	-1,9	-1,5	-0,4	4,3	6,1	7,0
Тбилиси	0,1	1,4	3,8	6,2	8,7	9,5

Пункт	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Мыс Челюскин	7,7	4,0	-0,1	-2,0	-1,7	-2,6	4,0
Ленинград	6,6	4,3	1,8	-0,1	-1,0	-1,6	23,6
Тбилиси	10,0	8,5	5,3	2,8	0,4	-0,5	56,2

функцию поглощения атмосферы в целом, то при $b' = 0$, $\Delta B = = AE_3$, где E_3 — по-прежнему излучение поверхности земли. Учитывая также, что $E_3 - E_a = R$ — эффективное излучение, что $(1 - A) - B_\infty$ есть уходящее в мировое пространство излучение поверхности земли и атмосферы, которое можно обозначить через B_∞^* напомним

$$S_a = R + \Delta W - B_\infty^*.$$

Радиационный баланс атмосферы S_a отрицателен во всех широтах, поскольку атмосфера поглощает довольно мало солнечного тепла, а длинноволновое (эффективное) излучение земной поверхности гораздо меньше излучения, уходящего в мировое пространство, т. е. дивергенция радиации D , о которой мы говорили в § 47 и 50, везде положительная. Отрицательный радиационный баланс наименьший в субтропических широтах (20—30°), где он, по оценкам М. И. Будыко [19], составляет около 50 ккал/см²·год, наибольший — в субполярных широтах (50—60°), где достигает 76 ккал/см²·год.

Соответствующий расход тепла в атмосфере пополняется в основном скрытым теплом конденсации водяного пара и в меньшей мере турбулентным притоком тепла от почвы.

Можно рассчитать и радиационный баланс поверхности Земли и атмосферы в целом S_s . Он складывается из радиации Солнца, поглощенной земной поверхностью и атмосферой, за вычетом потери на все уходящее излучение B_∞^* :

$$S_s = (J' + i)(1 - b) + \Delta W - B_\infty^*.$$

По Дж. Лондону, для всего северного полушария в среднем за год из 0,500 кал/см²·мин. отражается в мировое пространство 0,176 кал/см²·мин. и теряется за счет уходящего излучения 0,324 кал/см²·мин. При этом атмосферой поглощается 0,087 кал/см²·мин. и поверхностью Земли 0,237 кал/см²·мин.

Глава IX

ТЕПЛООБМЕН В ВЕРХНИХ СЛОЯХ ПОЧВЫ И ВОДЫ

Тепло, приносимое солнечными лучами, в значительной мере идет на нагревание земной поверхности, точнее, верхних слоев почвы и воды морей и озер. Это нагревание зависит поэтому от инсоляции, облачности, прозрачности атмосферы и пр. Оно значительно летом и невелико зимой. Ночью почва излучает тепло,

накопленное днем, а величина этого излучения зависит опять-таки от температуры поверхности почвы, влажности атмосферы и пр., как мы видели в гл. VIII. Так происходит в почве теплооборот — она то отдает тепло, то поглощает его. При этом температура почвы является сложной периодической функцией радиационного баланса и свойств самой почвы. Изучению этой функции мы и посвящаем данную главу.

В физике атмосферы температура почвы имеет первостепенное значение, так как приземный слой воздуха находится в непосредственном контакте с почвой или поверхностью моря и температура воздуха, естественно, зависит от температуры этих последних. Свойства *подстилающей поверхности*, таким образом, оказывают большое влияние на климат.

§ 54. Основы теории распространения тепла в почве

Мы рассмотрим как средние характеристики температуры почвы, так и периодические изменения ее — годовые колебания, вызванные изменением сумм солнечного тепла (см. § 41), и суточные, зависящие от смены дня и ночи, периодов инсоляции и излучения. Запишем уравнение теплопроводности почвы

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho C} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (54.1)$$

Здесь u — температура почвы в градусах Цельсия в момент времени t на глубине z , λ — теплопроводность почвы в кал/см·сек·град., ρ — ее плотность в г/см³, C — теплоемкость в кал/г·град., a^2 — температуропроводность почвы, выраженная в см²/сек. Мы считаем, что u не зависит от координат x и y .

Почва в основном состоит из твердых частиц — зерен кварца (песка) и других горных пород, частиц глины, органических веществ и пр. Промежутки между ними заполнены либо воздухом, либо в той или иной мере водой. Зерна песка, например, имеют неправильную форму и соприкасаются между собой лишь в отдельных точках. Если песок сухой, то между песчинками находится воздух — вещество с очень малым коэффициентом теплопроводности, равным $6,05 \cdot 10^{-5}$ кал/см·сек·град. При этом передача тепла от одной песчинки к другой идет медленно и теплопроводность песчаной, рыхлой почвы будет мала, в отличие от теплопроводности кварца. Если песок увлажнить, то появляющиеся между отдельными песчинками мениски воды облегчают передачу тепла и λ увеличивается. Сходный эффект дает и уплотнение почвы. С увлажнением растет, однако, и теплоемкость почвы. При этом a^2 сначала растет до некоторого предела, а затем начинает уменьшаться [144]. При замерзании почвы — замерзании свободной воды в ней, ее теплопроводность и температу-

проводность также увеличиваются, так как лед имеет большую теплопроводность, чем вода (для воды $\lambda=0,00132$ кал/см·сек. $\times$ град., $C=1,00$ кал/г·град., для льда $\lambda=0,005$ кал/см·сек. $\times$ град., $C=0,506$ кал/г·град.

В табл. 37 приведены для примера характеристики (a^2 и λ) тепловых свойств песка, в котором 54% зерен (по весу) имели диаметр 0,1—0,25 мм и 31% — диаметр 0,25—0,5 мм.

Таблица 37

Тепловые свойства песка в зависимости от температуры и влажности

Положительная температура (5—10°)

Влажность, %	0,20	1,38	4,03	5,73	8,75	13,79
$a^2 \cdot 10^{-3}$ см ² /сек. . . .	2,26	4,86	8,00	8,39	8,42	7,71
$\lambda \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек·град.	0,70	1,50	2,74	3,00	3,58	3,71

Отрицательная температура (—3, —5°)

Влажность, %	0,42	1,60	3,85	5,17	7,25	11,21
$a^2 \cdot 10^{-3}$ см ² /сек. . . .	2,31	6,25	8,39	9,25	9,78	11,4
$\lambda \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек·град.	0,70	1,90	2,99	3,47	3,98	5,88

В других почвах изменения λ и a^2 несколько сложнее, но, как правило, a^2 имеет небольшое значение в сухих и рыхлых почвах и растет с увеличением влажности. Так, например, для сухого суглинка в талом виде, в котором примесь мелких частиц диаметром менее 0,01 мм доходит до 28%, имеем $a^2=6,36 \cdot 10^{-3}$, $\lambda=18 \cdot 10^{-3}$ при влажности 3,63% и $a^2=9,47 \cdot 10^{-3}$, $\lambda=14,4 \cdot 10^{-3}$ при влажности 14,25%.

Малую теплопроводность имеют торфянистые почвы — рыхлые, с большим содержанием органических веществ и воздуха.

При решении (54.1) учтем радиационный баланс на поверхности, при $z=0$, но сначала предположим, что не происходит ни теплообмена с воздухом, ни испарения с почвы. Годовой ход среднего суточного притока солнечного тепла W (выраженного, например, в кал/см²·мин.) можно представить в виде гармонического ряда с периодом $\tau=1$ год

$$W = W_0 + W_1 \cos \frac{2\pi}{\tau} t + W_2 \cos \frac{4\pi}{\tau} t + \dots = \quad (54.2)$$

$$= W_0 + W_1 \cos \omega t + \dots,$$

если время t отсчитывать с момента, когда W достигает максимума. В табл. 38 приведены коэффициенты разложения W

в ряд Фурье для некоторых широт, полученные по данным табл. 18.

Таблица 38

Значения W_0 , W_1 и W_2 в формуле (54.2)

φ°	W_0	W_1	W_2
20	0,577	0,117	-0,024
40	0,482	0,239	-0,010
60	0,347	0,335	+0,026

Очевидно, W_0 есть средний годовой приток тепла. В виде, аналогичном (54.2), можно представить и суточный приток тепла, отсчитывая время от истинного полдня. Не нарушая общности, далее в (54.2) можно оставить лишь два первых члена. Наш метод решения можно без труда распространить и на расчет слагаемых u с периодами $\tau/2$, $\tau/3$ и т. д.

Если альбедо почвы для лучей Солнца равно b' , то поглощенное почвой количество тепла будет равно $W(1 - b')$. Эффективное излучение можно выразить через температуру поверхности почвы T °К, обозначая $\frac{2\pi}{\tau} = \omega$, в виде

$$R = (1 - b')\sigma T^4 - E_a = (1 - b')\sigma T^4 - E_{a0} - E_{a1} \cos \omega t,$$

если предположить, что E_a тоже меняется периодически. Можно записать, что

$$\sigma T^4 = \sigma(T_0 + u - u_0)^4 = \sigma T_0^4 + 4\sigma T_0^3(u - u_0) + \dots, \quad (54.3)$$

где T_0 — средняя температура поверхности почвы в абсолютной шкале, а $(u - u_0)$ — отклонение температуры от средней.

Приток тепла из почвы будет равен $B = \lambda \frac{\partial u}{\partial z}$. В результате можно записать краевое условие для поверхности почвы $z=0$, при $b'=0$ в виде

$$(1 - b)(W_0 + W_1 \cos \omega t) - \sigma T_0^4 - 4\sigma T_0^3(u - u_0) + E_{a0} + E_{a1} \cos \omega t + \lambda \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (54.4)$$

Будем искать периодическое решение (54.1) в виде

$$u = ce^{az + \beta t}, \quad (54.5)$$

где можно положить $\beta_1 = i\omega$ или $\beta_2 = -i\omega$. Подставляя в (54.1), можно найти

$$\alpha_1 = \pm \frac{\sqrt{\omega}(1+i)}{a\sqrt{2}}, \quad \alpha_2 = \pm \frac{\sqrt{\omega}(1-i)}{a\sqrt{2}}. \quad (54.6)$$

Если бы мы в (54.6) взяли знак плюс, то u , согласно (54.5), содержало бы множитель $e^{\frac{z}{a}\sqrt{\frac{\omega}{2}}}$, неограниченно возрастающий с глубиной. Колебания температуры тогда возрастали бы в глубь почвы, что противоречит опыту. Сохраняя в (54.6) только знак минус, имеем:

$$\begin{aligned} u_1 &= c_1 e^{-\frac{1+i}{a}\sqrt{\frac{\omega}{2}}z + i\omega t}, \\ u_2 &= c_2 e^{-\frac{1-i}{a}\sqrt{\frac{\omega}{2}}z - i\omega t}, \end{aligned} \quad (54.7)$$

или

$$\begin{aligned} u_1 &= c_1 e^{-pz} [\cos(\omega t - pz)] + i \sin(\omega t - pz), \\ u_2 &= c_2 e^{-pz} [\cos(\omega t - pz) - i \sin(\omega t - pz)], \end{aligned}$$

где

$$p = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\pi}{\tau}}. \quad (54.7a)$$

Обозначая $c_1 + c_2 = c'_1$, $i(c_1 - c_2) = c'_2$ и прибавляя тривиальное решение $u_3 = u_0 + c_3 z$, имеем

$$\begin{aligned} u &= u_1 + u_2 + u_3 = u_0 + c_3 z + c'_1 e^{-pz} \cos(\omega t - pz) + \\ &+ c'_2 e^{-pz} \sin(\omega t - pz). \end{aligned} \quad (54.8)$$

Это решение имеет простой физический смысл. u_0 есть, очевидно, средняя температура поверхности почвы. Величина c_3 называется *геотермическим градиентом*.

Полагают, что внутренние слои Земли сильно нагреты (до 900—1000° на глубине 100 км) благодаря распаду радиоактивных элементов — урана и калия (K^{40}), содержащихся в коре и оболочке Земли. Происходящий при этом отток тепла наружу, в среднем равный $\lambda \frac{\partial u}{\partial z} = \lambda c_3$, достигает, например, в Северной Америке (США), по Дайменту [175], в среднем $0,98 \times 10^{-6}$ кал/см²·сек., а в геологически активных континентальных областях Японии — до $1,30 \cdot 10^{-6}$ кал/см²·сек.

Если в поверхностных слоях почвы теплопроводность λ меньше, чем в коренных породах, то c_3 там соответственно больше, так как через них течет то же поток тепла.

Общее количество тепла, поступающего из внутренних областей Земли (около 30 кал/см²·год), ничтожно по сравнению с солнечным теплом.

Периодические члены решения (54.8) можно объединить в один, полагая:

$$\sqrt{c_1'^2 + c_2'^2} = C_0, \quad \operatorname{arctg} \frac{c_1'}{c_2'} = \psi.$$

Тогда

$$u = u_0 + c_3 z + C_0 e^{-p z} \cos(\omega t - p z - \psi). \quad (54.9)$$

Из (54.9) следует:

1. Амплитуда (максимальное отклонение от среднего) колебаний температуры убывает с глубиной по показательному закону тем скорее, чем больше p , т. е. чем меньше температуропроводность почвы (см. 54.7а). Очевидно, также, что годовые колебания (для которых p в $\sqrt{365,2} = 19,1$ раз меньше, чем для суточных) затухают с глубиной меньше, чем суточные. Так, например, в Павловске годовые колебания уменьшаются с 29° близ поверхности почвы до $0,1^\circ$ на глубине 10,7 м. В то же время суточные колебания даже летом там уменьшаются до $0,1^\circ$ уже на глубине 0,8 м.

Во влажных, глубоко промерзающих почвах или в области вечной мерзлоты, где летнее тепло переходит в скрытое тепло таяния, годовые колебания температуры могут проникать всего на глубину 3,5—4,0 м, как, например, в Салехарде [79].

2. В глубь почвы колебания температуры запаздывают и фаза их уменьшается на $p z$, т. е. температурная волна как бы распространяется в глубь почвы с постоянной скоростью ω/p . На глубине z запаздывание колебаний температуры тем больше, чем больше p , т. е. чем меньше температуропроводность почвы.

Определим теперь численные значения T_0 , u_0 , c_1' , c_2' , C_0 , ψ .

Найдем из (54.8) значения $(u - u_0)$ и $\frac{\partial u}{\partial z}$ при $z=0$ и подставим в краевое условие (54.4)

$$(1-b)(W_0 + W_1 \cos \omega t) - \sigma T_0^4 - 4\sigma T_0^3(u - u_0)_{z=0} + E_{a_0} + E_{a_1} \cos \omega t + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = 0. \quad (54.10)$$

Уравнение (54.10) должно удовлетворяться при любом t . Собирая члены, не зависящие от t , имеем:

$$\left. \begin{aligned} (1-b)W_0 - \sigma T_0^4 + E_{a_0} + \lambda c_3 &= 0 \\ \text{или} \\ T_0 &= \sqrt[4]{\frac{(1-b)W_0 + E_{a_0} + \lambda c_3}{\sigma}} \end{aligned} \right\} \quad (54.11)$$

Так определяется средняя абсолютная температура поверхности почвы T_0 (напомним, что $T_0 = 273^\circ + u_0$ и что член λc_3 очень мал). Если бы не было атмосферы и $E_a = 0$, то средняя температура была бы пропорциональна корню четвертой степени из прихода солнечного тепла W_0 . Излучение атмосферы E_a должно заметно увеличивать T_0 .

Собирая члены с $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$, имеем:

$$\begin{aligned} W_1 + E_{a1} - 4\sigma T_0^3 c'_1 - p\lambda (c'_1 + c'_2) &= 0, \\ -4\sigma T_0^3 c'_2 - p\lambda (c'_2 - c'_1) &= 0. \end{aligned}$$

Деля на $4\sigma T_0^3$, вводя обозначения

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{W_1 + E_{a1}}{4\sigma T_0^3}, \\ M &= \sqrt{\frac{\pi}{\tau}} \frac{1}{4\sigma T_0^3} \sqrt{\lambda \rho C} = 2,61 \sqrt{\lambda \rho C} \end{aligned} \quad (54.12)$$

(при $T_0 = 280^\circ \text{K}$) и решая относительно c'_1 и c'_2 , имеем:

$$\begin{aligned} c'_1 &= \frac{(1+M)a_1}{(1+M)^2 + M^2}; \quad c'_2 = \frac{Ma_1}{(1+M)^2 + M^2}; \\ C_0 &= \frac{a_1}{\sqrt{(1+M)^2 + M^2}}; \quad \psi = \text{arctg} \frac{M}{1+M}. \end{aligned} \quad (54.13)$$

Из (54.13) видно, что амплитуда температурных колебаний C_0 растет с уменьшением M , т. е. с уменьшением теплопроводности и теплоемкости почвы. M пропорционально величине $\sqrt{\lambda \rho C}$, которую в технике иногда называют *коэффициентом теплоусвоения*, а в США именуют «contact coefficient». В табл. 39 приведены его значения для некоторых почв.

Таблица 39

Коэффициент теплоусвоения $\sqrt{\lambda \rho C}$ и величина M

Вид почвы	Влажность, %	$\sqrt{\lambda \rho C}$ кал/град·см ² ·сек. ^{1/2}	M
Песок	0,20	0,015	0,039
Песок	4,03	0,031	0,081
Песок	8,75	0,039	0,102
Суглинок	14,25	0,148	0,386

Благодаря малости M поверхность сухого песка летом нагревается очень сильно, но это нагревание не распространяется глубоко. То же можно сказать о зимнем охлаждении. В связи с этим

климаты песчаных пустынь отличаются очень жарким летом и прохладной зимой. Так, например, в Репетеке (Туркмения), по данным наблюдений Б. А. Айзенштадта, в августе 1949 г. температура поверхности сухого песка барханов доходит до 80° . Зимой же по ночам на почве появляется иней. Наоборот, влажная, плотная, хорошо теплопроводная почва способствует ослаблению колебаний температуры на поверхности, т. е. уменьшению C_0 .

Согласно (54.13), амплитуда годовых колебаний температуры в тропическом климате (считая, что почва сходна с влажным суглинком) при $\varphi=20^\circ$, $W_1=0,117$, $T_0=298^\circ$ составляет $9,1^\circ$, а в пустыне умеренного пояса (почва — сухой песок) под $\varphi=50^\circ$, $W_1=0,285$, $T_0=276^\circ$ она равна $39,5^\circ$. В природе, однако, эти колебания еще заметно ослаблены за счет теплообмена с атмосферным воздухом и испарения, увеличивающихся днем и уменьшающихся ночью.

Из (54.12) и (54.13) следует, что максимум температуры поверхности почвы запаздывает по отношению к максимуму инсоляции. Величина этого запаздывания пропорциональна $\psi=$

$$=\arctg \frac{M}{1+M}. \text{ Оно мало в сухих почвах и увеличивается при}$$

увеличении влажности и теплопроводности, стремясь к $\pi/4$; при годовых колебаниях это соответствует запаздыванию на 46 дней. Максимум температуры влажной (т. е. сильно теплопроводной) почвы должен смещаться, таким образом, самое большее на 46 дней по отношению к максимуму инсоляции, т. е. наблюдаться не позднее 6 августа. Таким образом, при влажной почве колебания температуры не только уменьшаются по амплитуде, но и значительно запаздывают. Очевидно, что температура самых нижних слоев атмосферы должна следовать за ходом температуры почвы (подстилающей поверхности). Частицы воздуха, соприкасающиеся с почвой, принимают ее температуру. Как показывают лабораторные исследования и наблюдения в естественных условиях, не существует никакого «скачка» между температурой почвы и прилегающего к ней слоя воздуха. Они имеют одинаковый ход температуры.

Из (54.9) легко получить выражение для $B = \lambda \frac{\partial u}{\partial z}$ — притока тепла из почвы при $z=0$

$$\begin{aligned} B &= \left(\lambda \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} = -\lambda C_0 p [\cos(\omega t - \psi) + \sin(\omega t - \psi)] = \\ &= \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} C_0 \sqrt{\lambda \rho C} \cos\left(\omega t - \psi - \frac{\pi}{4}\right). \end{aligned} \quad (54.14)$$

Величина B , характеризующая теплооборот в почве, пропорциональна коэффициенту теплоусвоения $\sqrt{\lambda \rho C}$ и амплитуде C_0 ,

которая сама зависит от $\sqrt{\lambda \rho C}$ (при отсутствии теплообмена с атмосферой значение C_0 можно найти из (54.13)). Величина B мала в почвах с малой теплопроводностью и постепенно возрастает с ростом $\sqrt{\lambda \rho C}$. В годовом ходе максимум B — максимум скорости накопления тепла в почве — запаздывает на $1/3$ периода относительно максимума температуры на поверхности почвы. Таким образом, в конце лета происходит наибольшее накопление, а в конце зимы — наибольший расход тепла из почвы.

Мы предполагали, что $a^2 = \text{const}$, но в реальной почве обычно a^2 увеличивается с глубиной из-за роста влажности, которому только отчасти противодействует увеличение плотности вглубь. Так, например, Карсон по наблюдениям в Аргонне (США) в 1953—1955 гг. рассчитал a^2 по слоям, определяя в каждом последовательном слое убывание годовой амплитуды $C_0 e^{-p^2 z}$ и по (54.9) вычисляя a^2 .

Слой, см . . .	10—20	20—50	50—100	100—305
a^2	0,00292	0,00421	0,00526	0,00694

Однако такой способ расчета (хотя и применяемый нередко) не точен, если λ меняется с глубиной, например, возрастает линейно: $\lambda = c' + c''z$. Тогда уравнение (54.1) перепишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho C} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho C} \left[c'' \frac{\partial u}{\partial z} + (c' + c''z) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right]. \quad (54.15)$$

Тогда, заменяя $c' + c''z = y$ и подставляя обычным способом $u = T(t)Y(y)$, разделим (54.15) на два уравнения:

$$T' = \pm i\omega T \quad \text{и} \quad Y'' + \frac{1}{y} Y' \pm \frac{i\omega \rho C}{c''^2 y} Y = 0.$$

Второе из них, определяющее амплитуду колебаний температуры, решается в бесселевых функциях нулевого порядка от комплексного аргумента. Поскольку $Y(y)$ должно убывать монотонно вглубь почвы с ростом y , необходимо взять бесселевы функции третьего рода (функции Ганкеля $H_0^{(1)}$ и $H_0^{(2)}$), обладающие как раз этим свойством, и записать решение в виде

$$Y = c_1 H_0^{(1)} \left[(1+i) \sqrt{\frac{\omega \rho C y}{c''^2}} \right] + c_2 H_0^{(2)} \left[(1-i) \sqrt{\frac{\omega \rho C y}{c''^2}} \right].$$

Значения постоянных c_1 и c_2 должно быть определено из краевого условия вида (54.4), что требует довольно громоздких вычислений. На них мы не останавливаемся здесь, отсылая интересующегося ими читателя к статье В. П. Дерябина [44].

§ 55. Годовой и суточный ход температуры почвы в естественных условиях

Приведем некоторые примеры годового хода температуры почвы. В табл. 40 приведены температуры почвы в условиях резко континентального климата (Иркутск). Амплитуда колебаний температуры уменьшается с $43,5^{\circ}$ на поверхности до 6° на глубине 2 м и до $2,6^{\circ}$ на глубине 5 м. Максимум температуры на поверхности, отмечающийся в июле, на глубине 2 м запаздывает до сентября, на глубине 5 м — до ноября.

Таблица 40

Средняя температура почвы в Иркутске (по В. Б. Шостаковичу)

Глубина, м	I	II	III	IV	V	VI	
0	-21,6	-19,0	-10,3	4,6	12,7	19,8	
0,4	-10,5	-10,7	-7,0	-0,1	4,6	10,9	
0,8	-5,8	-6,8	-5,1	-1,4	1,2	5,7	
1,6	0,4	-0,5	-0,8	-0,5	-0,3	0,1	
2,0	2,5	1,7	1,1	0,9	0,8	0,8	
3,8	3,6	3,0	2,5	2,1	1,8	1,6	
5,0	3,6	3,2	2,8	2,4	2,1	1,8	

Глубина, м	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
0	21,9	18,3	10,2	0,1	-11,2	-19,8	0,5
0,4	14,8	15,1	10,3	4,1	-2,1	-7,9	1,8
0,8	9,8	12,1	9,9	5,7	1,2	-2,6	2,0
1,6	2,7	6,9	7,8	6,3	3,8	1,9	2,3
2,0	2,6	5,4	6,8	6,5	5,2	3,7	3,1
3,8	1,7	2,7	3,8	4,6	4,7	4,3	3,0
5,0	1,8	2,4	3,3	4,0	4,4	4,2	3,0

Суточные колебания температуры почвы также описываются уравнением (54.9). Из (54.12) следует, что для суточных колебаний M должно быть сравнительно велико и C_0 поэтому должно сильнее зависеть от рода почвы (уменьшаться, например, с ростом ее влажности), чем в случае годовой волны. Летом в безоблачную погоду суточная амплитуда инсоляции может быть больше, чем ее годовая амплитуда, и суточные колебания температуры могут быть больше, чем годовые.

На рис. 53 изображен суточный ход температуры почвы в среднем за восемь дней июля 1952 г. на глубинах от 0 до 50 см в полупустыне, по наблюдениям Б. А. Айзенштадта, Т. А. Огневой и Н. С. Борушко в Голодной Степи (Узбекистан). На поверхности земли размах колебаний в среднем составлял 47°

(в отдельные дни температура падала до 15° и поднималась до 70°), а на глубине 0,5 м он убывал до $0,4^{\circ}$. На поверхности максимум наблюдался около 13 час., а на глубине всего 20 см запаздывал до 20 час. и позднее.

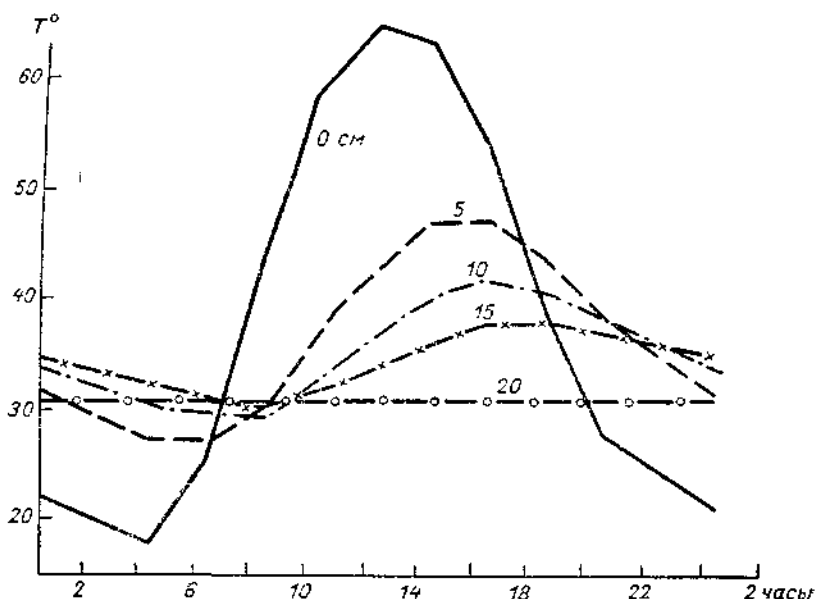


Рис. 53. Суточный ход температуры почвы в полупустыне в ясные дни на глубинах 0, 5, 10, 15, 20 см. Голодная Степь, июль 1952 г.

Поверхностные слои почвы вообще весьма неоднородны (из-за присутствия органических веществ, неоднородной влажности и пр.) и поэтому в них колебания температуры не так правильны, как требует теория.

§ 56. Снежный покров и температура почвы

Снежный покров оказывает очень существенное влияние на температуру почвы. Снег содержит много воздуха и имеет поэтому очень малую теплопроводность, в особенности пушистый свежавыпавший снег. Так, по наблюдениям Розенталя в Иркутске, снежный покров, образовавшийся из крупных снежинок, имеет плотность $0,044\text{--}0,059\text{ г/см}^3$; из средних снежинок — $0,08\text{--}0,12\text{ г/см}^3$; из мелких — $0,13\text{--}0,14\text{ г/см}^3$. Со временем снег слеживается, уплотняется, иногда перекристаллизовывается в *фирн*, плотность снежного покрова при этом растет и может достигать в конце зимы $0,3\text{ г/см}^3$ и более. По наблюдениям Абельса в Сверд-

ловске, теплопроводность рыхлого снега пропорциональна квадрату его плотности ρ

$$\lambda = 0,00677\rho^2 \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град.}$$

при $\rho = 0,14 \div 0,33 \text{ г/см}^3$. Если теплоемкость льда принять равной $0,506 \text{ кал/г} \cdot \text{град.}$, температуропроводность снега будет равна

$$a^2 = \frac{\lambda}{\rho C} = 0,0133\rho.$$

По данным Г. К. Сулаквелидзе, в пределах $\rho = 0,10 \div 0,35 \text{ г/см}^3$ для сухого снега можно считать $\lambda = 0,00245$. А. А. Кузьмин показал, что в поверхностном слое снега толщиной около 10 см a^2 значительно меньше, чем это следует из формулы Абельса.

Недавно Ин Чао-иен [246] доказал экспериментально, что в снежном покрове заметную долю тепла переносит водяной пар, диффундирующий из более теплых слоев снега и конденсирующийся в холодных слоях.

Поскольку снег обладает очень малой теплопроводностью, то:

а) зимнее понижение температуры на его поверхности особенно значительно. В частности, еще А. И. Воейков отметил, что в России при прочих равных условиях температура воздуха зимой над снегом на 6° ниже, чем в его отсутствии;

б) это понижение затухает в слое снега уже на малой глубине, т. е. снежный покров ослабляет охлаждение почвы зимой.

В табл. 41 приводятся средние многолетние температуры воздуха и почвы на глубине 20 см зимой под снежным покровом и в отсутствии его. Различие температур в январе превышает 12° , оно заметно и в среднем за год.

Таблица 41

Средние температуры почвы в Свердловске зимой

	XI	XII	I	II	III	IV
Температура воздуха	-7,8	-13,5	-16,2	-13,1	-7,4	0,8
Температура почвы на глубине 20 см:						
под снегом . . .	0,3	-0,8	-1,4	-1,4	-0,9	5,5
под бесснежной поверхностью . . .	-2,1	-7,8	-13,6	-11,5	-6,2	3,3

Благодаря снежному покрову не только зимняя, но и средняя годовая температура почвы выше, чем температура воздуха. В Москве разница между ними достигает $2,3^\circ$, в Свердловске $4,7^\circ$ и т. д. Разница температур, однако, существует и там, где снежного покрова почти не бывает, например, в Херсоне она

достигает 2°. Это различие, зависящее от радиационных факторов, будет подробнее рассмотрено в § 69.

В январе 1958 г. на ст. Восток в Антарктиде (78° 27' ю. ш., 106° 52' в. д., 3500 м над ур. м.) температура снега на глубине 8 м составлял —57,9 и —57,3° на глубине 12 м. Здесь, очевидно, годовые колебания затухают и наблюдаемые температуры близки к средним годовым. В соответствии со сказанным средние температуры воздуха должны быть еще несколько ниже, порядка —59, —60°. Так, сравнительно кратковременные наблюдения за температурой снега показывают, что климат этой части Антарктиды, вероятно, самый холодный в мире.

§ 57. Возможность искусственного воздействия на температуру почвы

Из всего сказанного ясно, что можно искусственным образом воздействовать на процессы нагревания и охлаждения почвы, меняя физические свойства ее самого верхнего довольно тонкого слоя. Тем самым открывается один из путей искусственного изменения температуры воздуха, т. е. перестройки климата.

Еще в 1894 г. А. И. Воейков в статье «Воздействие человека на природу» разбирал некоторые возможности планомерного улучшения климата. Он писал там, что «возможность влияния человека на температуру, влажность и т. д. нижнего слоя воздуха зависит от того, что он может влиять на верхние слои суши и вод, а известно, как важно влияние этих слоев на воздух». Однако лишь в наше время в СССР, стране победившего социализма и коллективного сельского хозяйства, такое воздействие стало возможным в широких масштабах. В нашей стране осуществляются мероприятия по созданию лесных насаждений, орошению и обводнению, закреплению подвижных песков и т. д. С этим связано и решение задачи регулирования снежного покрова путем задержания снега зимой на полях, накопления снега или регулирования его таяния.

Разрыхление и осушение почвы, т. е. уменьшение теплопроводности (коэффициента теплоусвоения) ее самого верхнего слоя должно содействовать повышению весенних и летних температур этого слоя, так же как и более сильному нагреванию припочвенного слоя воздуха. Весной более рыхлые (с большей скважностью или порозностью) и сухие почвы, в частности песчаные, с поверхности прогреваются раньше, чем плотные и влажные.

В табл. 42 приведены данные Е. А. Архиповой о нормальных средних суточных температурах почвы для глубин 5 и 20 см на северо-западе нашей страны. Из таблицы ясно, почему песчаные почвы называют теплыми, а глинистые — холодными (весной и летом). Легко видеть, что благодаря суточным колебаниям тем-

пературы днем (весной и летом) становятся особенно теплыми песчаные почвы, а ночью температуры различных типов почв отчасти выравниваются.

Таблица 42

Средние суточные температуры почвы на глубинах 5 и 20 см

Почвы	V		VI		VII		VIII		IX	
	5 см	20 см	5 см	20 см	5 см	20 см	5 см	20 см	5 см	20 см
Песчаные	11,0	9,5	16,0	15,0	20,0	18,0	18,0	18,0	9,5	10,5
Супесчаные	10,5	9,0	15,5	14,0	19,0	17,5	17,5	17,0	10,0	11,0
Глинистые	10,0	8,5	15,0	13,5	18,5	17,0	17,0	16,5	10,5	11,0

Из табл. 42 видно также, что осенью (сентябрь) песчаные легкие почвы оказываются более холодными и, следовательно, для них значительно увеличивается опасность ночных заморозков.

Большое влияние на теплообмен в почве оказывает *орошение*. При этом прежде всего меняется радиационный баланс почвы. По изменениям Т. В. Кирилловой в Ленинграде, альbedo почвы при увлажнении уменьшается на 5—8% и, следовательно, увеличивается количество поглощаемого почвой солнечного тепла. Одновременно орошенная почва больше испаряет и, следовательно, в общем поверхность ее является более холодной. Это значит, что она излучает меньше тепла, чем сухая почва. Большой приток лучистого тепла при малом расходе его не компенсирует, однако, охлаждающего влияния испарения. Кроме того, большая теплопроводность влажной почвы позволяет теплу легче проникать вглубь, уходить в нижележащие слои, и уменьшает, как всегда, летнее нагревание верхних слоев. Этот эффект складывается с эффектом испарения.

Данные табл. 43, полученные по наблюдениям Б. А. Айзенштадта и др. за восемь ясных дней в Голодной Степи, показывают, как изменяются температуры почвы и воздуха в обильно орошенном оазисе по сравнению с полупустыней. Оазис оказывает также весьма заметное влияние на влажность воздуха.

Воздух, накаляющийся летом над сухой и горячей почвой пустыни, может распространяться затем далеко за ее пределами в виде так называемого суховея (см. гл. XX). Орошение и увеличение теплопроводности таких почв, таким образом, будет способствовать борьбе с суховеями.

Осенью эффект орошения иной. Испарение и вызванное им понижение температуры в это время уменьшаются. В то же время орошение и увеличение теплопроводности почвы уменьшают и суточные колебания температуры. В результате уменьшается ночное охлаждение почвы и, следовательно, опасность замороз-

Температура почвы и воздуха в оазисе T и полупустыне T'
и относительная влажность воздуха (соответственно f и f'). Июль 1952 г.

	Время, час. мин.				
	4 30	8 30	12 30	16 30	20 30
Температура почвы					
на глубине 0 см					
T'	17,8	43,0	64,9	53,8	27,9
T	18,8	24,0	35,6	30,1	23,8
на глубине 5 см					
T'	27,6	30,6	42,8	46,9	38,2
T	20,6	23,1	30,2	29,1	25,5
Температура и относительная влажность воздуха на высоте 15 см					
T'	18,6	30,4	39,3	39,3	27,2
T	16,9	25,5	32,4	30,9	21,8
f'	57	30	14	12	34
f	88	70	57	68	88

ков. Еще в 1937—1938 гг. опыты М. В. Луговского и др. в Средней Азии показали, что путем своевременного полива можно бороться с ранними заморозками в октябре—ноябре, которые губят растения хлопчатника, уменьшают урожай и приносят тем самым большие убытки. При поливе ночные температуры воздуха могут повышаться на 2—3°. Предотвращение заморозков в этом случае может дать большой хозяйственный эффект, даже если учесть некоторое замедление созревания коробочек при осенних поливах.

Эти исследования являются примером того, как планомерное использование орошения позволяет бороться с целым рядом неблагоприятных явлений природы.

§ 58. Вечная мерзлота

Важным геофизическим явлением нужно считать вечную мерзлоту. Так называют слой почвы, находящийся в течение многих лет в мерзлом состоянии, не оттаивающий летом. Над ним почва будет оттаивать летом и замерзать зимой — это так называемый деятельный слой. Под слоем мерзлоты почвы и коренные горные породы имеют положительную температуру благодаря внутренней теплоте земного шара. Явление вечной мерзлоты исследовано в основном советскими учеными, первыми из них были

М. И. Сумгин [125], Н. А. Цитович, П. И. Колосков и др. Хотя вечная мерзлота известна в Канаде, Аляске и других местах, зарубежная наука сделала мало для ее изучения.

Вечная, или многолетняя, мерзлота имеет огромное распространение (рис. 54), только в СССР она занимает более 7 млн. км², т. е. более трети всей территории нашей страны.

Установлено, что мерзлота существует десятки тысяч лет. На Нижнем Енисее и на севере Якутии в мерзлоте находят вполне сохранившиеся целые трупы мамонтов и носорогов, живших еще в конце последнего ледникового периода. Остатки большого числа мелких млекопитающих были найдены даже близ южной границы вечной мерзлоты, в пещере у Нижнеудинска.

Хотя возраст мерзлоты измеряется тысячелетиями, ее существование поддерживается условиями современного климата. В настоящее время обнаруживаются признаки ее отступления или разрушения там, где происходит сейчас потепление климата, или там, где ее разрушению способствует человек. Температуры самого верхнего слоя мерзлоты отзываются очень чутко на изменения температур воздуха от месяца к месяцу и от года к году, так же как на колебания высоты снежного покрова. Глубина залегания верхней границы вечной мерзлоты, т. е. толщина деятельного слоя, весьма разнообразна. На севере она мала, а в Забайкалье, близ южной границы мерзлоты, достигает 6—8 м. Под малотеплопроводным покровом, под мхом или в торфяниках, деятельный слой уменьшается до 0,5 м, в то время как по соседству, в плотных суглинках мерзлота залегает на глубине 2—2,5 м, а под сухими лугами — еще глубже.

Еще более изменчива нижняя граница слоя вечной мерзлоты. В Якутии наблюдались слои мерзлоты мощностью до 300 м и более, даже на юге, в Забайкалье, мощность ее достигает местами 40—75 м. В Антарктиде, в оазисе Бангера, мощность слоя мерзлоты оценивается в 160 м, а слоя летнего протаивания — в 2 м. Годовой ход температуры в области мерзлоты (без учета скрытой теплоты) представляется, согласно (54.9),

$$u(z, t) = u_0 + c_3 z + C_0 e^{-pz} \cos(\omega t - pz - \phi),$$

где u_0 — средняя температура поверхности почвы.

Максимальная температура на глубине z будет, следовательно, равна

$$u_m(z) = u_0 + c_3 z + C_0 e^{-pz}$$

и мерзлота будет существовать в слоях глубже z_m там, где $u_m(z)$ не выше 0°, т. е. при $u_0 < 0^\circ$. Чем ниже u_0 , тем меньше z_m , т. е. выше уровень мерзлоты, а большая амплитуда колебаний температуры C_0 увеличивает z_m . Глубокий снежный покров, как мы видели в § 56, повышает u_0 и, следовательно, понижает уро-

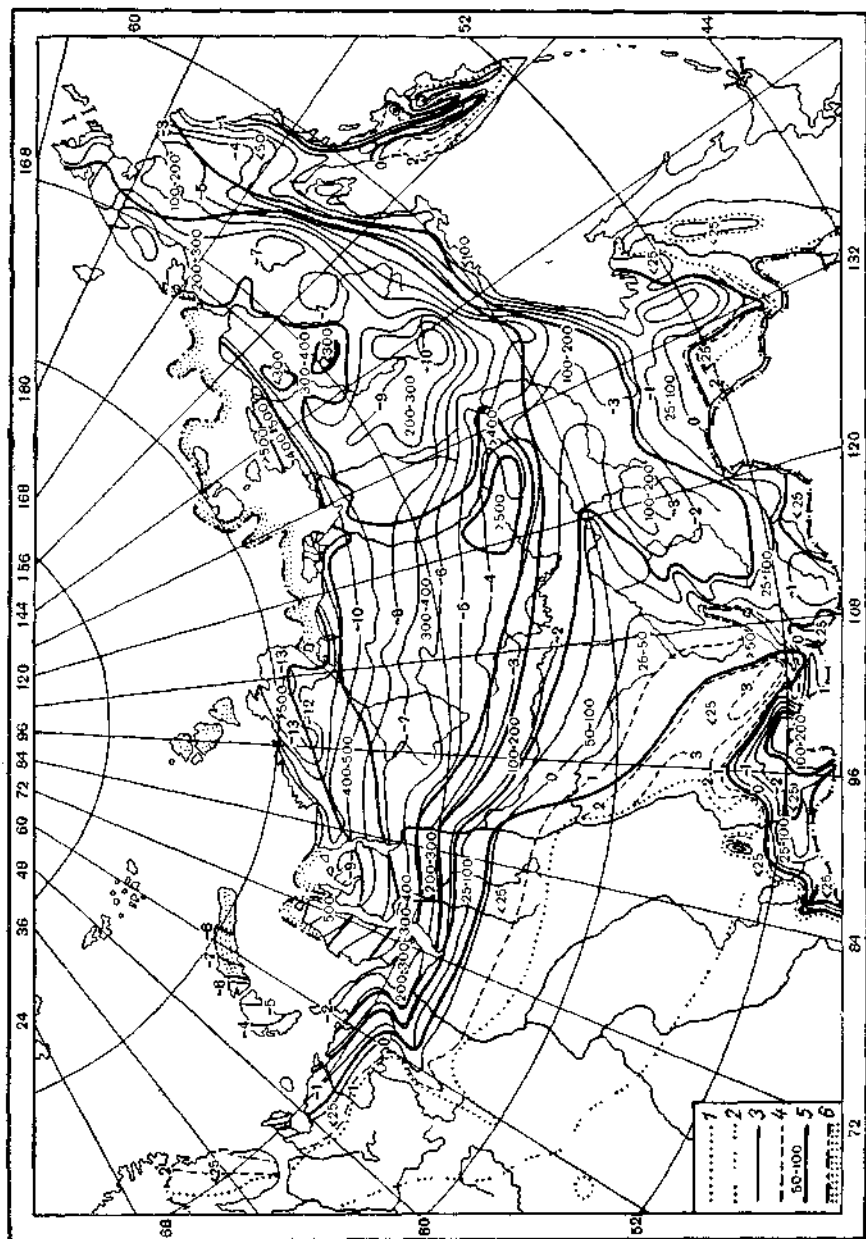


Рис. 54. Карта распространения многолетней (вечной) мерзлоты в СССР. По И. Я. Баранову.

1 — граница области многолетне-мерзлых пород, 2 — граница зоны частных перелетков (мерзлоты, сохраняющейся от зимы к зиме), 3 — температура торфяных пород у подошвы слоя годовых ее колебаний, 4 — средняя температура почвы на глубине 1—2 м и естественных характерных условиях, 5 — максимальная мощность многолетне-мерзлых толщ, 6 — зона многолетне-мерзлых пород под дном арктических морей.

вень мерзлоты или даже мешает ее возникновению, как например, в низовьях Печоры (рис. 54). Наоборот, густой растительный и особенно моховой покров уменьшает амплитуду C_0 и летнее нагревание и протаивание. Глубина залегания мерзлоты, очевидно, уменьшается вообще при малой теплопроводности a^2 (большом p) в верхнем слое.

Заметим, что если теплопроводность мерзлой почвы λ_m больше, чем талой λ_t (см. табл. 37), то, значит, зимний холод проникает вглубь легче, чем зимнее тепло. Тогда на глубине промерзания, как показали В. А. Кудрявцев и В. Г. Меламед [80], средняя температура u_n будет ниже u_0 и разность $\delta = u_0 - u_n$ достигает $0,45^\circ$ при $u_0 = -3^\circ$, $\alpha = \lambda_m/\lambda_t = 1,55$ и $C_0 = 7,5^\circ$.

Поглощение скрытой теплоты почвой при ее оттаивании сильно замедляет процесс оттаивания, в особенности если почва очень влажная. Так, например, для одного из пунктов Забайкалья, где $u_0 = -3,35^\circ$, $C_0 = 25,7^\circ$, $a^2 = 0,0025$, расчет дает $z_m = 5,39$ м, а на самом деле толщина активного слоя там равна около 2,4 м, т. е. в 2,24 раза меньше.

Опыт показывает, что снятие мохового покрова, удаление растительности, уплотнение почвы заставляют мерзлоту «уходить» в глубь почвы. Наоборот, прикрывая почву искусственным малотеплопроводным покровом (например, слоем шлака), можно поднять уровень мерзлоты. При возведении построек на мерзлоте стремятся предохранить последнюю от протаивания за счет тепла отапливаемых зданий; особенно опасно неравномерное протаивание, могущее вызвать неодинаковую осадку частей здания.

Мерзлота почти непроницаема для впитывающейся в почву дождевой воды. В результате этого летом деятельный слой всегда влажный, особенно непосредственно над мерзлотой. На склонах долин почва поэтому легко образует оползни по слою мерзлоты. В области вечной мерзлоты очень распространены болота. Значительная часть воды сильных дождей, выпадающих там летом, не проникает глубоко в почву, а быстро стекает в реки, создавая мощные летние паводки. Мерзлота замедляет развитие растительности, например, деревьев, корни которых не могут развиваться в слоях почвы с температурами, близкими к 0° . Растения при этом не могут накапливать азотистые соединения. В результате, например, несмотря на теплое лето, деревья в областях вечной мерзлоты растут медленно — двухсотлетние лиственницы имеют там ствол толщиной около 20 см, они иногда низкорослы и «угнетены», их легко ломает и валит ветер.

Сельскохозяйственные культуры с неглубоко уходящими корнями могут успешно произрастать в областях мерзлоты. Как показал П. И. Колосков, распахиwanie целины в этих областях ведет к повышению (летом) температуры верхнего слоя толщиной 20 см на $3-4^\circ$, что имеет большое значение для хлебных культур.

§ 59. Теплообмен в поверхностных слоях моря

В поверхностных слоях морской воды теплообмен зависит как от ее теплопроводности, так еще более от турбулентного теплообмена. Распространение тепла, подобное распространению некоторой примеси в турбулентной среде, можно изучать с помощью уравнения (17.4) или (17.4а) (см. гл. III). Для этого концентрацию примеси q нужно заменить величиной $C_w T$ — общим содержанием тепла в 1 г воды, имеющей теплоемкость C_w . Не повторяя рассуждений § 17, укажем лишь, что поток тепла, обусловленный турбулентным перемешиванием, выразится, подобно (17.3), так:

$$Q = -A_w C_w \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (59.1)$$

где $\lambda_w = A_w C_w$ может быть назван коэффициентом турбулентной теплопроводности воды (к последней относятся индексы w). Общее уравнение распространения тепла при $A_w = \text{const}$, аналогичное (17.4а), и в то же время (54.1) запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{A_w}{\rho_w} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (59.2)$$

Это позволяет использовать полученные в § 54 решения, заменяя a^2 на A_w/ρ_w , λ на $A_w C_w$ и $\sqrt{\rho \lambda C}$ на $C_w \sqrt{A_w \rho_w}$.

В частности, приток тепла снизу к поверхности моря выразится, аналогично (54.14), в виде

$$B_w = - \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} C_0 C_w \sqrt{A_w \rho_w} \cos\left(\omega t - \psi - \frac{\pi}{4}\right). \quad (59.3)$$

Согласно наблюдениям А. А. Пивоварова [108], в поверхностном слое моря $k = A_w/\rho_w = 13,0$ см²/сек. Это дает $M = 9,4$ и по (54.13) уменьшает амплитуду годовых колебаний температуры на поверхности моря почти в 10 раз по сравнению, например, с суглинком (см. табл. 39). Большая величина M приводит также и к значительному запаздыванию температурной волны, близкому к предельной величине $\psi = \frac{\pi}{4}$ (46 дней).

В табл. 44 приведен пример того, как распространяется летнее нагревание и зимнее охлаждение в океане близ берегов Японии по данным, приводимым В. Б. Штокманом. Из таблицы видно, как колебания температуры затухают вглубь и как максимум ее на поверхности наблюдается в августе, на глубине 200 м смещается уже на октябрь.

В приведенном виде теория теплооборота в поверхностных слоях моря является лишь приближенной и нуждается в уточне-

Средние месячные температуры у берегов Японии по наблюдениям
1923—1927 гг.

Глубина, м	I	II	III	IV	V	VI
0	20,10	19,66	19,62	20,49	22,23	24,13
25	18,80	19,46	19,33	20,29	21,86	23,52
50	19,60	19,40	19,24	20,15	21,33	22,78
100	19,41	19,05	18,91	19,2	20,08	20,98
200	18,43	18,03	17,62	17,86	18,30	18,52

Глубина, м	VII	VIII	IX	X	XI	XII
0	26,45	28,12	28,11	25,69	23,40	21,69
25	25,39	27,17	27,57	25,49	23,21	21,62
50	24,19	25,80	26,48	25,37	23,19	21,65
100	21,86	22,23	23,05	23,33	22,30	21,26
200	18,45	18,70	19,40	19,48	18,79	19,05

ниях. В море как термическая конвекция, так и перемешивание течениями и волнами убывают с глубиной. Можно предположить, что коэффициент перемешивания в нем уменьшается с глубиной по закону

$$A = A_0 \frac{\rho}{\rho_0} e^{-\beta z} \quad (59.4)$$

и, согласно той же работе А. А. Пивоварова, ниже 12,5 м k действительно убывает с показателем $\beta = 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Тогда уравнение (17.4) с учетом (59.4) запишется в виде (полагая $A/\rho = k$)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right).$$

Решение его было дано В. Б. Штокманом. Полагая

$$u = e^{\pm i\omega t} \psi(z) \quad \text{и} \quad x = e^{\beta z},$$

где ψ — амплитуда колебаний температуры на глубине z , имеем для ψ уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + B \frac{\psi}{x} = 0,$$

где $B = \pm i\omega\rho_0/\beta^2 A_0$.

Решение его будет

$$\psi = \frac{y}{y_0} [c_1 H_1^{(1)}(y \sqrt{i}) + c_2 H_1^{(2)}(y \sqrt{-i})], \quad (59.5)$$

где

$$y_0 = \frac{2}{\beta} \sqrt{\frac{\omega \rho_0}{A_0}}, \quad y = \frac{2}{\beta} \sqrt{\frac{\omega \rho_0 e^{\beta z}}{A_0}} = y_0 e^{\frac{\beta}{2} z}$$

и $H_1^{(1)}$ и $H_1^{(2)}$ — функции Ганкеля первого порядка, убывающие, как известно из их теории, на больших глубинах обратно пропорционально $\sqrt{y} \sim e^{\frac{\beta z}{4}}$. При $\beta = 8,8 \cdot 10^{-3}$ $y_0 = 4,45$. Значения c_1 и c_2 в (59.5) можно подобрать либо таким образом, чтобы амплитуда и фаза колебаний на поверхности моря имели бы заданное значение, либо определить их из уравнения полного баланса тепла, подобного (54.10).

А. Г. Колесников решил уравнение (59.2), учитывая, что солнечное тепло частично проникает в воду, поглощаясь в ней, и что имеется приток тепла, приносимый горизонтальным течением, имеющим скорость v_x . В таком случае оно принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{A_w}{\rho_w} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1-b}{C_w \rho_w} J_0 e^{-az} - v_x \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (59.6)$$

Из уравнения (59.6) непосредственно видно, что летом, когда $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} > 0$, наличие притока теплых вод на глубинах ($\frac{\partial u}{\partial x} < 0$, т. е. температура понижается вдоль направления течения x) дает такой же эффект, как и увеличение A_w/ρ_w .

Глава X

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В НИЖНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

В предыдущих главах мы рассмотрели ряд факторов, от которых зависит температура атмосферы. К ним относились: а) приток солнечного тепла и излучение земной поверхности и атмосферы (радиационный баланс), зависящие от облачности и влажности воздуха; б) свойства подстилающей поверхности — влажность и теплопроводность почвы, турбулентное перемешивание в верхних слоях воды морей, озер и т. д., от которых зависит теплооборот в почве или воде.

К этим факторам присоединяются еще два: теплообмен подстилающей поверхности с атмосферой благодаря теплопроводности воздуха (молекулярной или турбулентной) и расход тепла

на испарение. Вместе с радиацией и теплооборотом это основные статьи теплового баланса подстилающей поверхности, который определяет температуру (и многие другие свойства) приземного слоя воздуха.

В этой главе мы рассмотрим перенос тепла морскими и воздушными течениями — также весьма важный фактор климата.

§ 60. Тепловой баланс

Тепловой баланс подстилающей поверхности можно записать в виде

$$S + L + B + V = 0, \quad (60.1)$$

где S — радиационный баланс, L — приток тепла из атмосферы, обусловленный в основном турбулентной теплопроводностью, B — теплообмен с почвой (приток тепла из почвы), V — расход тепла на испарение. Величина V бывает положительной только при конденсации, например, при образовании росы или инея на поверхности земли.

О величине B мы уже говорили в § 54. Очевидно, что в среднем за год $B = 0$. Об испарении будет подробно сказано в гл. XIII. Оно весьма сложным образом зависит от влажности и других свойств почвы и от условий в приземном слое атмосферы. В суточном ходе величина V меняется примерно параллельно L .

Приток тепла из атмосферы L может быть записан аналогично (59.1) в виде

$$L = \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = A_v c_p \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (60.2)$$

если T — температура воздуха и если ось z направлена вверх, а через $\lambda = A_v c_p$ обозначен коэффициент турбулентной теплопроводности воздуха. В суточном ходе поток тепла L (отрицательный, направленный вверх при $\frac{\partial T}{\partial z} < 0$) должен возрастать с утра к полудню благодаря нагреванию почвы, увеличивающему $\frac{\partial T}{\partial z}$, и усилению турбулентности. К вечеру L снова уменьшается и ночью даже меняет знак (он направлен вниз при инверсии, т. е. при $\frac{\partial T}{\partial z} > 0$). На рис. 55 изображен, по Б. А. Айзенштадту, типичный суточный ход L (а также S и B) в ясный солнечный день. Зимой в умеренном континентальном климате величина L незначительна, а над морями осенью и зимой, наоборот, L сильно возрастает (если нет ледового покрова), так как в это время вода значительно теплее воздуха и в приземном слое возникает большая неустойчивость.

Заметим, что с учетом адиабатических изменений температуры в вертикальных турбулентных движениях точнее записать (60.2) в виде

$$L = \lambda \left(\gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (60.2')$$

но в приземном слое градиенты температуры обычно гораздо больше адиабатического градиента γ_a и последним тут часто можно пренебрегать.

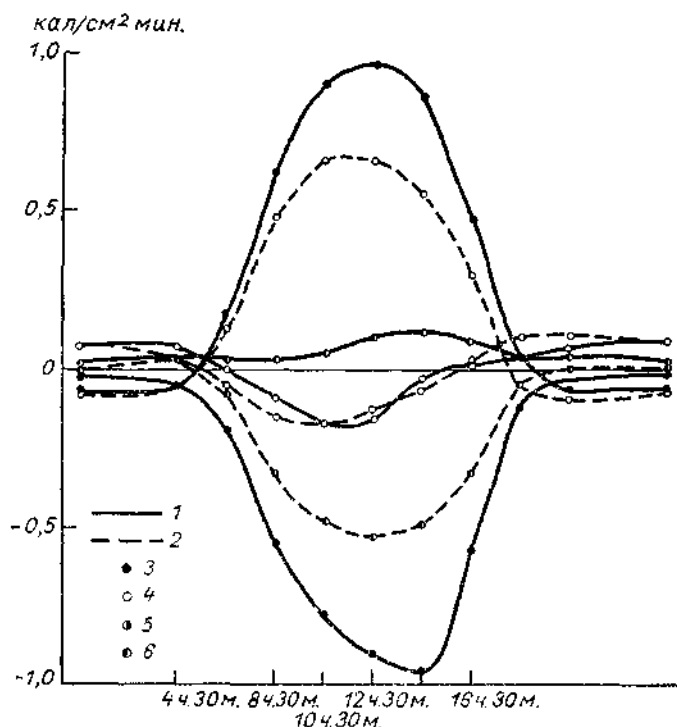


Рис. 55. Суточный ход составляющих теплового баланса в ясные дни. Голодная Степь, оазис, июль 1952 г. По Б. А. Айзенштадту.

1 — оазис, 2 — полупустыня, 3 — радиационный баланс R , 4 — отток тепла в почву B , 5 — турбулентный приток из атмосферы P , 6 — затраты на испарение V .

§ 61. Распределение тепла между атмосферой и морем

В гл. IX мы вычислили температуру подстилающей поверхности, амплитуду ее колебаний и тепловые потоки в почве или воде B в функции тепловых свойств почвы или воды [см. фор-

мулы (54.13), (54.14) и (59.3)]. В § 59 мы отметили, что колебания температуры на поверхности моря должны быть малы, так как в море A_w и M велики. Из (54.14) и (59.3) следует, что при заданном C_w в море теплооборот B_w , т. е. накопление тепла летом и расход его зимой, должен быть большим.

Уравнение (59.2) может характеризовать также и колебания температуры в нижних слоях атмосферы, обусловленные там турбулентным переносом тепла. Его решения при этом легко получить из (54.9), заменяя λ на $A_w c_p$ (считая $A_w = \text{const}$) так же, как при расчете L в § 60. Тогда мы можем сравнить количество тепла L , отдаваемое подстилающей поверхностью воздуху, и количество тепла B_w , уходящее в глубь воды (или почвы). Из (59.3) и (54.14) тогда получаем (пренебрегая различием фазы ϕ для воды, почвы и воздуха)

$$\frac{L}{B_w} = \frac{c_p \sqrt{\rho_a A_w}}{C_w \sqrt{\rho_w A_w}}. \quad (61.1)$$

Мы рассчитали с помощью табл. 39, полагая для воздуха $A_w = 20$ г/см·сек., $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$, отношение L/B (L/B_w) для нескольких типов подстилающей поверхности (табл. 45).

Таблица 45

Распределение тепла между атмосферой и подстилающей поверхностью

Подстилающая поверхность . . .	Море	Неподвиж- ная вода	Гранит	Песок сухой	Суглинок	Снег плотный $\rho=0,15$
L/B	0,0107	1,07	0,61	2,57	0,26	0,66

Из табл. 45 видно огромное различие между тепловой ролью моря и неподвижной воды, на которое впервые указал В. В. Шулейкин. Море поглощает 99% тепла, 1% остается в атмосфере, в то время как стоячая вода, например вода болот или мелких озер, поглощает только 50% приходящего тепла. Очевидно, не большая теплоемкость воды (как это иногда говорят в популярных лекциях), а турбулентность определяет характерный тепловой баланс моря. Другой крайностью является сухой песок (а также снег), «усваивающий» всего 28% приходящего тепла, 72% которого остается в атмосфере.

В случае других видов подстилающей поверхности тепло распределяется между ними и атмосферой более равномерно. На рис. 56 распределение тепла между атмосферой и различными типами подстилающей поверхности представлено графически.

Поглощая большое количество тепла летом, море прогревается на сравнительно большую глубину, но повышение температур в нем незначительно и сильно запаздывает по сравнению с поверхностью; соответственно мало и повышение температуры

воздуха над морем. Наоборот, над континентом максимум температуры воздуха выше и наступает раньше, чем над морем. Зимой же континент оказывается холоднее, а море теплее.

Замечательным примером большого накопления летнего тепла является оз. Байкал [24]. Это самое глубокое из пресных озер земного шара (1741 м) имеет поверхность около 31 000 км² и расположено среди обширного Азиатского материка, отличающегося очень холодной зимой и довольно теплым летом. В Иркутске, например, в январе средняя температура воздуха равна —21°, а минимальная —50°. На берегах Байкала, на расстоянии всего лишь 60 км от Иркутска, средняя температура в это время

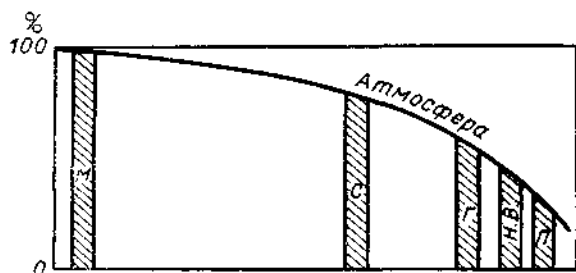


Рис. 56. Схема распределения тепла между подстилающей поверхностью различных типов и атмосферы.

м — море, с — суглинок, г — гранит, н. в. — неподвижная вода, п — сухой песок.

около —12°, а среди озера, на небольшом о. Ушканьем, даже —9°, и никогда температура не опускается ниже —34°. Медленно расходуя зимой большой запас тепла, Байкал замерзает лишь в начале января (в среднем).

Очень медленно идет и весеннее нагревание вод Байкала; он вскрывается в среднем лишь 6 мая, в июне на нем еще плавают льды и растительность на его берегах только начинает зеленеть. В то время как в Иркутске средняя июльская температура воздуха 17°, на о. Ушканьем она равна 12,5°, т. е. почти такая же, как в Дудинке, в нижнем течении Енисея, расположенном на 17° севернее.

Еще большее влияние на климат могут оказывать моря, воды которых постоянно перемешиваются сильным волнением. Так, например, всего на 2° севернее Иркутска, в Дetch-Харборе, на Алеутских островах, в декабре средняя температура 0°, в июле 11°. Таким образом, на широтах 52—54° годовые колебания температуры уменьшаются с 38° на материке до 11° среди моря.

Еще большие колебания температур, чем упомянутые выше, отмечаются, например, в Верхоянске (68° с. ш.), где средняя

температура января -49° , июля $+15^{\circ}$, а разность между наибольшей и наименьшей наблюдавшимися температурами ($+34$ и -68°) достигает 102° .

§ 62. Перенос тепла морскими течениями

Очень большое значение имеет горизонтальный перенос тепла морскими течениями. В уравнении (59.6) этот перенос описывается членом $-v_x \frac{\partial u}{\partial x}$, он пропорционален скорости течения и горизонтальному градиенту температуры вдоль него. Количество переносимого таким образом тепла может быть очень велико. Благодаря ему температуры Мирового океана при равном приходе лучистой энергии могут быть в одних местах значительно выше, в других ниже. Так, например, теплое Атлантическое течение приносит столько тепла, что летом Баренцево море очищается ото льда до самого Шпицбергена (81° с. ш.), в то время как в холодном Баффиновом течении граница льдов даже летом не отступает далее полярного круга (66°).

На рис. 57 а, б представлены схемы течений Мирового океана для зимы и лета северного полушария. Лишь в тропиках течения сильно меняются от сезона к сезону, поэтому карты для зимы приведены только для этой части земного шара.

Зимой и летом в тропической области в океанах господствуют экваториальные течения, направленные с востока. Там, где они отклоняются к северу или югу, они приобретают характер теплых течений, повышающих температуру воды в данной части океана. Таково Гвианское течение, доходящее до северо-восточных берегов Бразилии, имеющее скорость до 1,8 м/сек. и температуру до 28° , и более слабое Антильское течение, южнее Антильских островов.

Через пролив между Флоридой и Кубой из Мексиканского залива выходит мощное теплое течение Гольфстрим, с температурой выше 28° ; скорость его здесь доходит до 2,57 м/сек., а расход воды составляет около $9 \cdot 10^{10}$ м³/час. Сливаясь с Антильским течением, Гольфстрим пересекает затем Атлантический океан и направляется на северо-восток. Здесь, где его правильнее называть Атлантическим течением, оно значительно расширяется и скорость его уменьшается до 0,26—0,32 м/сек. Гольфстрим приносит огромное количество тепла к берегам северо-западной Европы, где оно имеет температуру летом $13-15^{\circ}$ и зимой 8° . Омывая берега Норвегии, оно проникает далее в Баренцево море до Шпицбергена и частично даже в Карское море. Как показал В. В. Шулейкин, количество тепла, приносимое в Карское море этим теплым течением, в девять раз больше, чем приносимое Обью и Енисеем. От Атлантического течения к берегам

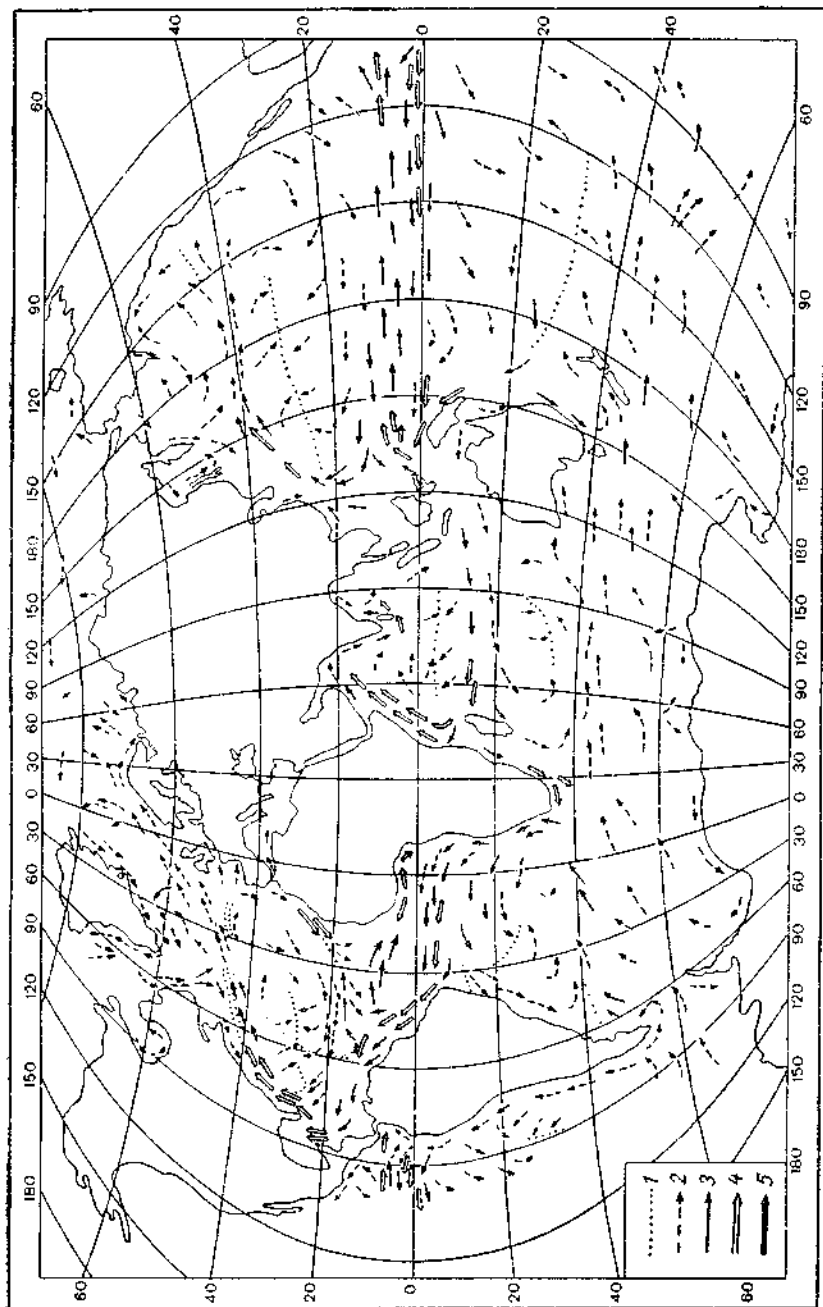


Рис. 57/а. Течения Мирового океана летом северного полушария.

1) зоны сходимости; 2 — скорость течения $< 0,5$ м/сек., 3) $0,5-1,0$ м/сек., 4) $1,0-1,5$ м/сек., 5) $> 1,5$ м/сек.

Португалии и далее на юг ответвляется Канарское течение, которое у западных берегов Африки является уже холодным течением. Оно замыкает круговорот вод северной части Атлантического океана, в центре которой находится так называемое Саргассово море.

Благодаря Атлантическому течению северо-западная Европа имеет более теплый климат по сравнению с любым другим местом земного шара на той же широте. На о. Скомвэр у берегов Норвегии (67° с. ш.) средняя температура воздуха в январе $+1^\circ$ и фиорды никогда не замерзают, в то время как в Усть-Цильме на Печоре, расположенной даже несколько южнее (65° с. ш.), средняя температура января равна -18° , а в Туруханске на Енисее -28° .

Большое холодное течение выходит из Баффина залива на юг и под названием Лабрадорского течения огибает с востока полуостров Лабрадор. Скорость его доходит до $0,78$ м/сек. Встречаясь с Гольфстримом почти под прямым углом, оно как более холодное ныряет под него. Огромные ледяные горы — айсберги, несомые Лабрадорским течением и погруженные нижней своей частью в холодное течение, медленно плывут поперек Гольфстрима, представляя большую опасность для судов, пересекающих здесь океан. Так, 3 апреля 1912 г. пароход «Титаник» водоизмещением в $46\,000$ т затонул тут при тихой погоде, столкнувшись с айсбергом. Холодное течение проникает на юг до 41° с. ш., образуя у берегов США так называемую холодную стену.

В Тихом океане северная ветвь экваториального течения, идущего на запад, близ Филиппинских островов поворачивает к северу и от острова Тайвань (Формоза) образует теплое, так называемое Японское течение, или

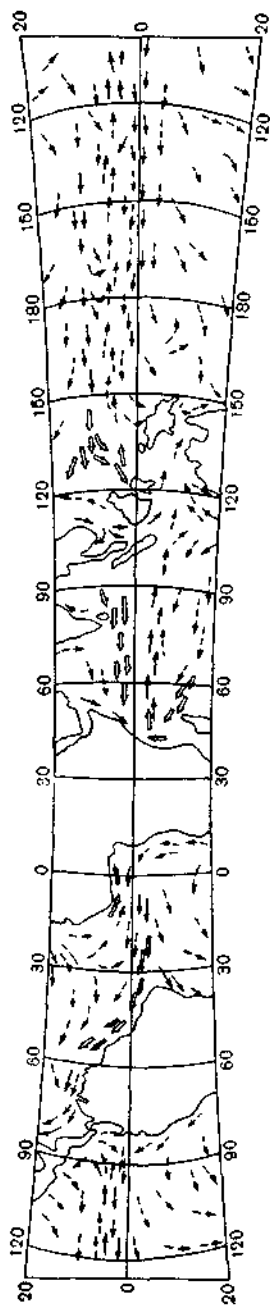


Рис. 576. Течения тропической зоны Мирового океана зимой северного полушария.
Усл. обозн. см. на рис. 57а. Составлено по «Физико-географическому атласу мира», 1964 г.

Куросио. Оно имеет здесь температуру до 28° , скорость его доходит иногда до 2,1 м/сек. Оно, однако, гораздо слабее Гольф-стрима. Омывая западные берега Японии, Куросио севернее 41° с. ш. значительно ослабевает и отклоняется прямо на восток. Достигнув берегов Северной Америки, это Северотихоокеанское течение разветвляется. На север уходит теплое Алеутское течение, влияние которого смягчает климат побережий Аляски и в особенности Алеутских островов. К югу идет холодное Кали-

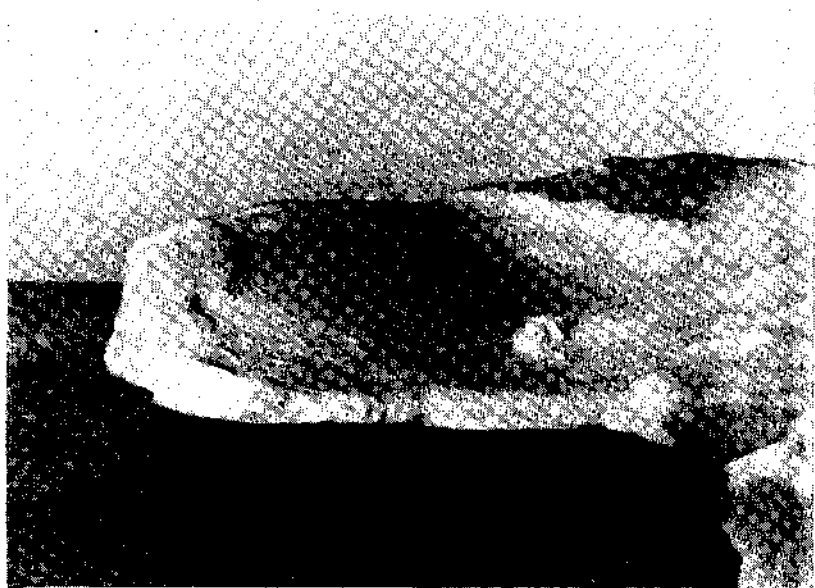


Рис. 58. Айсберги в Южном океане. Декабрь 1958 г. Фото А. М. Гусева.

форнийское течение, обуславливающее здесь частые туманы и холодное лето: так, в Сан-Франциско средняя июльская температура воздуха всего $14,7^{\circ}$, т. е. ниже, чем, например, в Архангельске ($15,3^{\circ}$).

В южной части Тихого океана надо отметить холодное Перуанское течение, идущее с юга вдоль берегов Южной Америки со скоростью 0,25—0,31 м/сек. Поскольку благодаря вращению Земли оно (как и все течения в южном полушарии) стремится отклониться влево, то между ним и берегом поднимаются холодные воды из глубины океана. Температура воды у о. Чилоэ (42° ю. ш.) равна 13° , и даже у Кальяо (12° ю. ш.) наблюдались температуры $13,6^{\circ}$, тогда как в открытом океане на этой широте вода имеет температуру $26—27^{\circ}$.

Надо заметить, что высокие горные хребты Анд преграждают путь воздушным потокам и поэтому влияние течений Тихого океана мало распространяется на материк Южной Америки.

У западных берегов Южной Африки имеется холодное Бенгуальское течение, во многом сходное с Перуанским. Оно имеет скорость около 0,4 м/сек. и также связано с подъемом глубинных вод; у берегов Африки температуры воды в нем достигают 13° и меньше. В Южном океане айсберги особенно мощны (рис. 58) и выносятся течениями иногда до 44° ю. ш.

§ 63. Общее распределение температуры воздуха на земном шаре

От прихода и расхода лучистого тепла, от теплообмена с подстилающей поверхностью и притока тепла, переносимого морскими и атмосферными течениями, зависит распределение температур воздуха на поверхности земного шара. Его можно представить наглядно при помощи карты изотерм — линий, соединяющих места с одинаковой средней (месячной или годовой) температурой (рис. 59 и 60).

Наибольшие различия температур наблюдаются зимой (в январе в северном полушарии, в июле — в южном).

а. Северное полушарие

В январе главный полюс холода наблюдается в Якутии, где значительное излучение снежного покрова при малой облачности и застой воздуха обуславливают средние температуры до -50° . Вторичный полюс холода находится над Гренландией. Восточные окраины материков зимой вообще очень холодны. Так, например, в Восточной Азии изотермы опускаются далеко на юг: на Дальнем Востоке изотерма -20° доходит до широты 47°, а в Канаде она доходит до 52° с. ш. Наоборот, западные берега материков сравнительно теплые главным образом благодаря притоку воздуха с очень теплого океана. Так, теплая зима в Западной Европе связана с влиянием Атлантического течения; благодаря ему изотерма января -20° отступает далеко на север, до 83° с. ш., и значительная часть Баренцева моря до самого Мурманска не замерзает. В Мурманске в это время теплее (-10°), чем в Москве (-11°).

Огромные горизонтальные градиенты температур создаются в это время у восточных побережий холодных материков, в особенности над Японским и Гренландским морями. Возникновению их способствует наличие теплых течений в океанах. Это — области особо резких смен погоды и сильных ветров. Южнее их ход изотерм становится более плавным, хотя материки по-прежнему несколько холоднее, чем океаны. Более теплыми

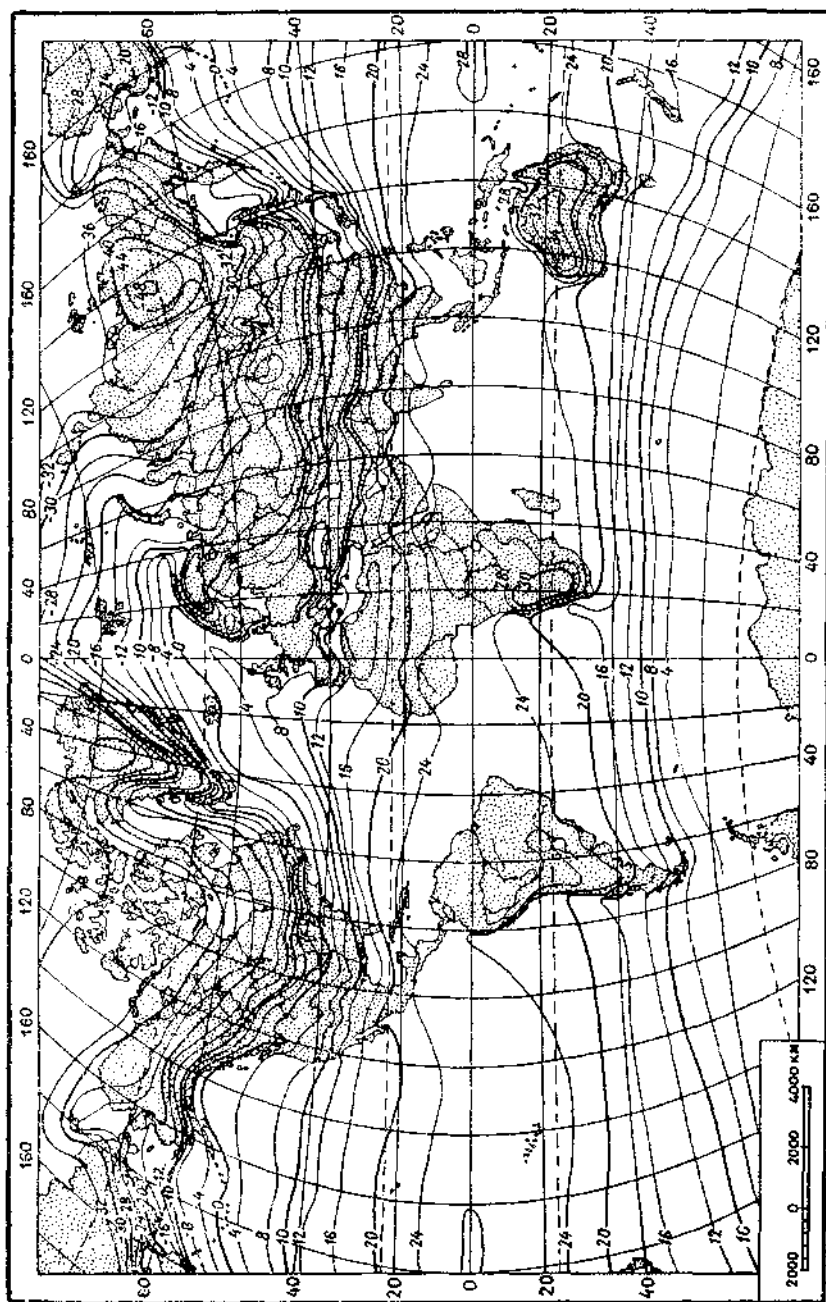


Рис. 59. Изотермы января на уровне моря. По Б. П. Алисову, О. А. Дроздову и Е. С. Рубинштейну.

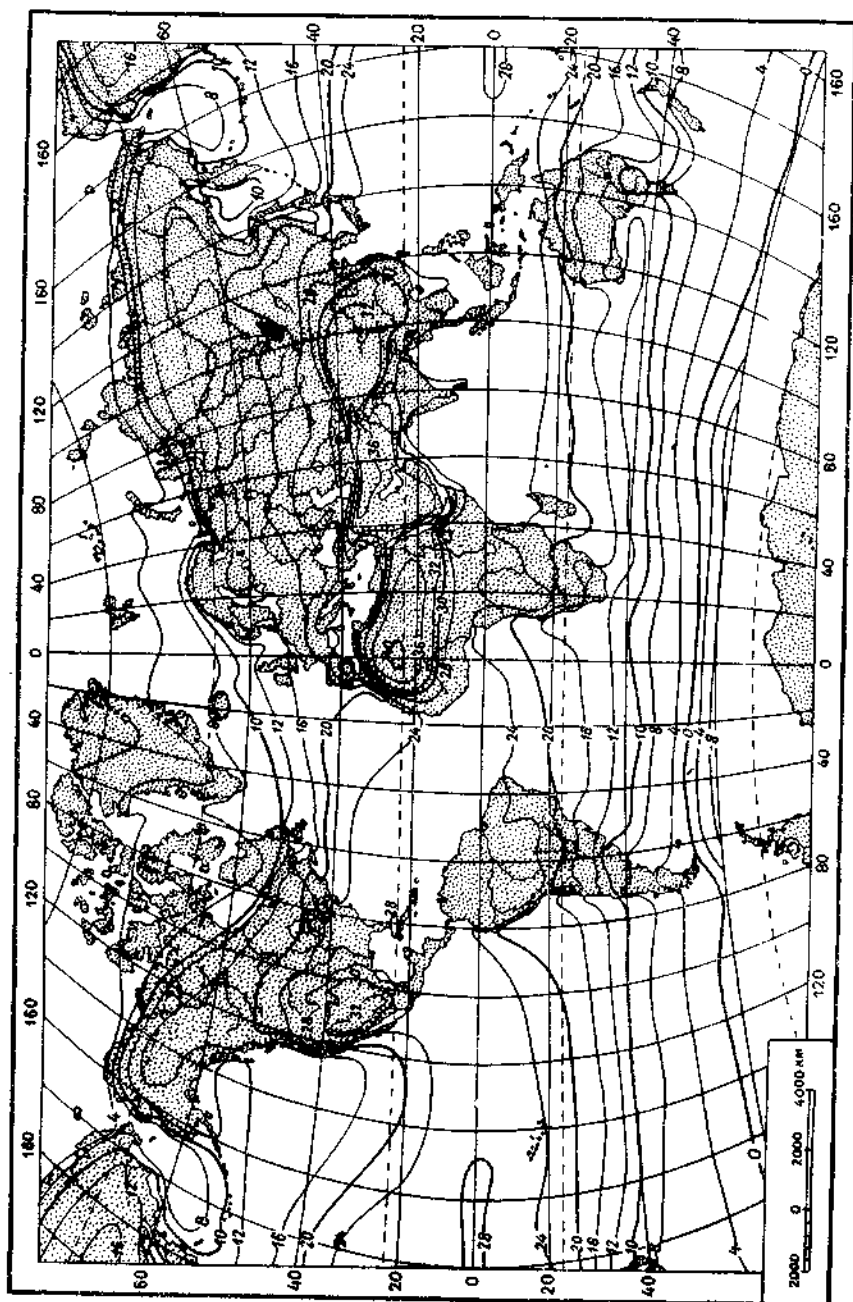


Рис. 60. Изотермы июля.

оказываются и области таких внутренних морей, как Черное или Средиземное. У западных берегов Африки и Северной Америки между 19 и 33° с. ш. под влиянием холодных течений изотермы несколько смещаются к югу. У экватора преобладают температуры 25—27° как на суше, так и на море, а в Тихом океане на о. Яп (9° с. ш.) средняя годовая температура достигает +28°. Таким образом, разность средних температур между полюсом холода и экватором составляет почти 80°.

Летом (в июле) в северном полушарии распределение температур гораздо проще. Лишь небольшая область в Арктике имеет средние температуры ниже 0°, и только северные окраины Азиатского и Американского материков имеют температуры ниже 10°. Севернее июльской изотермы 10° леса по большей части не растут. Материки в это время везде несколько теплее морей. Особенно холодными по сравнению с материком на той же широте оказываются Берингово и Охотское моря; низкие температуры господствуют в районе Баффинова и Гудзонова заливов в Северной Америке. В Восточной Сибири, где зима очень холодная, лето оказывается исключительно теплым. Изотерма 20° в Якутии поднимается до 60° с. ш. и сам Якутск ($t=19^\circ$) оказывается в это время теплее Парижа и Москвы. Области холодных морских течений у берегов Калифорнии и Северной Африки обрисовываются летом особенно отчетливо. Над материком появляется несколько полюсов тепла. В Сахаре на 25° с. ш. средние температуры достигают 40°, в Иране 36° (на уровне моря), в советском Таджикистане 32°. В долине Смерти в Южной Калифорнии средняя температура июля равна 33,9°, максимальная температура, как и в Африке, достигает 57°.

В Советском Союзе наиболее высокие температуры наблюдались в Репетеке (Туркменская ССР) 49,9° в 1944 г. и в Чаршанге 47,6° в 1955 г.

Исключительно жарким климатом отличается побережье Красного моря, где в Массауа средняя температура января 26°, июля 35° (в 1898 г. даже 38°) и где летом почти ежедневно температура поднимается выше 40°. Над океаном так же, как в областях влажных тропических лесов Африки и Южной Америки, заметно холоднее, и средняя температура там почти нигде не превышает 26—27°. Разница средних температур в северном полушарии летом, таким образом, едва достигает 40°.

6. Южное полушарие

Южное полушарие покрыто преимущественно океаном (до широты 70°), и поэтому распределение температур воздуха там гораздо однообразнее, чем в северном полушарии.

Зимой, в июле, изотермы над материками Австралии и Южной Африки несколько смещаются к экватору, т. е. материк в это время холоднее моря. Несравненно большее влияние хо-

лодных течений — Перуанского и Бенгуэльского. Так, на побережье Перу, в Моллендо (17° ю. ш.), средняя температура июля 15° , в Южной Африке, в Свакопмунде (22° ю. ш.), — 13° . Нигде больше на земном шаре в тропической области нет таких низких температур, как в этих двух районах.

Изотерма 0° проходит между 54 и 62° ю. ш. т. е. ближе к полюсу, чем зимой в северном полушарии. Однако сама Антарктида очень холодна. На ст. Восток (78° ю. ш., 3500 м над ур. м.) средняя годовая температура близка к -59° (см. § 56), зимой средние месячные температуры падают до -70° , а абсолютные минимумы — даже до -88° . Здесь наиболее холодный климат на нашей планете и самые низкие температуры на поверхности земли.

Летом (в январе) в южном полушарии формируются свои полюсы тепла — в Южной Африке, в пустыне Калахари, и в пустынях Центральной Австралии. В последней температуры (приведенные к уровню моря) достигают $33-34^\circ$ и каждый год наблюдаются температуры выше 45° . Зимой температура здесь падает до -5° , что свидетельствует о наиболее континентальном климате южного полушария, если не считать Антарктики.

В заключение приведем широтное распределение средних температур в северном и южном полушариях по данным Центрального института прогнозов за 1960 г. (табл. 46). Из этой таблицы видно, что в более континентальном северном полушарии различия между летней и зимней температурой больше, чем в южном. Средняя годовая температура в северном полушарии $15,2^\circ$, в южном $13,3^\circ$.

Средняя годовая температура воздуха на земном шаре $14,2^\circ$.

В северном полушарии минимум температуры отмечается в январе или феврале (тем раньше, чем континентальнее климат). Так, например, в Якутске кривая средних температур опускается ниже всего около 12 января, в Москве — около 22 января, в Ленинграде — около 25 января, в Варде (на Мурманском побережье) — 12 февраля.

В Норвегии в условиях морского климата так же, как на Оркнейских и Фарерских островах, наиболее холодный месяц — февраль, а в Арктике есть места, где март холоднее февраля.

Годовой максимум температуры запаздывает относительно времени летнего солнцестояния. Это запаздывание наименьшее в условиях континентального климата, где M , а следовательно, и φ [см. (54.13)] наименьшие. В Ташкенте максимум температуры наблюдается около 9 июля, в Москве — 23 июля, в Ленинграде — 3 августа, в Варде — 6 августа. Во многих районах северо-западной Европы наиболее теплым месяцем является август.

Между 14° с. ш. и 14° ю. ш. наблюдается двойной годовой ход солнечного излучения. В гл. VII уже упоминалось, что в

Средние температуры в северном и южном полушариях

Месяц	Широта, град.										Весь земной шар
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	
Северное полушарие											
Январь	26,7	26,2	22,2	15,0	5,4	-6,3	-14,8	-24,3	-29,2	33	9,0
Июль	26,2	27,5	28,0	27,4	23,2	16,7	13,4	7,6	+0,7	-2,0	22,4
Южное полушарие											
Январь	26,7	26,7	25,9	22,9	15,9	8,1	+1,9	-3,9	-10,8	-13,5	16,4
Июль	26,2	24,9	20,8	15,9	10,6	3,8	-2,9	-23,5	-39,5	-48	11,45

Годовой ход средних месячных температур в области муссонов

Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Бомбей (Индия)	23,6	23,8	25,6	27,8	29,2	28,0	26,4	26,3	26,3	27,1	26,3	24,7
Рангун (Бирма)	23,7	25,2	27,3	29,4	27,9	26,4	26,0	25,9	26,2	26,7	25,7	24,2

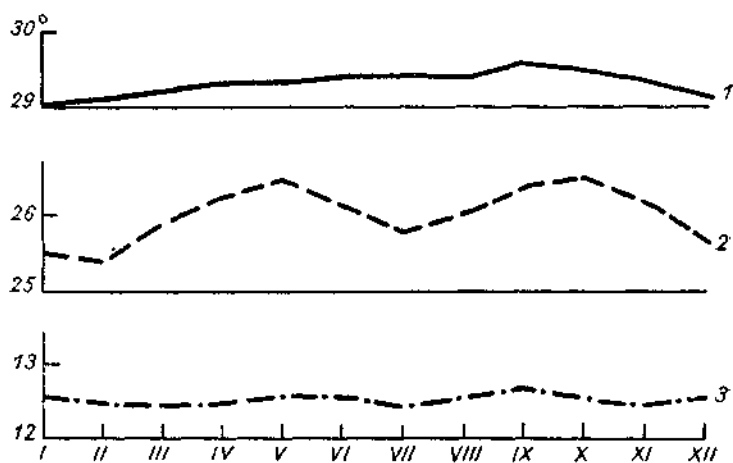


Рис. 61а. Годовой ход температуры.
1 — о-ва Молден, 2 — Джакарта, 3 — Киото.

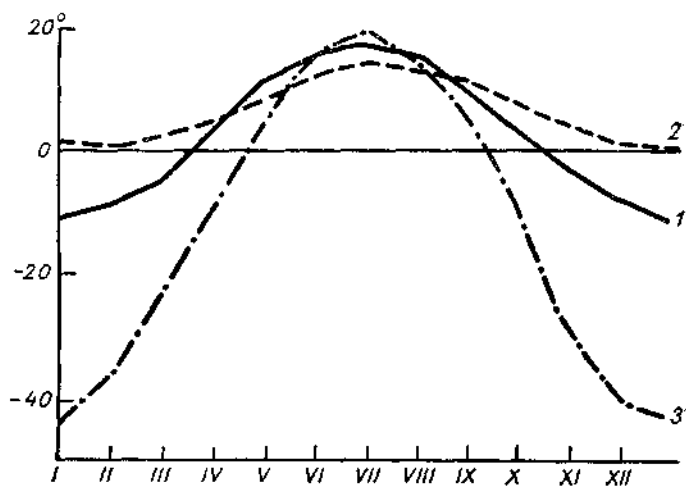


Рис. 61б. Годовой ход температуры.
1 — Москва, 2 — Берген (Норвегия), 3 — Якутск.

экваториальной области ход температуры также двойной (рис. 61а), максимумы ее наблюдаются несколько позднее равноденствий. Так, например, в Джакарте на о. Ява (6° ю. ш.) максимумы средней температуры ($26,5^{\circ}$) наблюдаются в октябре и в мае (кривая 2). В наиболее холодный месяц — февраль — температура там падает до $25,4^{\circ}$. Таким образом, амплитуда годового хода составляет всего $1,1^{\circ}$. Еще ровнее ход температуры на малых островах близ экватора; например, на островах Молден (кривая 1) амплитуда годового хода $0,6^{\circ}$. Даже в Африке, в верховьях Нила, в Монгалле (5° с. ш.) амплитуда составляет всего $3,6^{\circ}$.

Замечательно, что годовая амплитуда температуры, малая у экватора, мала и в высоких горах. Так, в Кито (Эквадор) на высоте 2850 м над ур. м. наиболее теплый месяц — сентябрь ($12,7^{\circ}$) и самый холодный — март ($12,5^{\circ}$) (кривая 3). Климат Кито справедливо назван «климатом вечного апреля».

С удалением от экватора годовая амплитуда быстро возрастает. Мы уже приводили некоторые примеры больших годовых амплитуд на материке. В Москве она достигает 29° (рис. 61б), в Троицко-Печорском, на крайнем северо-востоке Европы 35° , в Верхоянске 64° , в Форт-Юкон, на Аляске, 46° .

Особый ход температуры наблюдается в области муссонов в Южной Азии (о муссонах подробнее см. гл. XXII). Зима и весна там сухие и безоблачные; весной температура поднимается быстро, уже в апреле во многих местах Индии средняя температура выше 30° (в Нагпуре, например, $32,6^{\circ}$). Когда в конце апреля в Бирму и в конце мая или начале июня в Индию вторгается летний муссон, он приносит облака и дожди, и температура быстро понижается. Дождливое лето оказывается сравнительно холодным. Когда в сентябре или октябре приток морского воздуха ослабевает, температура снова несколько повышается (табл. 47).

§ 64. Непериодические колебания температуры

До сих пор мы рассматривали главным образом ход средних многолетних температур воздуха. В отдельные годы, в отдельные дни возможны очень большие непериодические, можно сказать, неправильные колебания температуры, связанные с различными воздушными течениями, с вторжением теплых и холодных масс воздуха. Изучение причин и механизма таких колебаний составляет предмет особого раздела физики атмосферы — динамической метеорологии. Здесь мы приведем только несколько примеров непериодических колебаний температуры.

Очень резкие изменения погоды, и в частности температуры, происходят при вторжении холодного воздуха из Арктики. Так,

например, между 5 и 8 января 1950 г. в области антициклона на Крайнем Севере Европейской территории Союза образовался мощный и широкий поток восточных и северо-восточных ветров. В области формирования их, в приполярном Урале, 8 и 9 января температуры доходили до -48° . В результате 8 января почти на всю Европейскую территорию СССР до Кременчуга и Камышина распространился холодный воздух с температурами до -30° . В Москве 10 января температура упала до -38° . 9 января по югу Украины и по районам нижнего течения Волги прошел глубокий циклон. За ним (в его тылу) началось бурное вторжение холодного воздуха с Европейской территории дальше на юг — на Северный Кавказ. Холодные ветры при этом достигли, например, в Керчи более 20 м/сек. Утром 11 января температура упала в Целине до -35° , в Мелитополе до -32° , в Туапсе до -19° . Следующий день был еще холоднее; температуры понизились в Белореченске до -36° , в Ростове до -32° , в Сочи до -16° , т. е. до значений, совершенно исключительных для этих мест. На значительной части Черноморского побережья Кавказа наблюдались морозы до -18° , вызвавшие гибель многих теплолюбивых растений, например эвкалиптов.

На пример еще более резкого изменения температур указывает С. П. Хромов: в течение одних суток 27—29 декабря 1932 г. в Казани вторжение арктического воздуха вызвало понижение температуры от 0 до -40° .

Менее резкие непериодические изменения ее, имеющие характер случайных, происходят весьма часто, можно сказать, ежедневно. Они являются правилом, а не исключением, типичным, а не особым явлением. Нужны некоторые статистические методы, например вычисление средних, чтобы выделить из них годовой и суточный ход, выяснить зависимость температуры от других факторов и т. д.

Таким образом, все те средние температуры, которыми мы уже пользовались, описывают лишь общий ход явлений, некоторые его закономерности. В них затушеваны кратковременные как малые, так и большие изменения температуры, не связанные с ее суточным или годовым ходом.

§ 65. Влияние растительности на температуру воздуха

Температура воздуха может существенно зависеть от растительности, ее высоты, густоты, сезонного развития и пр. Влияние растительности осуществляется несколькими различными путями. О малых значениях альбеда леса, т. е. о большом поглощении радиации Солнца, мы уже говорили в § 46.

Если растительный покров плотный и сомкнутый, то его поверхность, например верхушки густого леса, играют роль деятельной поверхности. Листья и хвоя нагреваются солнцем

сильнее, чем циркулирующий между ними воздух, на 2—4°, а по наблюдениям Рашке в Индии — даже на 12°. По данным А. А. Скворцова [121], в Ташкенте температура листьев люцерны на высоте 24—42 см над поверхностью почвы днем на 2,2—2,4° выше температуры окружающего воздуха. В молодом еловом лесу высотой 5 м близ Мюнхена, по наблюдениям Баумгартнера летом (1952 г.), у верхушек деревьев днем температура повышалась до 31°, а ночью опускалась до 12° (амплитуда 19°) и средняя температура равнялась 21,6°, в то время как у поверхности земли средняя температура была всего 18,3°, а амплитуда — всего 14° [185]. Наиболее длительные сравнения температуры в лесу и на близлежащей поляне выполнил А. П. Тольский в старом (100 лет) Бузулукском бору, лишенном подлеска. Наблюдения велись на высоте 3,5 м над почвой. Зимой температуры в лесу и на поляне были почти одинаковы, летом в лесу было на 0,5° холоднее. Днем в лесу холоднее на 0,8—0,9°, а в ясные летние ночи лес был теплее поляны иногда на 4—5°. Таким образом, лес заметно сглаживает годовые и особенно суточные колебания температуры.

Испарение воды растениями способно очень значительно понижать температуру воздуха. С этой точки зрения большой интерес представляют наблюдения в оазисах среди пустыни, где почти всегда имеется искусственное орошение.

Сравнивая климат оазиса и окружающей пустыни, можно представить себе, какое значение для климата имеет деятельность человека — орошение, возделывание земли, разведение садов и т. д.

В табл. 48 приведены средние температуры воздуха в Средней Азии (около 42° с. ш.) при разном характере растительности, по С. А. Сапожниковой [116].

Более низкие температуры оазисов летом связаны, видимо, с большим расходом тепла на испарение. Игрет роль также и увеличение коэффициента теплоусвоения почвы $\sqrt{\lambda \rho C}$, в связи с чем уменьшаются годовые колебания температуры почвы (т. е. понижается температура летом) и теплоотдача в воздух (см. рис. 56). Температурные различия между оазисом и пустыней могут сохраняться потому, что растительность ослабляет горизонтальный воздухообмен между ними. С. А. Сапожникова показала также, что дневные температуры в оазисах понижены сильнее, чем ночные, т. е. что суточные колебания температуры в оазисе тоже уменьшены.

Оазисы возникли в результате стихийной деятельности. При плановом же орошении больших областей, систематической посадке садов, уплотнении рыхлой почвы пустынь, искусственном изменении альбедо почвы и пр. все описанные изменения климата будут еще большими.

Средние месячные температуры воздуха в Средней Азии при разном характере растительности

Характер растительности	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
Пустыня	13,8°	21,8°	27,0°	30,0°	27,7°	20,8°	12,6°	4,4°
Небольшие оазисы шириной до 3 км . . .	13,8	21,3	25,4	27,6	25,2	19,1	11,2	4,0
Большие, обильно орошаемые оазисы . .	13,2	20,7	24,8	26,9	24,9	18,5	10,9	3,6
Заболоченные участки	12,5	19,6	23,6	26,3	24,5	18,3	10,3	3,4
Острова и побережье Аральского моря . .	10,2	18,4	24,2	27,5	26,5	21,3	13,2	6,6
Разность температур «пустыня — большие оазисы»	+0,6	+1,1	+2,2	+3,1	+2,8	+2,3	+1,7	+0,8

§ 66. Заморозки

Большое практическое значение имеет вопрос о заморозках. Заморозком (иногда утренником) называется понижение температуры воздуха ниже 0° ночью или утром, в весеннее или осеннее время, когда средняя суточная температура выше 0° . Заморозок может наступить или на стандартной высоте, на которой ведутся метеорологические наблюдения (2 м над почвой), или в приземном слое воздуха, который ночью почти всегда холоднее, чем воздух на высоте 2 м, и в котором, следовательно, заморозки чаще и сильнее. Как уже отмечалось, температура листьев растений может быть ниже, чем температура воздуха.

Заморозки наносят большой вред многим культурным растениям. В умеренной зоне от них страдают фруктовые деревья, всходы овощей, сахарной свеклы и пр., а в субтропической — цитрусовые (например, мандариновые деревья не переносят температуры ниже -10° , лимонные — ниже -7°) и хлопчатник. Осенний заморозок прекращает развитие растений хлопчатника и созревание коробочек и уменьшает урожай хлопка. Весной температура -1° может быть губительной для всходов бахчевых культур, риса, хлопчатника, а температура -3° — для всходов проса и кукурузы.

Осенью взрослые растения еще чувствительнее к заморозкам, и температура -4° опасна не только для пшеницы и овса, но и для самого неприхотливого злака — ячменя. В табл. 49 приведены средние даты последнего (весной) и первого (осенью) заморозков.

Таблица 49

Средние даты первого и последнего заморозков

Пункт	Дата заморозка		Пункт	Дата заморозка	
	первого	последнего		первого	последнего
Нарьян-Мар	17 IX	16 VI	Братск	8 IX	7 VI
Петрокрепость	2 X	11 V	Казалинск	12 X	18 IV
Луганск	29 IX	28 IV	Ташкент	21 X	30 III
Одесса	5 XI	5 IV	Батуми	30 XII	25 II
Свердловск	17 IX	29 V	Владивосток	23 X	20 IV

Для прогноза заморозков имеется несколько эмпирических формул и теоретических методов. Рассматривая эти последние, нужно помнить, что в течение ночи эффективное излучение $R = (1 - b')\sigma T^4 - E_a$ почти постоянно, а величина W , зависящая, согласно (54.2), от $\cos \omega t$, в действительности равна ночью нулю,

т. е. изображение хода радиации и температуры тогда в виде участков косинусоид неточно и даже лишено смысла. Поэтому T для ночных часов следует рассчитывать, задав распределение температур в почве в момент захода Солнца ($t=0$) $T=T(z)$ и полагая, что на поверхности почвы $z=0$ излучение компенсируется притоком тепла из почвы $R=\lambda \frac{\partial T}{\partial z}$. Обозначая $\frac{\partial T}{\partial z}=s$, мы должны решать уравнение

$$\frac{\partial s}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} \quad (66.1)$$

с краевыми условиями: $s = \frac{R}{\lambda} = s_2$ при $z=0$ и $s=s_1$ (постоянный градиент температуры в поверхностном слое почвы) в момент $t=0$ ¹. Решение, аналогичное, например, (18.6), будет иметь вид

$$s = s_2 + (s_1 - s_2) \psi\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}}\right), \quad (66.2)$$

а температура поверхности почвы выразится через

$$\begin{aligned} T(0) &= \int_0^z s dz \Big|_{z=0} = T_0 - (s_1 + s_2) \frac{2a\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} = \\ &= T_0 + \left[\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{t=0} - \frac{R}{\lambda} \right] \frac{2a\sqrt{t}}{\pi} = T_0 - \beta \sqrt{t}. \end{aligned} \quad (66.2')$$

Таким образом, понижение температуры пропорционально $\sqrt{t}$. При $s_1=0$ выражение (66.2') переходит в так называемую формулу Брента.

В (66.2') легко учесть с помощью (50.16) и (50.2) влажность атмосферы и облачность, определяющие эффективное излучение R . В то же время неучет теплообмена с воздухом приводит к слишком низким прогнозируемым температурам T . Следует помнить и о влиянии рельефа. В долинах, куда ночью стекает более холодный воздух, может быть почти на 2° холоднее, чем на ровном месте, а в замкнутых котловинах — даже на 4° . Наоборот, на возвышенностях (так же, как и в городах) заморозки всегда ослаблены. Весной они там кончаются примерно на 10 дней ранее (в городах даже на 14—15 дней) и осенью начинаются соответственно позднее [11].

¹ Практически, нужно знать градиент температуры в слое почвы толщиной 30—35 см.

Глава XI

ЛУЧИСТЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС В АТМОСФЕРЕ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В ФУНКЦИИ ВЫСОТЫ

В этой главе мы рассмотрим приближенную теорию лучистого и теплового баланса в атмосфере.

Составляя уравнения теплового баланса, кроме коротковолнового излучения Солнца и длинноволнового излучения земной поверхности и атмосферы, надо учесть также поток тепла за счет атмосферной турбулентности. Для простоты мы пока пренебрежем адвекцией тепла, т. е. переносом тепла потоком ветра вдоль земной поверхности.

§ 67. Теоретическая схема исследования лучистого баланса

Рассмотрим [69] горизонтальный слой атмосферы толщиной dz . Этот слой поглощает некоторое количество лучистой энергии Солнца. Для коротковолнового излучения на 1 см^2 слоя в 1 сек. при отвесном падении лучей количество поглощенной энергии равно

$$dW = \alpha'' \rho W dz,$$

где $W = W(z)$ — поток излучения на высоте z , α'' — коэффициент поглощения коротковолнового излучения на единицу массы поглощающего вещества, ρ — плотность последнего.

Если лучи Солнца падают не отвесно, а под углом Z к вертикали, то длина пути их в слое равна не dz , а $\sec Z dz$. Мы учтем это, полагая $\alpha' = \alpha'' \sec Z$. Таким образом, с учетом угла падения лучей

$$dW = \alpha' \rho W dz. \quad (67.1)$$

Очевидно, что поток W убывает вниз, т. е.

$$\frac{dW}{dz} > 0.$$

Рассмотрим поток длинноволнового излучения атмосферы, идущий сверху. Обозначим его через $A(z)$. Из этого потока в слое dz поглотится $(dA)' = \alpha \rho A dz$, где α — коэффициент поглощения длинноволнового излучения.

На нижней границе слоя dz к потоку A присоединяется излучение самого слоя. Поток этого излучения, имея в виду уже

известное нам соотношение между процессами поглощения и излучения, выразим в виде

$$dE = -\alpha_p f E dz, \quad (67.1a)$$

где $E = \sigma T^4$ и коэффициент $f < 1$ введен для того, чтобы учесть, что в данной области спектра атмосфера излучает меньше, чем абсолютно черное тело (как «серое» тело). Знак минус в (67.1a) означает, что A увеличивается вниз на dE . В результате

$$\frac{dA}{dz} = \alpha_p (A - fE). \quad (67.2)$$

Навстречу A снизу направлен поток длинноволнового излучения земли и атмосферы, который мы обозначим через $B(z)$. Слой dz поглощает из него

$$(dB)' = -\alpha_p B dz,$$

а на верхней границе слоя к потоку B присоединяется излучение самого слоя

$$dE = \alpha_p f E dz,$$

так что окончательно

$$\frac{dB}{dz} = \alpha_p (fE - B). \quad (67.3)$$

Собирая в предыдущих выражениях члены, характеризующие поглощение тепла в слое dz , находим полный приток тепла к слою

$$dQ = \alpha_p [A + B - 2fE + \beta W] dz + \frac{d}{dz} \left(\lambda \frac{dT}{dz} \right) dz, \quad (67.4)$$

где $\beta = \frac{\alpha'}{\alpha}$; λ — коэффициент турбулентной теплопроводности и член $\frac{d}{dz} \left(\lambda \frac{dT}{dz} \right)$ характеризует изменение теплосодержания в слое за счет турбулентности¹.

Рассмотрим установившееся состояние температуры и излучения во всем столбе атмосферы, т. е. положим²

$$dQ = 0. \quad (67.5)$$

Уравнения (67.1), (67.2), (67.3) и (67.4) образуют теперь систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными функциями z , а именно A , B , W и E (или T).

¹ Точнее было бы $\lambda \frac{dT}{dz}$ заменить на $\lambda \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right)$, как в (60.2').

² Решение для случая, когда A , B , W , E и Q — функции времени (периодические) получено Миланковичем.

Пусть приток тепла у верхней границы атмосферы на 1 см^2 горизонтальной поверхности ($z=\infty$) на данной широте равен W_∞ и пусть обратно отражается bW_∞ , где b — альбе́до поверхности земли для коротковолнового излучения. Тогда при $z=\infty$

$$W = W_\infty(1 - b) = W_0.$$

Очевидно, при условии теплового равновесия столба атмосферы при $z=\infty$ $B=W_0$. Кроме того, ясно, что при $z=\infty$ $A=0$ и что у границы атмосферы надо считать $\lambda=0$. В таком виде задача о тепловом балансе атмосферы была поставлена в 1943 г. И. А. Кибелем. Краевые условия на поверхности земли $z=0$ он поставил в виде

$$\lambda \frac{dT}{dz} + A + W - B = 0, \quad (67.6)$$

т. е. полагал, что существует равновесие между приходом и расходом тепла на поверхности земли, и считал, что расход на нагревание почвы в среднем равен нулю. Кроме того, он предположил, что излучение почвы может отличаться от излучения черного тела, т. е. при $z=0$

$$B = (1 - b')\sigma T^4,$$

где b' — альбе́до почвы для длинноволнового излучения.

Можно считать в первом приближении, что главным поглощающим и излучающим веществом в пределах нижнего слоя атмосферы толщиной около 20 км является водяной пар. Положим в связи с этим, что в наших уравнениях ρ есть парциальная плотность водяного пара.

В частности, можно считать, что упругость водяного пара e убывает согласно эмпирической формуле Ганна (21.2)

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{h}{6.3}}, \quad (67.7)$$

где h — высота в километрах и e_0 — упругость водяного пара у поверхности земли. С помощью (67.7) легко вычислить и плотность пара

$$\rho_p = 0,622 \frac{e}{R_g T}. \quad (67.8)$$

Поскольку давление воздуха убывает с высотой по закону

$$p = p_0 \cdot 10^{-\frac{h}{18,4(1+at)}}, \quad (67,8')$$

то легко видеть, что упругость водяного пара убывает с высотой гораздо быстрее, чем давление воздуха.

Введем новую независимую переменную

$$\tau = \int_z^{\infty} \alpha p dz \quad (67.9)$$

— оптическую толщину, соответствующую высоте z . При $z = \infty$, очевидно, $\tau = 0$; при $z = 0$ τ принимает некоторое значение τ^* . Введем также новые зависящие безразмерные переменные a , y , ε согласно равенствам:

$$B + A = W_0 a; \quad B - A = W_0 y; \quad fE = W_0 \varepsilon.$$

Из (67.1), (67.2) и (67.3) получим систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} W &= W_0 e^{-\beta \tau}, \\ \frac{da}{d\tau} &= y, \\ \frac{dy}{d\tau} &= a - 2\varepsilon, \end{aligned} \right\} \quad (67.10)$$

при условии, что когда $\tau = 0$

$$a = 1, \quad y = 1. \quad (67.11)$$

Уравнение (67.5) теперь преобразуется таким образом:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\lambda \alpha p \frac{dT}{d\tau} \right) + W_0 (a - 2\varepsilon + \beta e^{-\beta \tau}) = 0.$$

Интегрирование его по τ с учетом (67.11) дает

$$\lambda \alpha p \frac{dT}{d\tau} + W_0 (y - e^{-\beta \tau}) = 0. \quad (67.12)$$

В простейшем случае, если турбулентности в атмосфере нет и, следовательно, везде $\lambda = 0$:

$$y = e^{-\beta \tau}, \quad a = 1 + \frac{1}{\beta} (1 - e^{-\beta \tau})$$

и, окончательно, учитывая (47.1)

$$\begin{aligned} \pi T^4 &= \frac{W_0}{f} \varepsilon = \frac{W_0}{2f} (a + \beta e^{-\beta \tau}) = \\ &= \frac{W_0}{2f} \left\{ 1 + \frac{1}{\beta} - \left(\frac{1}{\beta} - \beta \right) e^{-\beta \tau} \right\}. \end{aligned} \quad (67.13)$$

Из (67.13) следует, что в состоянии лучистого равновесия температура зависит от отношения $\beta = \frac{\alpha'}{\alpha}$ и от оптической

толщины τ . Поскольку $\beta < 1$, температура убывает вверх с уменьшением τ и достигает при $\tau=0$ предела

$$T_{\infty} = \sqrt[4]{\frac{W_0}{2f\sigma}} (1 + \beta). \quad (67.13')$$

На рис. 62 изображен, согласно (67.13), пример вертикального распределения W , A , B и температуры T при $\beta=0.2$;

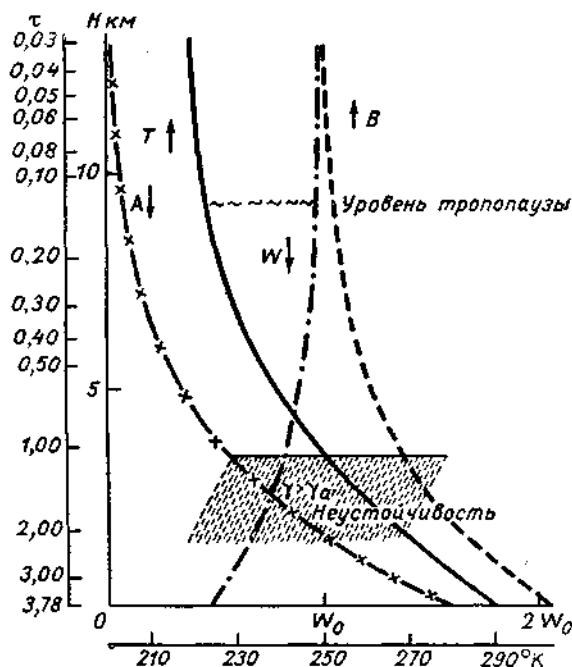


Рис. 62. Теоретическое распределение температуры T и величин W , A и B в атмосфере при лучистом равновесии в функции высоты H и оптической толщины τ при $\beta=0.2$.

$T_{\infty}=218^{\circ}\text{K}$; $\alpha p_0=1,321 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. У поверхности земли при этом $T^*=288^{\circ}\text{K}$, $\tau^*=3,78$. Близ земли градиент температуры при этом велик, $11,6^{\circ}/\text{км}$, т. е. сверхадиабатический (и благоприятен для развития турбулентности). Вверх он быстро уменьшается и на $z_T=9,06 \text{ км}$ достигает значения $\left(-\frac{dT}{dz}\right)=0,2^{\circ}/100 \text{ м}$.

Высоту, на которой $\left(-\frac{dT}{dz}\right)=0,2^{\circ}/100 \text{ м}$, принято считать началом слоя тропопавзы. Еще выше находится почти изотермиче-

ский слой, т. е. стратосфера. Рост β уменьшает градиент температуры и увеличивает устойчивость атмосферы близ земли. Это соответствует, например, осеннему дню, когда Солнце низко над горизонтом и $\sec Z$ велик.

Таким образом, изложенная теория лучистого равновесия объясняет как общие черты распределения температуры в тропосфере и стратосфере, так и существование границы между ними — тропопаузы.

На рис. 62 также представлен графически в зависимости от β ход величин:

$$\begin{aligned} A &= \frac{W_0}{2} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) (1 - e^{-\beta\tau}), \\ B &= \frac{W_0}{2} \left[1 + \frac{1}{\beta} + \left(1 - \frac{1}{\beta} \right) e^{-\beta\tau} \right], \\ W &= W_0 e^{-\beta\tau}. \end{aligned}$$

Отметим здесь же важную особенность распределения температуры близ поверхности почвы. Обозначим температуру поверхности почвы через T_n и ее излучение через E_n (будем считать почву черной). Лучистое равновесие поверхности почвы наступит, если

$$E_n = (A + W)_{z=0}.$$

Условие лучистого равновесия воздуха при $z=0$ требует, чтобы, согласно (67.4) и (67.5), при $\lambda=0$ и $f=1$

$$2E_0 = A + E_n + \beta W = 2A + (1 + \beta)W$$

и, следовательно,

$$2(E_n - E_0) = 2W - (1 + \beta)W = W(1 - \beta).$$

Это значит, что существует разрыв температуры между более теплой почвой и более холодным воздухом. Опыт показывает, что действительно (см. § 56) в среднем почва теплее на $1-2^\circ$, чем воздух на некоторой высоте над ней.

Сохраняя член $\lambda \alpha \rho \frac{dT}{d\tau}$, описывающий турбулентный перенос тепла в (67.12), учитывая (67.10), как это сделал И. А. Кибель, легко получить, что

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{d\tau^2} &= y - 2 \frac{d\epsilon}{d\tau} = y - \frac{2f}{W_0} 4\sigma T^3 \frac{dT}{d\tau} = \\ &= y + \frac{2f}{W_0} 4\sigma T^3 \frac{W_0}{\lambda \alpha \rho} (y - e^{-\beta\tau}) = \\ &= y \left(1 + \frac{8f\sigma T^3}{\lambda \alpha \rho} \right) - \frac{8f\sigma T^3}{\lambda \alpha \rho} e^{-\beta\tau}. \end{aligned} \quad (67.14)$$

Краевое условие $B = (1 - b') \sigma T^4$ для $\tau = \tau^*$ ($z = 0$) напишется так:

$$B(\tau^*) = (1 - b') E(\tau^*)$$

или

$$\frac{W_0}{2} (a + y) = \frac{(1 - b') W_0 \epsilon}{f} = \frac{1 - b'}{2f} W_0 \left(a - \frac{dy}{d\tau} \right)$$

и, поскольку $a = 1 + \int_0^{\tau} y d\tau$, получим, что при $\tau = \tau^*$ должно быть

$$\left(\frac{1 - b'}{f} - 1 \right) \left(1 + \int_0^{\tau^*} y d\tau \right) = y + \frac{1 - b'}{f} \frac{dy}{d\tau}. \quad (67.15)$$

И. А. Кибель предположил, что в (67.14) можно принять

$$1 + \frac{8\sigma f T^3}{\lambda \tau \rho} = m^2 = \text{const}, \quad (67.16)$$

так как λ , ρ и T уменьшаются с высотой. Тогда (67.14) перепишется в виде

$$y'' - m^2 y + (m^2 - 1) e^{-\beta \tau} = 0.$$

Решение его имеет вид¹

$$y = c_1 e^{m\tau} + c_2 e^{-m\tau} + \frac{m^2 - 1}{m^2 - \beta^2} e^{-\beta \tau}, \quad (67.17)$$

где постоянные c_1 и c_2 определяются из краевых условий (67.11) и (67.15) и довольно сложным образом выражаются через m и β . Из (67.10) и (67.17) можно определить ϵ , а следовательно, и T как функции от τ , т. е. как функции от z . Такой расчет при $m = 1,75$; $\frac{1 - b'}{f} = 1,15$; $W = 0,138$ кал/см²·мин. (что соответствует среднему альбедо 0,7) дает температуры, удовлетворительно совпадающие с наблюдаемыми средними температурами на широте 42° (табл. 50).

Таблица 50

	Высота, км											
	0,3	1,0	2	3	4	5	6	8	10	11	12	13
$T_{\text{вычисл}}$	8	9	4	0	-6	-13	-20	-34	-45	-49	-52	-53
$T_{\text{набл}}$	8	9	5	0	-6	-12	-20	-34	-47	-52	-56	-56

¹ С учетом примечания на стр. 201 (см. сноску 1) в формуле (67.17) нужно увеличить y на постоянную величину $\frac{m^2 - 1}{m^2 W_0} \gamma_a \lambda$.

Таким образом, учет явления турбулентности позволяет в принципе объяснить как распределение температур в тропосфере, так и наблюдаемый в атмосфере градиент температуры, меньший, чем обусловленный «чистым» лучистым равновесием.

Заметим, что югославский физик М. Миланкович [98] использовал (67.13), чтобы рассчитать средние температуры на различных широтах по табл. 17. Полагая $\alpha_0 = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$; $b = 0,35$; $b' = 0$; $f = 1$ и подбирая α' таким образом, чтобы учесть средний (за год) угол падения солнечных лучей, он рассчитал теоретические средние годовые температуры на уровне моря. Он назвал их солярными температурами $T_{\text{сол}}$ (табл. 51).

Таблица 51

φ°	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$T_{\text{сол}}^\circ$	34,2	33,0	29,6	23,6	15,1	3,7	-9,7	-23,0	-30,9	-33,7

Сравнивая $T_{\text{сол}}$ с наблюдаемыми (см. табл. 46), обнаруживаем замечательный факт: в поясах между 43° с. ш. и 46° ю. ш. солярные температуры выше наблюдаемых (на экваторе — на 8°), а в более высоких широтах $T_{\text{сол}}$ ниже действительных. Таким образом, климаты на земном шаре распределены более ровно, чем это следовало бы из распределения солнечного тепла. Нет сомнения, что такое выравнивание происходит благодаря воздушным и морским течениям и макротурбулентности (см. гл. XXII), повышающим температуру в околополярных областях и понижающим — в экваториальных.

Значительно труднее объяснить расхождение между вычисленными и наблюдаемыми температурами в стратосфере. Из (67.13') следует, что экваториальная стратосфера должна быть теплее полярной пропорционально $\sqrt[4]{W_0}$, в то время как, например, над Джакартой на высоте 17 км средняя температура равна -83° , а над северным полюсом — около -55° . Правда, повышение температуры к полюсу с ростом $\sec Z$ и увеличение долготы дня на высотах вызывают там и возрастание T_{∞} , но эти факторы вряд ли может преодолеть эффект общего уменьшения W_0 к полюсу.

Чтобы объяснить точнее наблюдаемую кривую распределения температуры в стратосфере (см. рис. 65), Миланкович предложил учитывать наравне с водяным паром, еще и поглощение углекислым газом CO_2 . Поскольку концентрация CO_2 в тропосфере и стратосфере почти постоянна, его парциальная плотность убывает вверх пропорционально плотности воздуха, т. е. согласно (67.8') медленнее, чем плотность водяного пара. Поэтому в стратосфере роль CO_2 в лучистом теплообмене становится сравнимой с ролью H_2O . Миланковичу удалось получить аналитическое решение, аналогичное (67.13), для такой

двухкомпонентной атмосферы, в которой (см. кривую III на рис. 65) температура над тропопаузой снова несколько повышается вверх и тропопауза становится несколько более «острой».

В реальной атмосфере радиационный баланс определяется не только парами H_2O и CO_2 , но и примесью озона (см. § 12), весьма изменчивой и в общем увеличивающейся от экватора к полюсу. Задача о таком радиационном равновесии может

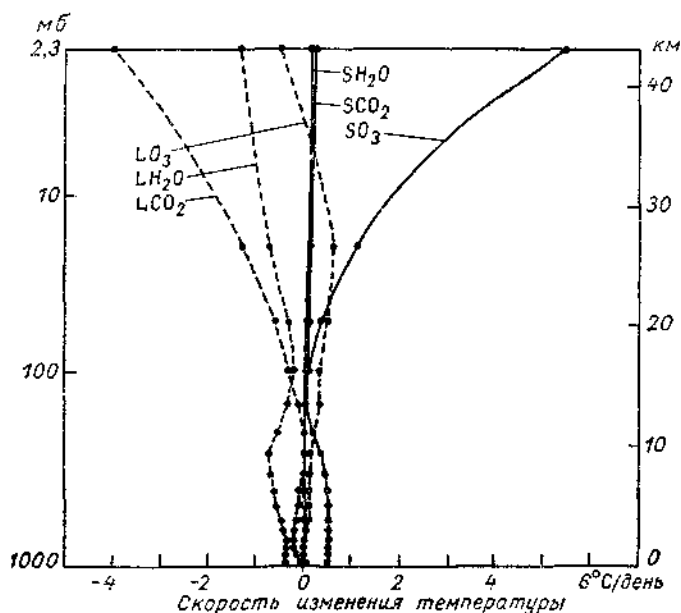


Рис. 63. Скорость охлаждения (или нагревания) в атмосфере, содержащей H_2O , CO_2 , либо O_3 ; L — изменение температуры, вызванное поглощением и излучением длинноволновой радиации, S — поглощением солнечной радиации.

быть решена уже не аналитическим, а численным методом, с учетом характерного для данной широты и сезона вертикального распределения озона. Пример такого решения отдельно для атмосферы, содержащей пар H_2O , $H_2O + CO_2$ и $H_2O + CO_2 + C_3$, приведен на рис. 4 и 63, заимствованных у Манабе и Штриклера [208]. Из рис. 4 прежде всего ясно, какое большое значение имеет примесь CO_2 , повышающего температуру стратосферы примерно на 20° , но еще важнее примесь озона, повышающего в рассматриваемом случае радиационную температуру на уровне 100 мб (около 16 км) на 60° и на уровне 10 мб (около 31 км) на 90° . Замечательно, что примесь озона объясняет также и форму кривой температуры с ее резким провалом близ тропо-

паузы и небольшой по мощности, но интенсивной инверсией над тропопаузой.

Значение отдельных составляющих радиационного баланса также можно видеть из рис. 63, на котором представлено изменение температуры в град/день, создаваемое всеми тремя компонентами баланса при наличии только длинноволнового излучения (кривые со значком L), обусловленного излучением поверхности земли при постоянной температуре, либо только прямой солнечной радиации (кривые S). Здесь ясна роль озона, нагревающего атмосферу, благодаря поглощению им длинноволновой радиации (до высоты 35 км). Поглощение солнечного тепла H_2O и CO_2 в стратосфере ничтожно, а излучение их, наоборот, играет большую роль, в особенности излучение CO_2 . Очевидно, чем влажнее верхняя стратосфера (см. § 21—22), тем она должна быть холоднее.

Эффекты турбулентности в тропосфере Манабе и Штриклер учли упрощенным образом. Они приняли, что влияние конвекций либо «сухой» (т. е. обычной турбулентности), либо «влажной» (т. е. водяного пара, уносящего с поверхности земли скрытое тепло и отдающего его тропосфере при конденсации) ведет к установлению в тропосфере определенного среднего градиента температуры — либо сухоадиабатического γ_a , либо «критического», равного $6,5^\circ/\text{км}$. Этот последний, очевидно, учитывает средний эффект конденсации пара. Как уже сказано, эти градиенты меньше тех, которые создаются при лучистом равновесии.

Манабе и Штриклер показали также, что облака среднего и особенно нижнего ярусов, отличающиеся большим альбедо, отражают много радиации и вызывают существенное понижение температуры в тропосфере и даже в стратосфере до высоты около 30 км.

§ 68. Вертикальное распределение температуры в тропосфере

В самом нижнем, так называемом приземном слое воздуха толщиной 1,5—2,0 м температура в большой степени определяется условиями лучистого равновесия подстилающей поверхности. Суточные колебания температуры воздуха здесь обычно меньше колебаний температур поверхности почвы. Днем при наличии прямого и рассеянного (или только рассеянного) излучения Солнца почва, как показано в § 67, нагрета больше, чем атмосфера, и температура воздуха быстро повышается с приближением к поверхности земли. В течение ночи, наоборот, земля охлаждается скорее, чем свободная атмосфера, и приземный воздух становится холоднее более высоких слоев, т. е. формируется инверсия (см. § 36). Это иллюстрируется, например, данными табл. 52, составленной по наблюдениям в полу-

пустыне (Голодная Степь) в ясные дни и ночи в июле 1952 г. (среднее за 8 суток).

Т а б л и ц а 52

Высота, см	Температура, град.	
	день (14 ч. 30 м.)	ночь (4 ч. 30 м.)
0 (поверхность почвы)	63,2	17,8
15	40,2	18,6
25	39,5	18,7
50	38,9	19,1
100	38,1	19,3
150	37,6	19,6
300	37,0	20,3

Днем градиенты температуры здесь в сотни раз больше адиабатических $\gamma > \gamma_a$, так что плотность воздуха заметно уменьшается вниз, к поверхности земли. Это неустойчивое, но все время поддерживающееся за счет накаленной почвы состояние вызывает, например, явление пустынного миража. Так называется обратное изображение удаленных предметов под их истинным изображением — как бы полное внутреннее отражение лучей света от менее плотного слоя у поверхности земли (см. § 159).

Пример распределения температуры в нижнем 300-метровом слое в условиях умеренного климата изображен на рис. 64, по данным Г. Б. Машковой [93]. На рисунке хорошо видна инверсия, развивающаяся в течение ночи и некоторое время после восхода Солнца. Дневной режим характеризуется быстрым падением вверх температуры (до высоты 100 м градиент сверхадиабатический), постепенно замедляющимся с высотой. Заметим, что зимой сверхадиабатические градиенты тоже существуют днем в самом нижнем слое, но в остальную, большую часть суток преобладает инверсия. Таблица 53, составленная по наблюдениям П. А. Воронцова [25] в Голодной Степи, показывает, как инверсия (область отрицательных градиентов) распространяется в течение ночи вверх, достигая к 6—7 час. высоты 400 м. После восхода Солнца она быстро сменяется внизу слоем со сверхадиабатическим градиентом ($\gamma > 1^\circ/100$ м), который также постепенно разрастается вверх до 16—17 час. Наоборот, в Антарктиде инверсия у поверхности земли существует практически постоянно. На ст. Восток зимой (в июле) ее средняя мощность 0,98 км и перепад температур (интенсивность) составляет 23° .

Заметим, что турбулентный поток тепла при инверсии направлен сверху вниз, но он слаб при этом (мал коэффициент турбулентности k). При сверхадиабатическом градиенте поток

тепла направлен снизу вверх и велик — k сильно возрастает днем. В результате поток тепла вверх в общем значительно превышает поток вниз, даже если средний градиент температуры в слое толщиной порядка 300 м меньше адиабатического и равен, например, $6,5^\circ/\text{км}$ (критический градиент [208]).

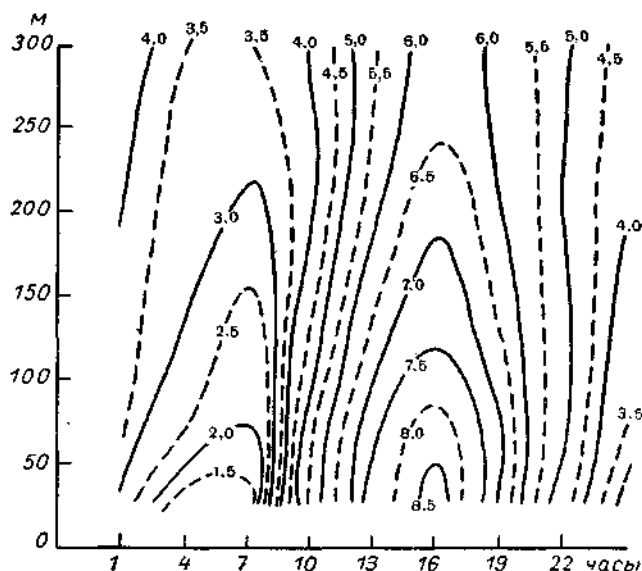


Рис. 64. Изоплеты температуры воздуха. Средний суточный ход на высотах до 300 м. Метеорологическая башня, апрель 1960 г. По Г. Б. Машковой.

Таблица 53

Средний вертикальный градиент температуры (град/100 м), июль 1952 г.,
Голодная Степь. По П. А. Воронцову.

Часы	Высота, м						
	0—25	25—50	50—100	100—150	150—200	200—300	300—400
0—1	—6,0	—6,8	—4,8	—0,6	—0,4	0,3	0,9
4—5	—2,0	—0,8	—1,3	—1,0	—0,4	—0,4	0,0
6—7	—1,6	—1,6	—2,4	—2,4	—2,6	—1,1	—0,3
8—9	1,2	0,2	0,2	—0,8	—0,4	—0,2	0,2
10—11	0,4	0,0	0,8	0,8	0,6	0,2	0,3
12—13	5,6	2,2	1,0	0,9	0,9	0,8	0,3
14—15	5,6	6,4	1,6	1,4	0,8	0,7	0,6
16—17	5,0	1,0	1,0	1,0	1,2	1,2	0,9
18—19	1,6	2,0	1,0	0,6	0,8	1,0	0,7
20—21	—11,2	—2,8	—0,6	—0,6	—0,2	0,9	0,6

§ 69. Тропопауза

На рис. 65 представлено среднее распределение температуры в тропосфере и нижней стратосфере до высоты 15—25 км над рядом пунктов земного шара, от жаркого экваториального пояса (Джакарта) до холодных полярных стран (ст. Восток,

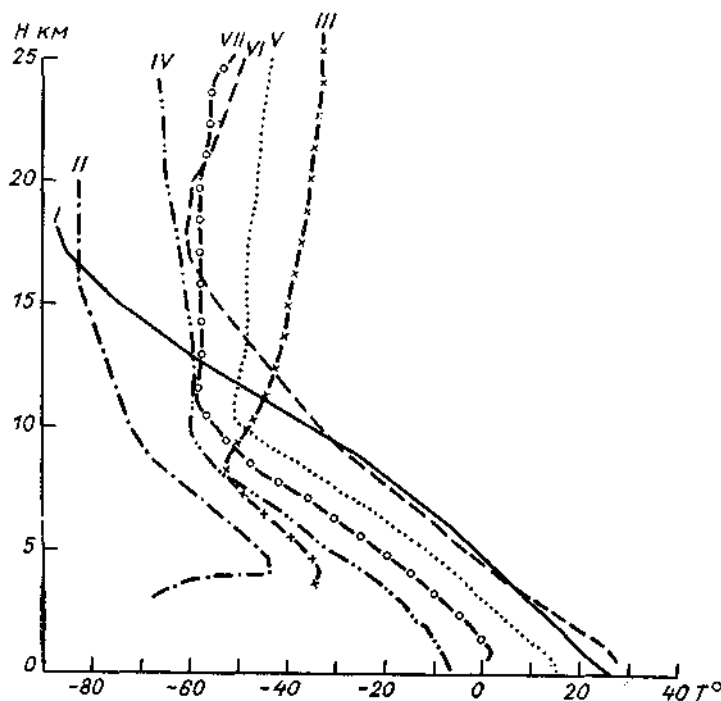


Рис. 65. Среднее вертикальное распределение температуры.

I — Джакарта, 6° ю. ш., июль—август; *II* — ст. Восток, Антарктида, 78° ю. ш., июль; *III* — то же, январь; *IV* — Идмала, Финляндия, 60° с. ш., январь; *V* — то же, июль; *VI* — Ташкейт, 41° с. ш.; июль; *VII* — то же, январь.

центральная часть Антарктиды). В нижней тропосфере, до 5 км, градиент невелик (см. табл. 50) — порядка 2—3°/км зимой и 5—6°/км летом. Выше он растет и достигает 7°/км и более в умеренных широтах на высоте 8—9 км, а в тропических — на высоте 11—13 км. Здесь существует неустойчивый турбулентный слой атмосферы, который ясно ощущается, например, при полете на самолете. Еще выше градиент резко уменьшается так же, как на теоретической кривой на рис. 62. Уровень, где он уменьшается до 0,2°/100 м, по международному соглашению, принято считать

началом слоя тропопаузы, переходного слоя между тропосферой и стратосферой. Часто этот слой характеризуется резким изломом хода температуры — глубоким минимумом (см. рис. 65, кривая IV). В § 67 было показано, что этот излом объясняется радиационными свойствами водяного пара и CO_2 .

В табл. 54 приведены средние высоты нижней границы тропопаузы H_T .

Из таблицы видно, что высокая тропопауза, до 16—17 км, типична для тропических широт. Летом высота тропопаузы везде повышается. Далее к северу тропопауза резко (как бы с разрывом) снижается до 9—11 км. Так, данные зондирований над Средней Азией в 1958—1959 гг. показали, что H_T летом над крайним югом Туркмении достигает в среднем 16,9 км. 15 июля 1959 г. над югом Средней Азии тропопауза наблюдалась на 19,9 км ($T_T = -80^\circ$), а над районами Аральского моря (около 46° с. ш.) тропопауза располагалась значительно ниже [22].

В зоне $35\text{—}45^\circ$ широты летом наблюдается то «тропическая», то «умеренная» тропопауза. На рис. 66 представлена, по И. Ф. Кварацхелия, повторяемость разных высот тропопаузы H_T над Тбилиси летом (преобладает тропическая тропопауза и реже наблюдается умеренная). Иногда они располагаются слоями одна над другой.

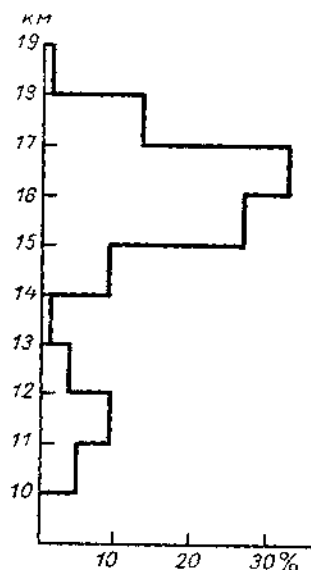


Рис. 66. Повторяемость тропопаузы на различных высотах в атмосфере над Тбилиси летом (июнь—август). По И. Ф. Кварацхелия.

Таблица 54

Пункт	Широта, град.	H_T км	
		январь	июль
Северный полюс	86—89	8,0	8,9
Мыс Шмидта	69	9,1	10,3
Якутск	62	8,4	11,1
Петропавловск-Камчатский	53	8,4	11,5
Иркутск	52	8,9	11,6
Москва	56	9,5	11,1
Тбилиси	42	10,2	16,1
Агра	27	15,4	16,7
Джакарта	6	17,5	16,0

В околополярных районах тропопауза находится на высоте 8—9 км (над ст. «Северный Полюс-3» в феврале 1954 г. высота тропопаузы была даже 7,2 км). Ф. Дефант и Г. Таба предполагают, что систематически существует второй разрыв между умеренной и полярной тропопаузой в районе струйного течения полярного фронта. Как большая высота тропической тропопаузы, так и наличие резкого разрыва между тропопаузой тропических и умеренных широт требуют более глубокого физического объяснения. Очевидно, в более влажной атмосфере тропопауза должна быть выше. Кроме того, большая неустойчивость в тропическом поясе способствует тому, что восходящие потоки проникают высоко, понижая температуру в верхней тропосфере и разрушая одновременно слой озона.

Отно дня ко дню высота тропопаузы может меняться быстро и в широких пределах. При вторжении очень холодных воздушных масс, оседающих и при этом растекающихся, она может снижаться до 5 км и даже ниже, а над ней начинает при этом формироваться новая тропопауза и т. д. Так, например, над Мирным 16 февраля 1958 г. с 3 час. до 21 часа тропопауза понизилась с 8,95 до 6,61 км (и температура ее при этом поднялась с -54 до -41°).

Над экватором температура стратосферы значительно ниже, чем на той же высоте над умеренными широтами или даже над Арктикой. Так, например, над Джакартой (6° ю. ш.) 5 декабря 1912 г. на высоте 17 км наблюдалась температура -92° , а над Тихим океаном (13° с. ш.) 24 января 1961 г., по данным О. К. Ильинского, даже $-93,5^{\circ}$. К этому рекорду приближается лишь температура -93° , отмеченная 16 июля 1958 г. над Южным полюсом.

Географическое распределение температур в тропосфере и стратосфере и его зависимость от сезона будет рассмотрено в гл. XXII (общая циркуляция атмосферы).

В недавнее время высокие и систематические подъемы радиозондов в различных областях земного шара обнаружили так называемые внезапные потепления в стратосфере. Так, например, над Берлином за сутки 21—22 февраля 1952 г. на высоте около 32 км температура поднялась с -48° до -12° , после чего это потепление, ослабевая, медленно распространялось вниз. Р. Шерхаг [236] предположил, что эти потепления связаны с хромосферными вспышками на Солнце. С. С. Гайгеров [30] описал потепление, наблюдавшееся над Арктикой, где над станцией «Северный полюс-4» между 3 и 7 февраля 1957 г. на высоте 20 км температура поднялась с -70 до -28° , а на высоте 26 км 6 февраля достигла даже -22° . 25—27 января 1961 г. в стратосфере над о. Хейса, как показали результаты ракетных зондирований, произошло потепление, достигшее -5° на высоте 42 км и, ослабевая, распространявшееся в последующие дни вниз

вместе с опусканием стратосферной инверсии (изопаузы, см. гл. XII). Есть указания [189], что солнечная вспышка 1 июня 1960 г. повысила за одни сутки температуру всего северного полушария на $3,9^\circ$ на уровне 500 мб (около 5,5 км) и т. д.

§ 70. Инверсии

Важной чертой или особенностью термического строения атмосферы являются инверсии температуры. Инверсией называют такой слой атмосферы, в котором температура возрастает с высотой. В нем градиент температуры отрицателен $\left(-\frac{dT}{dz} = \gamma < 0\right)$.

Под инверсиями образуются слои туманов, облаков и дымки; в слое инверсии происходит ослабление или полное исчезновение турбулентности и вертикальных движений, возникают особые формы рефракции света (миражи), возникают волноводы, благоприятные для дальнего распространения радиоволн и звуковых волн и т. д. (см. § 159, 164).

Различают высоту инверсии, т. е. высоту ее нижней границы, мощность слоя инверсии — его толщину и, наконец, величину или интенсивность инверсии — общее приращение температуры во всем ее слое.

Слои инверсии наблюдаются в атмосфере почти везде, во все времена года и практически при любой погоде.

В атмосфере, например над Москвой, в областях антициклонов (см. гл. XXI) инверсии отмечались в 99% всех наблюдений, а в областях циклонов — в 67% случаев, причем в циклонах иногда может быть до четырех инверсий, одна над другой [60].

Инверсии могут наблюдаться как у самой поверхности земли (приземные инверсии), так и в свободной атмосфере. Среди последних, в зависимости от процесса их образования, различают инверсии фронтальные, турбулентные и инверсии оседания. Инверсией является уже известная нам тропопауза, а также инверсии в стратосфере на высотах 35—50 км и 82 км (см. гл. XII).

Приземные инверсии образуются главным образом ночью благодаря излучению и постепенному охлаждению поверхности земли. Вместе с ней остывает и прилежащий к земле слой воздуха благодаря лучистому теплообмену и теплопроводности. Так возникает радиационная инверсия, иногда мощностью всего 10—15 м. На рис. 67 приведен пример распределения температуры в слое радиационной инверсии под Москвой 12 июля 1960 г. (высота инверсии 200 м над поверхностью земли).

Зимой, когда дни коротки и снег сильно излучает, не пропуская в то же время тепла из почвы, приземная инверсия не успевает разрушиться днем и разрастается от суток к суткам. Так

образуются очень мощные (более 1 км) и очень интенсивные (в 70% случаев более 10°, иногда до 13—15°) зимние инверсии в Восточной Сибири. Им способствует безоблачная и безветренная погода. В табл. 55 приведены, например, средние январские температуры над Якутском, где инверсии — постоянное явление.

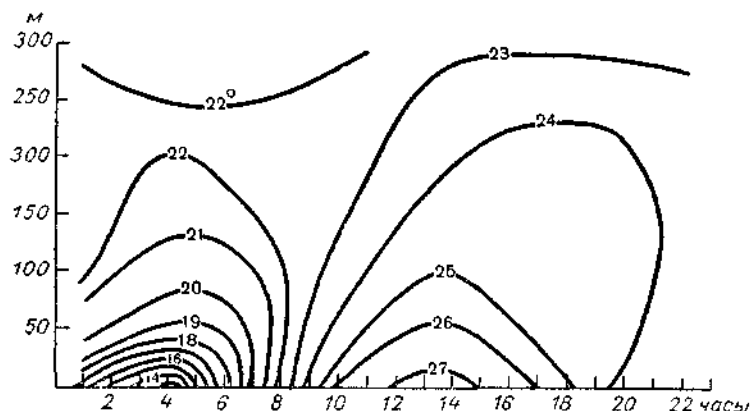


Рис. 67. Приземная инверсия в безветренную ясную ночь и распределение температуры в ясный день (сверхadiaбатический градиент). Метеорологическая башня, 12 июля 1960 г. По З. И. Волковицкой.

Таблица 55

Высота, км . . .	0,0	0,1	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
Температура, град.	—57	—49	—45	—48	—53	—58	—63

Если местность пересеченная, то ночью инверсии легко обнаружить, сравнивая температуры в долинах и на возвышенностях. В тихую погоду зимой в долинах всегда холоднее. В табл. 56 приведены примеры распределения температуры близ Свердловска.

Таблица 56

Дата	Время суток, часы	Температура, град.		
		на основном пункте	на возвышенности (31 м выше основного пункта)	на тригонометрической вышке (113 м выше основного пункта)
24 XII 1935	13	—18,4	—15,5	—5,8
25	8	—24,2	—20,5	—6,2
26	11	—22,1	—15,1	—6,3
26	14	—16,2	—10,1	—6,5

Из таблицы видно, что величина инверсии в слое всего 113 м достигала 18° . Зимним приземным инверсиям часто сопутствует дымка, усиливающаяся вблизи городов и селений. Дым печей и имеющиеся в нем частички сажи и капельки воды способствуют усилению мглы или даже образованию тумана («печной туман» близ городов Восточной Сибири).

Когда теплый воздух проходит над холодной поверхностью земли, например, над холодным материком зимой или над холодным морским течением, то над ним тоже может развиваться приземная инверсия. Нижний слой воздуха при этом отдает часть тепла подстилающей поверхности. Если последняя покрыта снегом, у поверхности которого $T < 0^\circ$, то также образуется

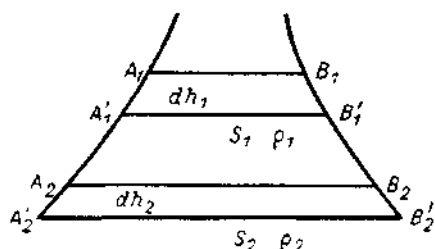


Рис. 68. Схема образования инверсии оседания в атмосфере.

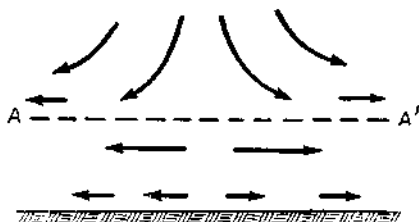


Рис. 69. Растекание слоя при оседании.

инверсия, названная П. А. Молчановым инверсией снеготаяния. Это явление в 1953 г. было подробно исследовано И. И. Честной, показавшей, что в Ленинграде оно возникает при притоке теплого воздуха с юга или запада и что инверсии при этом достигают мощности 1,03 км. При мощном притоке теплого воздуха инверсии над холодной землей могут образовываться и без снега. Сильные «приводные» инверсии возникают над холодными морскими течениями, например над Калифорнийским, а также над Перуанским (см. § 62) и Бенгуэльским. В области Перуанского и Бенгуэльского течений бывает более 80 дней стуманом в году. В 22 км от Сан-Франциско на горе Тамалпаис (730 м над ур. моря) с июня по сентябрь температура на 4° выше, чем в Сан-Франциско, вблизи которого на побережье летом туманы наблюдаются почти ежедневно.

Наиболее важны для характера погоды инверсии оседания. Если в атмосфере происходит общее медленное нисходящее движение воздуха, то ближе к поверхности земли оно переходит в горизонтальное растекание (рис. 69). Так как у самой земли (в пограничном слое) движение воздуха замедляется за счет трения о земную поверхность, задерживается возвышенностями и холмами и т. д., то растекание происходит главным образом в более высоких слоях (выше AA' на рис. 69). Поскольку опу-

скающийся воздух нагревается, то выше AA' слой атмосферы становится теплее, чем ниже AA' , где оседания нет. Так формируется инверсия.

Предположим, что в атмосфере на уровне, где плотность равна ρ_1 , имеется некоторый слой $A_1A'_1B_1B'_1$ высотой dh_1 и с горизонтальным сечением s_1 (рис. 68). Пусть на нижней границе слоя потенциальная температура равна Θ , а на верхней — $\Theta + d\Theta$. Предположим далее, что этот слой адиабатически опускается, растекаясь, и на уровне, где плотность равна ρ_2 , он займет объем $A_2A'_2B_2B'_2$, высотой dh_2 и сечением s_2 . Легко видеть, что

$$\frac{s_1 dh_1}{s_2 dh_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad \text{или} \quad dh_2 = \frac{s_1 \rho_1}{s_2 \rho_2} dh_1. \quad (70.1)$$

Так как опускание происходит адиабатически, то на уровне $A'_2B'_2$ потенциальная температура будет по-прежнему равна Θ , а на уровне A_2B_2 будет равна $\Theta + d\Theta$. Вычислим теперь вертикальный градиент молекулярной температуры $\gamma_1 = -\frac{dT_1}{dh_1}$ в слое dh_1 и градиент $\gamma_2 = -\frac{dT_2}{dh_2}$ в слое dh_2 . Так как $\Theta = T + \gamma_a h$, то $d\Theta = dT_1 + \gamma_a dh_1$ и также $d\Theta = dT_2 + \gamma_a dh_2$ и имея в виду (70.1), получим:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= -\frac{dT_1}{dh_1} = -\frac{d\Theta}{dh_1} + \gamma_a, \\ \gamma_2 &= -\frac{d\Theta}{dh_1} \frac{s_2 \rho_2}{s_1 \rho_1} + \gamma_a. \end{aligned} \quad (70.2)$$

Предположим сначала, что $d\Theta < 0$, т. е. атмосфера находится в состоянии неустойчивого равновесия. Так как

$$\frac{s_2 \rho_2}{s_1 \rho_1} > 1, \quad \text{то} \quad \gamma_2 > \gamma_1,$$

т. е. опускающийся слой воздуха становится еще более неустойчивым. Наоборот, если $d\Theta > 0$, т. е. атмосфера устойчива, то $\gamma_2 < \gamma_1$ и при опускании слой становится более устойчивым и градиент в нем убывает и даже может стать отрицательным. Так может образоваться инверсия.

Поскольку слой воздуха ниже AA' (см. рис. 69) насыщается за счет испарения с поверхности земли, в нем легко образуются дымка или облака, над которыми оседающий воздух сух и прозрачен. Как показала недавно Е. М. Фейгельсон [128], верхний слой облака при этом излучает больше тепла, чем поглощает солнечной энергии, и облако заметно охлаждается сверху, что еще более усиливает инверсию. В образовании инверсии оседания, таким образом, принимают участие и радиационные про-

цессы. Далее, если в подынверсионном слое под AA' первоначально градиент температуры был мал (например, $6^\circ/\text{км}$) и если в нем произойдет перемешивание воздуха, то в слое установится адиабатический градиент ($10^\circ/\text{км}$) и температура повысится в нижней части слоя и понизится в верхней. Это опять-таки будет способствовать обострению инверсии. Турбулентная энергия, необходимая для перемешивания, будет при этом черпаться в потоке ветра. Такую инверсию иногда называют турбулентной. Она, по-видимому, не является самостоятельной и развивается уже после того, как возникла инверсия оседания. Ф. Болл [157] наблюдал подобные, как он их назвал «конвективные» инверсии в Австралии в 1957—1959 гг. Он дал теоретическое объяснение этим инверсиям, указав, что приток тепла от поверхности земли и турбулентность в подынверсионном слое с положительным градиентом заставляют последний распространяться вверх, как бы «въедаясь» в слой инверсии. При этом общее оседание может поддерживать нижнюю границу инверсии на прежнем уровне.

Тропопауза имеет сходство с инверсией оседания в том отношении, что под ней часто образуется дымка, развивается довольно сильная турбулентность атмосферы и образуются перистые облака (обычно на 1—1,5 км ниже нижней границы тропопаузы). Возможно, что излучение и охлаждение этих облаков аналогичным образом способствуют «провалу» температур и обострению перелома температурной кривой, подобного изображенным на рис. 65.

На атмосферных фронтах (см. подробнее гл. XX) теплый воздух также расположен над холодным и между ними образуется переходная зона, в которой температура растет с высотой, т. е. имеется инверсия. От инверсии оседания она существенно отличается тем, что в ней влажность воздуха возрастает вверх, развиваются облака, а в инверсии оседания воздух обычно сух и прозрачен.

§ 71. Суточный ход температуры

Суточный ход температуры в нижних слоях атмосферы зависит от хода инсоляции и излучения поверхности земли и атмосферы, испарения и теплообмена в почве и от турбулентной теплоотдачи в воздух. Теоретически его впервые рассмотрел М. Е. Швец. Рассмотрим здесь суточный ход способом, использованным нами в § 54. При этом предположим, что стационарное (среднее) распределение температур уже известно и может быть выведено из уравнения (67.17), и обратим внимание лишь на периодические отклонения от него. Следует учесть, что коэффициент турбулентности k в атмосфере возрастает с высотой z , начиная от малой величины k_0 при $z=0$. Кроме того, он зависит

от времени суток, сильно увеличивается днем. Приближенно можно записать, что

$$k = (k_0 + cz)(1 + D \cos \omega t). \quad (71.1)$$

Найдем отклонение температуры воздуха T от средней на данной высоте с помощью уравнения:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (71.2)$$

На поверхности земли ($z=0$) должно быть $T=T_n$ (где T_n — температура почвы) и должно также удовлетворяться уравнение теплового баланса, аналогичное (54.4), но включающее также приток тепла из атмосферы к поверхности $z=0$:

$$\lambda_v \frac{\partial T}{\partial z} - \lambda_n \frac{\partial T_n}{\partial z} + (W_1 + E_1 - Q_1) \cos \omega t - 4\sigma T^3(T - T_0) = 0. \quad (71.3)$$

Из (71.3), как уже сказано, мы исключили все постоянные члены, определяющие стационарное распределение температур. Здесь Q — амплитуда колебаний расхода тепла на испарения, а $\lambda_v = c_p \rho_v k$. Заменяем $dt(1 + D \cos \omega t) = d\tau$, где

$$\tau = t + \frac{D}{\omega} \sin \omega t \quad (71.3a)$$

— некоторое «приведенное время».

Ищем периодическое решение (71.3) с помощью подстановки $y = k_0 + cz$ в виде

$$T = Ge^{\pm i\omega\tau} Y(y),$$

где Y — некоторая функция от y , характеризующая амплитуду колебаний температуры. Для Y получаем уравнение второго порядка

$$Y'' + \frac{1}{y} Y' + \frac{i\omega}{c^2 y} Y = 0, \quad (71.4)$$

решение которого выражается в бесселевых функциях нулевого порядка от комплексного аргумента

$$\frac{2}{c} \sqrt{\pm i\omega y} = \frac{1 \pm i}{c} \sqrt{2\omega(k_0 + cz)}.$$

Чтобы выразить Y , мы выбираем функции третьего рода — функции Ганкеля $H_0^{(1)}$ и $H_0^{(2)}$, поскольку они обращаются в нуль при $y = \infty$ ($H_0^{(1)}$ — при положительной мнимой части аргумента, а $H_0^{(2)}$ — при отрицательной). Они, таким образом, характери-

зуют затухание колебаний температур, вызванных турбулентным теплообменом на больших высотах. Обозначая через G_1 и G_2 — две пока произвольных постоянных, находим два решения:

$$Y_1 = G_1 H_0^{(1)} \left(\frac{2}{c} \sqrt{i\omega y} \right) = G_1 H_0^{(1)} (\sqrt{\alpha_1 y}),$$

$$Y_2 = G_2 H_0^{(2)} \left(\frac{2}{c} \sqrt{-i\omega y} \right) = G_2 H_0^{(2)} (\sqrt{\alpha_2 y}), \quad (71.5)$$

где $\alpha_1, \alpha_2 = \pm \frac{4\omega i}{c^2}$, а $H_0^{(1)}$ и $H_0^{(2)}$ — сопряженные комплексные функции. Уравнение $T = T_n$ при $z=0$ с учетом (54.7) дает

$$c_1 e^{i\omega\tau} + c_2 e^{-i\omega\tau} = G_1 H_0^{(1)} (\sqrt{\alpha_1 y_0}) e^{-i\omega\tau} +$$

$$+ G_2 H_0^{(2)} (\sqrt{\alpha_2 y_0}) e^{i\omega\tau}, \quad (71.6)$$

где $y_0 = k_0$. Уравнение (71.3) в простейшем случае при $D=0$ (k не зависит от времени), $t=\tau$ позволяет прямо вычислить G_1 и G_2 . С учетом правил дифференцирования бесселевых функций оно дает:

$$- \lambda_b G_1 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{z_1}{y_0}} H_1^{(1)} (\sqrt{\alpha_1 y_0}) e^{i\omega\tau} -$$

$$- \lambda_b G_2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{z_2}{y_0}} H_1^{(2)} (\sqrt{\alpha_2 y_0}) e^{-i\omega\tau} -$$

$$- 4\sigma T_0^3 \{ G_1 H_0^{(1)} (\sqrt{\alpha_1 y_0}) e^{i\omega\tau} + G_2 H_0^{(2)} (\sqrt{\alpha_2 y_0}) e^{-i\omega\tau} \} +$$

$$+ c_1 \lambda_n p (1+i) e^{i\omega\tau} + c_2 \lambda_n p (1-i) e^{-i\omega\tau} =$$

$$= - (W_1 + E_1 - Q_1) \frac{e^{i\omega\tau} + e^{-i\omega\tau}}{2}, \quad (71.7)$$

где при $z=0$ $\lambda_b = c_p \rho_b k_0$. Здесь также $H_1^{(1)}$ и $H_1^{(2)}$ — попарно-сопряженные функции Ганкеля первого порядка.

Подставляя в (71.6) и (71.7) $e^{\pm i\omega\tau} = \cos \omega\tau \pm i \sin \omega\tau$ и собирая отдельно члены с $\sin \omega\tau$ и $\cos \omega\tau$, можно составить четыре уравнения для определения неизвестных пока постоянных G_1 , G_2 , c_1 и c_2 . Лишь одно из этих уравнений будет иметь правую часть — независимый член $(W_1 + E_1 - Q_1) = S$, характеризующий сумму амплитуд колебаний солнечной и атмосферной радиации минус расход тепла на испарение.

Решая эту систему способом детерминантов, мы после некоторых выкладок имеем:

$$G_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta}, \quad G_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta}, \quad (71.8)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= 4 \{ DD' LL' - (F + \bar{F}) L' D - (F' + \bar{F}') LD' + \\ &\quad + (F + \bar{F})(F' + \bar{F}') \}, \\ \Delta_1 &= -2S [L' D - F' - \bar{F}'], \\ \Delta_2 &= -2S [LD' - F - \bar{F}] \end{aligned}$$

и где

$$\begin{aligned} F &= \frac{\lambda_s}{2} \sqrt{\frac{\alpha_1}{y_0}} H_1^{(1)}(\sqrt{\alpha_1 y_0}), \quad \bar{F} = 4\sigma T_0^3 H_0^{(1)}(\sqrt{\alpha_1 y_0}), \\ L &= H_0^{(1)}(\sqrt{\alpha_1 y_0}) = \frac{\bar{F}}{4\sigma T_0^3}, \quad D = \lambda_{\pi} p (1 + i), \end{aligned}$$

а значком штрих (') отмечены сопряженные величины. В частности $H_1^{(1)}(\sqrt{\alpha_1 y_0}) = [H_1^{(2)}(\sqrt{\alpha_2 y_0})]'$. Легко видеть, что G_1 и G_2 — две сопряженные величины (так что, если $G_1 = G_{11} + iG_{12}$, то $G_2 = G_{11} - iG_{12}$). Это значит, что отклонение температуры от средней, определяемое по формуле

$$T = G_1 H_0^{(1)}(\sqrt{\alpha_1 y}) e^{-i\omega\tau} + G_2 H_0^{(2)}(\sqrt{\alpha_2 y}) e^{i\omega\tau}, \quad (71.9)$$

является действительной величиной. Она пропорциональна S , подобно тому, как в более простой задаче о колебаниях температуры почвы c'_1 и c'_2 в (54.7) и (54.13) были пропорциональны a_1 . Знаменатель величин G_1 и G_2 в (71.8) — положительный квадратичный трехчлен от величины $\lambda_{\pi} p / 4\sigma T_0^3 \sim \sim \sqrt{\lambda_{\pi} p C_{\pi}} / 4\sigma T_0^3$, входящей множителем в выражения для D и L (т. е. вполне аналогичен знаменателю в (54.13)).

Таким образом, мы доказали, что колебания температуры воздуха ослабевают с ростом коэффициента теплоусвоения почвы $\sqrt{\lambda_{\pi} p}$. Чтобы оценить амплитуду и запаздывание температурной волны в воздухе, можно положить из теории бесселевых функций для малого аргумента, что

$$H_0^{(1)}(\sqrt{i\omega y}) = H_{01} + iH_{02} \approx \frac{1}{2} - \frac{i}{\pi} \left[\ln \frac{4}{\gamma^2} - \ln \frac{4\omega z}{c} \right], \quad (71.10)$$

где $\gamma = 1.781$.

Перемножая комплексные величины в (71.9) и складывая, имеем

$$T = G \sqrt{H_{01}^2 + H_{02}^2} \cos(\omega\tau + \psi) = \\ = G \sqrt{H_{01}^2 + H_{02}^2} \cos\left(\omega\tau + \psi_0 + \operatorname{arctg} \frac{1}{2H_{02}}\right),$$

где $G = 2 \sqrt{G_{11}^2 + G_{12}^2}$ и $\psi_0 = \operatorname{arctg} \frac{G_{11}}{G_{12}}$. Здесь полная амплитуда

$G \sqrt{H_{01}^2 + H_{02}^2}$ пропорциональна S и убывает монотонно с высотой, подобно амплитуде G_0 в (54.9).

Далее легко видеть из (71.10), что с ростом z отрицательная величина H_{02} убывает по абсолютной величине, а $\frac{1}{2H_{02}}$ — отрицательна и растет по величине. Отсюда следует, что фазовый угол $\operatorname{arctg} \frac{1}{2H_{02}}$ убывает вверх и колебания температуры запаздывают с высотой. В табл. 57 приведены значения $\operatorname{arctg} \frac{1}{2H_{02}}$ для $k_0 = 0,16$ и $c_0 = 10$.

Таким образом, и здесь мы имеем аналогию с (54.9), только $-\rho z$ заменяет теперь фазовый угол $\operatorname{arctg} \frac{1}{2H_{02}}$. На рис. 70 при-

веден график хода температуры в Лифильде (Англия) в ясные июньские дни на высотах 1,2—7,1 и 17,1 м, из которого можно ясно видеть затухание и запаздывание температурной волны с высотой. По Джонсону, в июньские ясные дни максимум температуры на высоте 1,2 м наступает в 15 час. 45 мин., на высоте 30,5 м — в 17 час., т. е. запаздывает по отношению к высоте 1,2 м на 1 час. 15 мин. Согласно табл. 57, это запаздывание должно быть около 16°, т. е. около 1 час. 4 мин., что хорошо согласуется с результатами наблюдений.

Таблица 57

z см	1	10	50	100
$\operatorname{arctg} \frac{1}{2H_{02}}$, град. . .	—8,3	—10,6	—13,1	—14,5
z см	200	500	1000	3050
$\operatorname{arctg} \frac{1}{2H_{02}}$, град. . .	—15,4	—19,4	—22,6	—30,6

Наблюдения показывают (см. рис. 71), что ночное убывание температуры при ясной погоде продолжается до того момента, когда через 15—20 мин. после восхода Солнца приход прямой и рассеянной радиации начинает преобладать над эффективным излучением (т. е. радиационный баланс станет положительным).

Зимой, при пасмурной погоде, когда излучение мало, рассеянная радиация может его превзойти (и температура начнет подниматься) еще до восхода Солнца.

Заметим, что при значительном суточном ходе коэффициента турбулентности (при большой его амплитуде D) максимум тем-

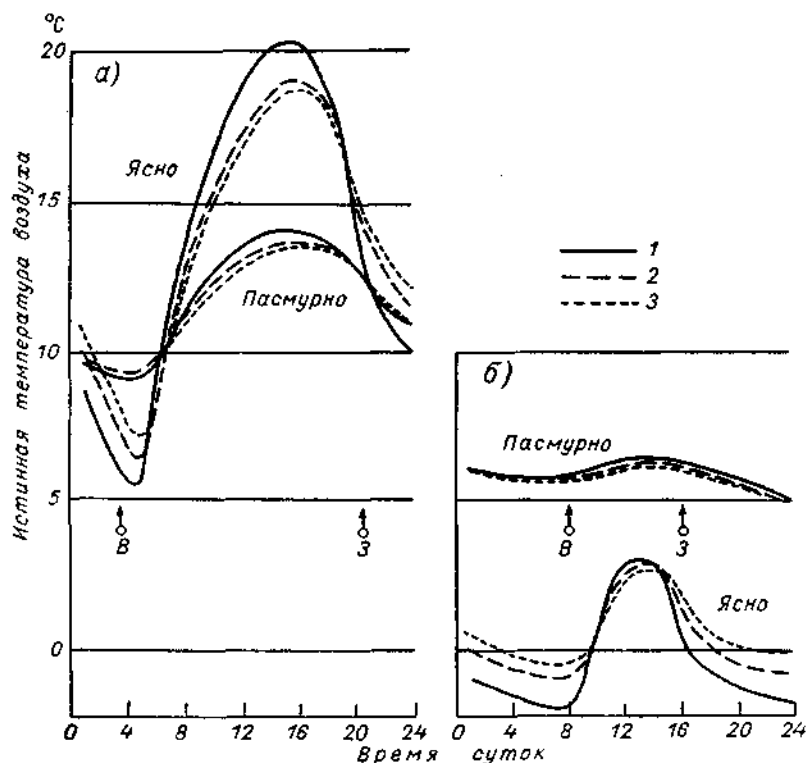


Рис. 70. Зависимость суточного хода температуры на высотах 17,1 м (3), 7,1 м (2) и 1,2 м (1) от облачности. Лифилд, Англия. По Джойсону.

а — июнь, б — декабрь; В — восход, З — заход.

пературы, приходящийся на τ_m «приведенного» времени, наступит, согласно (71.3а), в момент $t_m = \tau_m + \frac{D}{\omega} \sin \omega t_m$ истинного времени, т. е. тем позднее, чем больше D . Соответственно, например, в Ленинграде максимум температуры летом наступает в 15 час. 24 мин., а в Гаммере, на Аляндских островах, где морской, мягкий климат и днем конвекция нарастает слабо, — раньше, в 12 час. 59 мин.

В тропическом поясе над океаном это запаздывание меньше. М. А. Рыкачев нашел даже, что там максимум температуры воз-

духа наступает в 12 час. 25 мин., значительно раньше максимума температуры воды. Кроме того, там амплитуда хода температуры воздуха несколько больше, чем температуры воды. Очевидно, что влажный воздух над морем заметно нагревается непосредственно от солнечных лучей. Эти наблюдения недавно подтверждены Коизуми в Японии (1956 г.). Очевидно, ночью воздух над океаном должен быть холоднее, чем вода, что должно усиливать ночью атмосферную конвекцию по сравнению с дневными условиями. При этом $D < 0$ и максимум температуры днем теоретически должен наступать раньше τ_m , как это и наблюдается в действительности.

§ 72. Распределение температуры воздуха в горной стране

В горах все атмосферные явления особенно разнообразны и сложны. Исключительно пестро там и распределение температуры. Оно зависит, кроме высоты места также и а) от экспозиции склонов, обращенных к разным странам света и получающих неодинаковое количество солнечного тепла, б) от вида подстилающей поверхности, так как зона лесов и лугов там находится в непосредственной близости от зоны скал и зоны вечных снегов и ледников, в) от влияния, которое горная страна оказывает на воздушные потоки, атмосферные фронты, развитие облаков и пр.

Об общем убывании температуры воздуха с высотой, более быстрое летом и медленном зимой, было уже сказано выше. В горных странах температура также убывает с высотой зимой медленнее, летом — скорее (табл. 58). В табл. 58 для сравнения приведены средние месячные температуры в Алма-Ате (обсерватория, 850 м над ур. м.) и в Мын-Жилки (3040 м над ур. м.), в 50 км от Алма-Аты [35].

Таблица 58

	I	II	III	IV	V	VI
Алма-Ата	-7,4	-5,6	1,7	10,5	16,3	20,8
Мын-Жилки	-11,9	-11,3	-7,8	-3,2	1,6	4,6
Разность	4,5	5,7	9,5	13,7	14,7	16,2

	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Алма-Ата	23,0	22,4	16,3	9,2	1,4	-4,8	8,7
Мын-Жилки	6,8	7,0	2,5	-2,3	-7,2	-10,9	-2,7
Разность	16,2	15,4	13,8	11,5	8,6	6,1	11,4

Ряд исследований в Альпах, на Кавказе, в горах Средней Азии и т. д. показал, однако, что температура воздуха над склонами гор, над долинами и пр. заметно выше (особенно летом и в дневное время), чем температура на том же уровне над близлежащими равнинами. Так, автор еще в 1946 г. нашел, что над Цейским ущельем, близ Главного Кавказского хребта, днем температура на высотах 2—4 км над уровнем моря на 4—5° выше, чем в свободной атмосфере над равнинами Северного Кавказа. Позднее, используя данные радиозондовых подъемов над Терсколом за 1956—1959 гг., Л. И. Бордовская [12] получила, что на высоте 5—11 км над горами воздух на 4,1° теплее, чем над Минеральными Водами, и на 1,4° теплее, чем над Тбилиси. Этот «горный эффект» усиливается летом и ослабевает в холодное время года.

Такое же явление было позднее описано О. И. Субботиной при составлении меридиональных аэрологических (летних) разрезов через Западный Тянь-Шань, причем выяснилось, что оно не зависит от скорости и направления общего потока воздуха, обтекающего хребет. Горный эффект имеет многочисленные и важные следствия. С ним связано общее повышение изотермических поверхностей над горной страной, т. е. потепление климата ее центральных частей. Это приводит к повышению верхней границы лесов, которое, например, наблюдал Хастенрат в горах тропической зоны Центральной Америки. Горным эффектом, очевидно, можно объяснить и образование летнего высотного антициклона над Тибетом, где в это время очень жарко. Такой антициклон был описан В. А. Джорджио и М. А. Петросянцем в 1956 г.

Горному эффекту способствует, несомненно, более высокая радиационная температура поверхности земли по сравнению с воздухом (см. § 67). Его нельзя объяснить влиянием конденсации водяных паров и образования большего количества облаков и осадков над горной страной, так как эти процессы не имеют резкого суточного и годового хода, отмеченного выше, и не могут сказаться одинаковым образом в условиях очень дождливого климата Центральной Америки и засушливого — в Тибете. Вероятно, наибольший вклад в формирование горного эффекта дает описанное в 1965 г. А. Х. Хргианом и В. П. Ломинадзе [87] повышение влажности воздуха, точнее, упругости пара, над горами, достигающее над Кавказом летом в среднем 1,7 мб, в отдельных случаях — даже 3,3 мб и распространяющееся вверх до 4—5 км. Этот рост влажности, легко объясняющийся усиленным испарением с горных склонов, снежников и пр., увеличивает поглощение солнечной радиации. Оптическая толщина атмосферы над горной страной больше по сравнению со свободной атмосферой и соответственно температура там выше, особенно летом.

Отметим, наконец, что если в очень высоких горных областях обширные площади покрыты снегом и льдом и альбедо их велико, то может возникнуть «отрицательный» горный эффект — понижение температуры по сравнению со свободной атмосферой вдали от гор. Впервые его наблюдали А. М. Боровиков и др. [16] во время экспедиции 1956 г. в районе Пика Победы, в Центральном Тянь-Шане. Подробнее его изучили в 1957—1959 гг. В. А. Джорджо и др. [47] над районом величайшего в СССР ледника Федченко на Памире и его притоков. На леднике температура оказалась летом и зимой на 3—6° ниже, чем на соответствующих уровнях в атмосфере над Душанбе и Хорогом, вдали от ледникового района. К сожалению, не удалось пока проследить, как высоко над горами распространяется этот «отрицательный» горный эффект.

Температуры долин в горных и холмистых местностях имеют также некоторые особенности. Зимой и в меньшей степени в другие сезоны ночью воздух, охлаждающийся на склонах, стекает постепенно к подножиям гор и в долины. Там образуются как бы «озера холодного воздуха». Влияние последних может понизить даже средние многолетние температуры. Так, например, на авиаметстанции Алма-Ата, у подножия склонов Тянь-Шаня средняя температура января и февраля соответственно —12,7 и —10,6° — значительно ниже, чем на ст. Алма-Ата, обсерватория, расположенной всего на 180 м и выше, на склоне (соответственно —7,4 и —5,6°). Следы этого явления заметны там почти весь год. Подобные «озера» особенно холодны в безветренную ясную ночь.

На рис. 71 изображен суточный ход температуры, по наблюдениям П. И. Колоскова, в селении Пикан бывшей Амурской губернии в 1913—1914 гг. на дне долины, на увале и на горе — на высоте 343 м над долиной. Ночью долина была гораздо холоднее горы, на —11,7°, при малой облачности (0—2 балла) и слабом ветре (0—1 м/сек.).

В подобных же условиях в долине Гштетнеральм на высоте 1230 м, в горах близ Вены, зимой в 1930 г. наблюдалась температура —51° — тогдашний рекорд холода для Западной Европы.

При пасмурном небе излучение и охлаждение склонов ослабевает и сток холодного воздуха вниз почти прекращается. Например, разница температур на горе и в долине в Пикане при этом уменьшалась до 1,9°, а при ветре более 5 м/сек. «озеро» вообще не образовывалось. Эти наблюдения хорошо иллюстрируют сформулированный А. И. Воейковым закон, что «вогнутые формы рельефа увеличивают суточные колебания температуры, а выпуклые — уменьшают». Так, по З. А. Миценко, в среднем в СССР в июле на возвышенностях и в верхних частях склонов амплитуда температуры воздуха уменьшена на 2°, в широких долинах — увеличена на 1,8°, а в замкнутых котловинах — увеличена на 2,5° по сравнению с ровным местом.

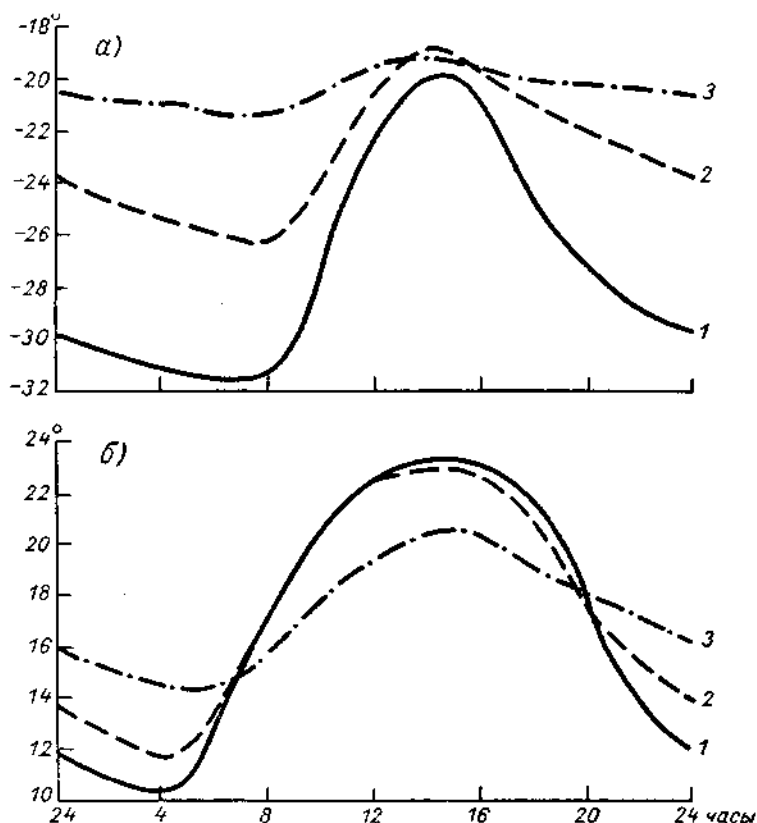


Рис. 71. Суточный ход температуры в долине (1), на увале (2) и на горе (3). По П. И. Колоскову.
а — зима, б — лето.

Во всей Восточной Сибири вечная мерзлота гораздо мощнее в долинах и падах, чем на возвышенностях. Сельскохозяйственные культуры дают там лучший урожай на открытых местах, чем на защищенных понижениях почвы, где их могут рано побить заморозки.

Глава XII

ТЕМПЕРАТУРА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Температура верхней атмосферы и ее изменения тесно связаны со строением, составом и даже формой атмосферы, сильно зависят от поглощения различных видов солнечной радиации, электромагнитной и корпускулярной, и поэтому меняются вместе

с резкими изменениями радиации Солнца, например, с колебаниями солнечной активности. Суточный и годовой ход температуры верхних слоев атмосферы не похож на наблюдаемый в тропосфере и нижней стратосфере и связан с гораздо более сложными процессами ионизации, диссоциации и т. д. частиц газов. В отличие от более низких слоев, исследованных подробно и систематически с помощью радиозондов, верхняя атмосфера изучена менее детально: для ее исследования применяются разнообразные методы — ракетный, акустический, спутниковый и пр., различные по своим возможностям и точности.

§ 73. Источники тепла в верхней атмосфере

В применении к сильно разреженным газам понятие о температуре нуждается в уточнении. В обычных условиях температура газа связана со средней (квадратической) скоростью его молекул $\bar{v}$ соотношением

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (73.1)$$

где k — газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле ($k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град.), m — масса молекулы. Понятие средней скорости молекул имеет смысл, конечно, если столкновения между частицами газа происходят достаточно часто. Тогда среднюю скорость можно считать постоянной и одинаковой у всех молекул одного и того же газа. Аналогично, при достаточно частых столкновениях молекул различных газов воздуха и ионов, электронов и пр., их средние кинетические энергии выравниваются (они равны $m\bar{v}^2/2$), т. е. температуры всех газов, входящих в состав воздуха, одинаковы. Так будет, даже если поглощение или излучение тепла осуществляется молекулами лишь одного из газов воздуха, например водяного пара, ибо возрастающая энергия их теплового движения быстро передается всем другим молекулам при столкновениях.

Иначе дело обстоит в сильно разреженном газе, в котором столкновения между частицами редки. Так, например, на высоте 200 км длина свободного пробега молекулы достигает 150 м и при температуре 1540° К число столкновений — порядка трех в секунду. На еще больших высотах число столкновений еще меньше и понятия средней скорости и температуры отчасти уже теряют смысл. Атомы газа, поглотившие энергию, будут некоторое время сохранять повышенную скорость (колебательную, вращательную), т. е. более высокую «температуру», прежде чем отдадут ее другим молекулам. Энергия уже не будет равномерно распределяться между степенями свободы молекул (как того

требует термодинамическое равновесие) — вращательные степени свободы будут возбуждаться с меньшим трудом (быстрее), чем колебательные, и можно говорить о разной «вращательной» и «колебательной» температурах. Мы уже упоминали в гл. VIII о возможности такого нарушения термодинамического равновесия выше 80 км. Особую «температуру» T_e могут иметь в верхней атмосфере электроны, но в обычных условиях до высоты 400—500 км и их относительное количество и их кинетическая энергия невелики. По Эвансу, днем до высоты 200 км (а ночью — до 400 км) T_e совпадает с ионной температурой T_i , но днем в слое 200—400 км может превышать ее, согласно соотношению $T_e = 1,6T_i$ [178].

При ионосферных возмущениях, по некоторым данным, T_e может достигать 7000° K.

В зону диссипации (см. § 9) попадают (отбираются) из нижних слоев лишь молекулы с большими скоростями, т. е. распределение последних в ней совсем не соответствует закону Максвелла.

Измерение термодинамической, или кинетической, температуры разреженного газа атмосферы, определяемой выражением (73.1), очень трудно. Температура любого приемника (например, проволочки термометра сопротивления) определяется там не столько обменом энергией со сталкивающимися с ним (очень немногочисленными) молекулами, сколько поглощаемым им излучением Солнца, Земли и нижних слоев атмосферы. В результате термометр покажет температуру, сильно отличающуюся от кинетической. Поэтому надо искать другие методы определения кинетической температуры, годные для слоев атмосферы выше 30 км (см. § 74).

Источниками энергии верхней атмосферы — прежде всего стратосферы и мезосферы, является главным образом прямая солнечная радиация. Поглощение коротковолновой части солнечного спектра и глубина проникновения той или иной длины волны в атмосферу характеризуется рис. 72, заимствованным у Батанабе. В области 2000—3000 Å основной поглотитель на высоте 40—55 км — озон, в области 800—2000 Å — молекулярный кислород, в области 200—800 Å — молекулярный азот и атомарный кислород. Очень важно отметить, что поглощение кислородом и водяным паром в области около $\lambda = 1215$ Å понижено (имеется как бы спектральное «окно») и поэтому излучение солнечных вспышек в лаймановской линии L_α проникает сравнительно глубоко в атмосферу, до высот около 90 км и менее. До высоты порядка 87 км может проникать и рентгеновское излучение Солнца.

Водяной пар имеет ряд полос поглощения в инфракрасной области спектра (см. § 49), которые ответственны за излучение (охлаждение) стратосферы, за «сток» тепла. Выше, в мезосфере,

содержание H_2O , вероятно, мало и влияние его незначительно. Сток тепла здесь происходит, вероятно, за счет излучения CO_2 в дальней инфракрасной части спектра ($\lambda > 15 \text{ мкм}$).

Заметим, что выше 100 км, в термосфере поглощение коротковолновой и корпускулярной радиации ведет к диссоциации молекул (например, $\text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}$) и ионизации атомов и молекул O , O_2 , NO и др. При поглощении кванта света, производящего, например, ионизацию, часть энергии может превратиться в кинети-

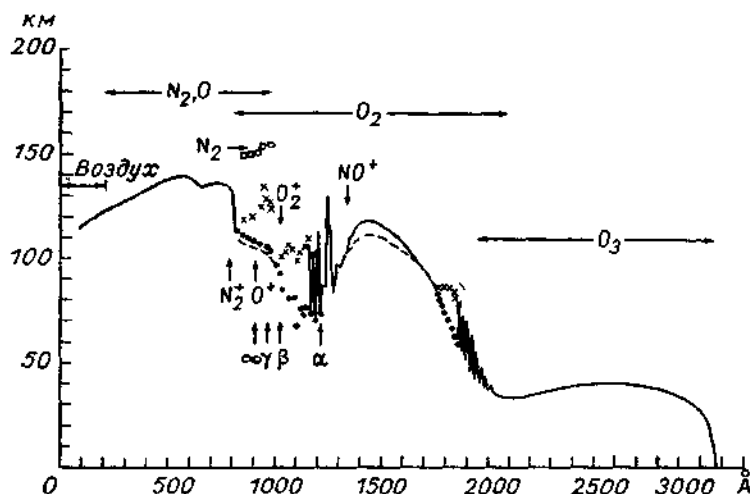


Рис. 72. Глубина проникновения солнечной ультрафиолетовой радиации в атмосферу в зависимости от длины волны. По Ватанабе.

Горизонтальные стрелки отмечают области поглощения основных газов атмосферы; α , β , γ — линии серии Лаймана.

ческую энергию электрона или положительного иона, которые в дальнейшем могут возбуждать другие частицы. Кинетическая энергия может возникать и при диссоциации молекул на атомы. Теми или иными, иногда сложными путями излучение Солнца превращается в кинетическую энергию движения молекул — в тепло. В табл. 59 приведены, по К. Я. Кондратьеву и О. П. Филиппович, величины потока энергии в ультрафиолетовой области солнечного спектра, к которой относится рис. 72.

Таблица 59

Область спектра, Å . . .	795—1050	1050—1240	1240—1340
Поток энергии, эрг/см ² × × сек.	10—60	0,4	0,2

Следует добавить, что при солнечных вспышках излучение в линии L_{α} достигает $6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$, а рентгеновское излучение солнечной короны — $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$, хотя в обычное время мягкое рентгеновское излучение в области $44\text{—}100 \text{ \AA}$ дает лишь $0,05\text{—}0,06 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$, а жесткое — не более $0,003 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$ Оценить энергию корпускулярных потоков чрезвычайно трудно, она весьма изменчива и фокусируется главным образом в кольцеобразных зонах полярных сияний, окружающих оба магнитных полюса Земли.

В термосфере, как указал Бейтс, заметную роль должно играть излучение атомарного кислорода в дальней инфракрасной области при $\lambda \approx 63 \text{ мкм}$, оно будет порядка $0,5 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/сек.}$ на атом кислорода. Возможно, что оно понижает температуры на высотах около 80 км , где образуются серебристые облака (см. § 102).

Отметим здесь, что для внешней атмосферы большое значение имеет теплопроводность, передающая тепло из высоких, более нагретых слоев вниз. Коэффициент теплопроводности

$$\lambda = f c_v \mu [\text{эрг/см} \cdot \text{сек.} \cdot \text{град.}],$$

где f — множитель, равный $2,5$ для одноатомного газа и $1,9$ — для двухатомного, а μ — коэффициент вязкости, например, для атомарного кислорода

$$\mu = 1,9 \cdot 10^{-5} \sqrt{T}, \quad \text{т. е.} \quad \lambda = A \sqrt{T}.$$

Если в верхней атмосфере имеется источник тепла $Q \text{ эрг/см}^2 \times \text{сек.}$ (поглощаемое излучение Солнца), а в нижней — сток (например, инфракрасное излучение углекислого газа), то в промежуточном слое должен установиться градиент температуры

$\frac{\partial T}{\partial z}$, определяемый направленным вниз потоком тепла

$$Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Если в верхней атмосфере количество поглощаемой энергии увеличивается, например, при вспышке на Солнце, то тепловая волна должна распространиться вниз, согласно уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_v} \frac{\partial}{\partial z} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = A \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \sqrt{T} \frac{\partial T}{\partial z},$$

причем скорость распространения волны в верхних слоях очень велика.

Отсюда ясно, что внезапные потепления, вызванные солнечными вспышками, должны очень быстро охватывать термосферу и мезосферу и лишь в стратосфере существенно замедлять свое распространение и затухать.

§ 74. Методы наблюдения температуры верхних слоев атмосферы

Методы, существующие для определения температуры верхних слоев атмосферы, основаны на учете особенностей строения и физических свойств атмосферы. В ряде таких методов используются наблюдения за плотностью воздуха и закон убывания ее с высотой, который для изотермического слоя атмосферы определяется выражением

$$\partial \ln \rho / \partial z = \frac{g}{RT}. \quad (74.1)$$

При сумеречном методе, предложенном в СССР впервые академиком В. Г. Фесенковым и разработанным детально Н. М. Штауде [149], после захода Солнца наблюдают яркость рассеянного света неба в зените (см. подробнее § 160). Большая часть света сумерек в данный момент создается в тонком слое воздуха на высоте H_0 над касательным, т. е. самым нижним солнечным лучом: более высокие слои сравнительно разреженнее и их вклад в рассеянный свет мал. Наблюдаемая яркость сумеречного света от зенита I , таким образом, пропорциональна плотности воздуха на небольшой высоте над этим касательным лучом. Нанося на график $\ln I$, в силу этой пропорциональности отличающийся только на постоянную величину от $\ln \rho$, как функцию от H_0 , можно по (74.1) оценить и ход температуры в зависимости от z . Наблюдения за сумерками, выполненные В. Г. Фесенковым в 1915 г. в Харькове и обработанные в 1923 г., впервые дали указания на сравнительно высокие температуры на высоте 60 км.

При прожекторном методе аналогичным образом наблюдается рассеянный атмосферой свет луча прожектора на высотах иногда до 70 км. Как и сумеречный, прожекторный метод был бы более точен, если бы имело место только молекулярное рассеяние света — пропорциональное числу молекул в 1 см^3 , т. е. плотности воздуха; но, как показали исследования А. Е. Микирова [96] и др., в атмосфере до высоты по крайней мере 85 км значительная доля рассеянного света создается пылинками (может быть, космического происхождения) и по нему даже можно судить о наличии и концентрации этих последних.

Весьма давно была выдвинута идея об определении плотности и температуры атмосферы по наблюдениям скорости полета и торможения метеоров, которые чаще всего бывают видимы на высоте от 60 до 110 км. Именно, движение метеора, влетевшего в атмосферу из межпланетного пространства с начальной скоростью v_∞ , замедляется по закону

$$m \frac{dv}{dt} = -\Gamma s \rho v^2, \quad (74.2)$$

где s — поперечное сечение тела метеора, m — его масса, ρ — плотность воздуха, v — скорость относительно частиц воздуха, константа Γ характеризует долю импульса, передаваемую потоком набегающих молекул воздуха метеору. Одновременно происходит испарение метеорной частицы, пропорциональное энергии молекул, набегающих в 1 сек. с относительной скоростью v :

$$\frac{dm}{dt} = - \frac{\Lambda}{Q} s \rho v \frac{v^2}{2} = - \frac{1}{2} \frac{\Lambda}{Q} s \rho v^3, \quad (74.3)$$

где Λ — доля кинетической энергии, расходуемой на испарение, Q — энергия испарения на 1 г вещества метеора. Интенсивность свечения J пропорциональна энергии, уносимой испаряющимися молекулами:

$$J = - \tau \frac{(dm/dt)v^2}{2}. \quad (74.4)$$

Чем больше начальная скорость v_∞ , тем быстрее сгорает метеор; чем он медленнее движется, тем глубже проникает в атмосферу. Так, например, по наблюдениям МГГ в Одессе, при $v_\infty = 20$ км/сек. метеоры вспыхивают на высоте в среднем около 76 км и угасают на высоте 64 км, а при $v_\infty = 70$ км/сек. — соответственно на высоте 100 и 87 км.

Обычно полет метеора фотографируют с выдержкой камерой, объектив которой с помощью вращающегося перед ним крыльчатого obtюратора закрывается и прерывает изображение метеора определенное число раз за секунду (см. рис. 73). Зная угловые координаты метеора и определив расстояние до него (например, путем фотографирования его с двух пунктов или с помощью радиолокатора), можно по длине черточек на фотографии вычислить скорость v и ускорение dv/dt в любой точке. По ускорению (по торможению метеора) можно вычислить значение плотности ρ_1

$$\rho_1 = - \frac{m}{\Gamma s} \frac{dv}{dt} \frac{1}{v^2}, \quad (74.5)$$

а по свечению метеора — значение плотности ρ_2

$$\rho_2 = \frac{4Q}{\Lambda \tau s} \frac{1}{v^5} J, \quad (74.5')$$

причем массу m , входящую в (74.5), вычисляют, например, путем интегрирования (74.4):

$$m = - \frac{2}{\tau} \int_{t_0}^t \frac{J}{v^2} dt.$$

На рис. 74 представлено распределение $\lg \rho_1$ и $\lg \rho_2$ по наблюдениям метеоров в Одессе, Душанбе и Киеве в период 1957—1959 гг. [3].

Наблюдения за плотностью атмосферы с помощью метеоров несколько отрывочны (они ведутся только при ясной погоде, в немногих обсерваториях и т. д.). Но они позволяют контролировать

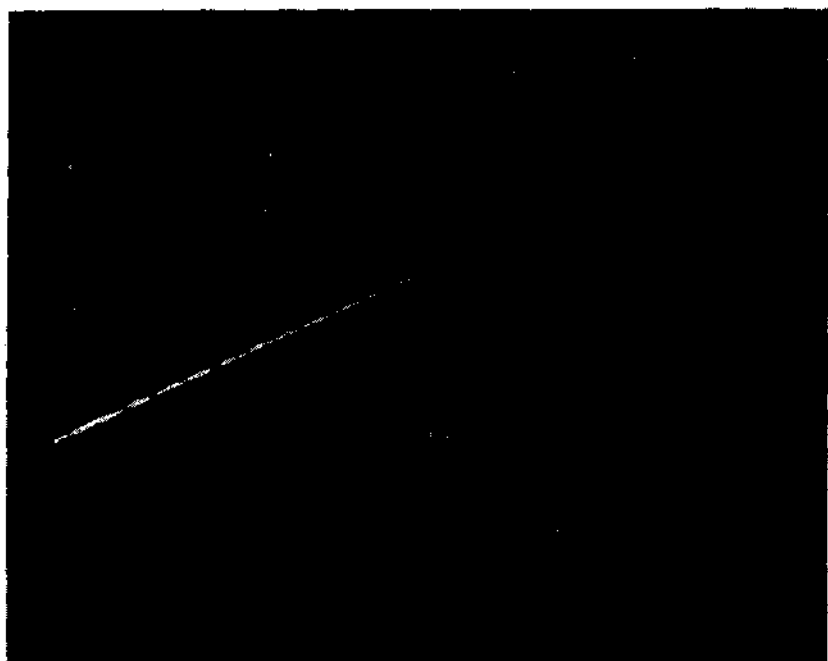


Рис. 73. Метеор 14 августа 1958 г. в Душанбе. По П. Бабаджанову.

другие определения ρ независимым методом, в интервале высот, мало доступном как акустическому методу, так и малым метеорологическим ракетам.

Сравнительно давно был предложен ионосферный метод определения плотности или температуры. Ослабление или затухание радиосигнала, прошедшего некоторый путь в ионосфере, зависит от плотности газа в ней. Электромагнитная волна в сильно ионизованном газе приводит в колебание находящиеся в нем ионы и электроны. Сталкиваясь с другими (нейтральными) частицами газа они отдают им приобретенное в волне количество движения, т. е. электромагнитная энергия при этом растрачивается, обращаясь частично в тепловую. В результате по затуханию радиосигнала можно определить частоту столкновения

ионов с другими частицами v , а по ней — плотность и температуру ионосферы. Некоторые данные такого рода собрал и опубликовал в 1952 г. Н. С. Герзон [36]. Он обнаружил очень высокие температуры в ионосфере — до 3900°K на высоте 400 км. Такой метод, однако, требует точного знания сечений столкнове-

ния различных частиц и т. д. и мало применяется в настоящее время.

Для определения температуры (и, одновременно, ветра) в верхней атмосфере можно также использовать звуковой луч. Скорость звука c в слое атмосферы с температурой T равна

$$c = 20,06 \sqrt{T} = K \sqrt{T}. \quad (74.6)$$

По закону преломления угол падения звукового луча i_n в различных слоях атмосферы связан со скоростью c_n (считая Землю плоской) следующим образом (см. § 164):

$$\frac{\sin i_1}{c_1} = \frac{\sin i_2}{c_2} \quad \text{или} \quad \frac{\sin i_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{\sin i_2}{\sqrt{T_2}}. \quad (74.7)$$

Рис. 74. Плотность атмосферы, вычисленная по наблюдениям метеоров в Одессе (1) и Душанбе (2). Для сравнения указана плотность по ВСА (3).

Если в точке A в момент t_A на поверхности земли возникает сильный звук (например, взрыв), а в точках $B, B' \dots$ мы с помощью чувствительного микрофона определяем и время t_B распространения звуковой волны от B до B' , то можно определить кажущуюся скорость распространения звука от B до B' , равную $c'_B = c_B \sin i_B$. Зная $c_B = k \sqrt{T_0}$, зависящую от температуры у поверхности земли T_0 , можно также оценить с помощью (74.7) температуру в верхней точке траектории звукового луча (помня, что там $i = 90^\circ$). Высота этой точки, однако, непосредственно не определяется.

В нижнем слое, до высоты z_1 (рис. 75), траектория звукового луча и время пробега рассчитывается по данным радиозондов, до высоты 18—25 км. В верхнем слое, над z_1 , следует подобрать такое распределение температуры $T(z)$, чтобы время пробега t_{AB} и дальность пробега x_B соответствовали данным наблюдения. При этом учитывают также значения T_2 . Имея несколько

группы точек наблюдения $B (B', B'', \dots)$, $B_1 (B'_1, B''_1, \dots)$ на различных расстояниях от A , можно с помощью электронной машины подобрать профиль температуры с большой точностью.

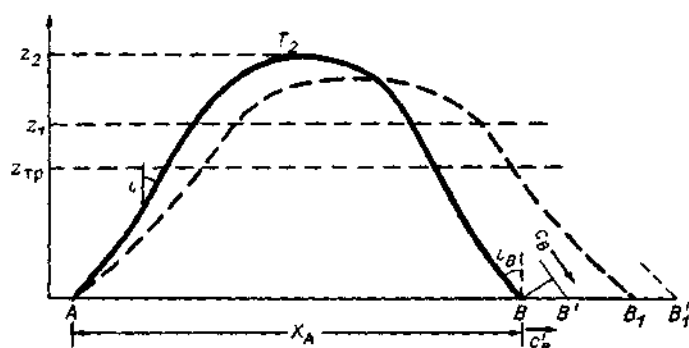


Рис. 75. Траектории звуковых лучей в вертикальной плоскости в слоистой атмосфере.

Над тропопавзой, в слое $T = \text{const}$ луч прямолинеен, в слое инверсия — искривлен выпуклостью вверх.

Распространение звука зависит также от ветра, который может дуть под некоторым углом к линии AB . Проекция траектории луча на горизонтальную плоскость YOX имеет при этом вид, изображенный на рис. 76. Чтобы оценить азимут ψ

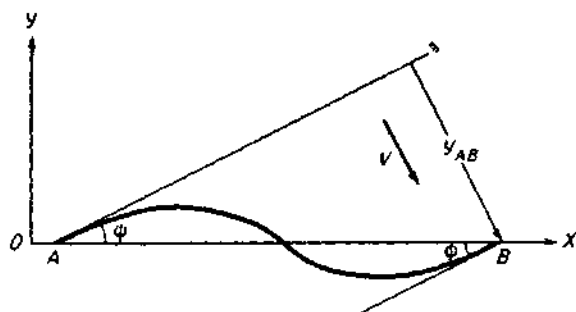


Рис. 76. Горизонтальная проекция пути звукового луча при наличии ветра v . В верхней части траектории, где ветер сильнее, «снос» звуковой волны больше.

луча в точке B , близ нее ставят три микрофона, разнесенные по треугольнику на несколько километров. В этом случае надежное определение T и $\bar{v}$ требует уже наблюдений не менее чем в трех точках, подобных B , с разных сторон от A .

Такие наблюдения за температурой и ветром проводились в Англии в 1944—1945 гг., где микрофоны располагались в четы-

рех точках (Ларкхилл, Кэнтербери, Мальверн, Фриски), а взрывы производились в нескольких других пунктах страны. Во Франции в период МГГ в 1957—1959 гг. ряд взрывов, сделанных в Ле-Рюшаре, прослушивался в восьми пунктах, расположенных в радиусе 200—250 км. На рис. 77 представлено, по данным этих экспериментов во Франции, среднее вертикальное распределение температуры летом и зимой, а также в характерный день — 24 апреля 1958 г. в 17 час.

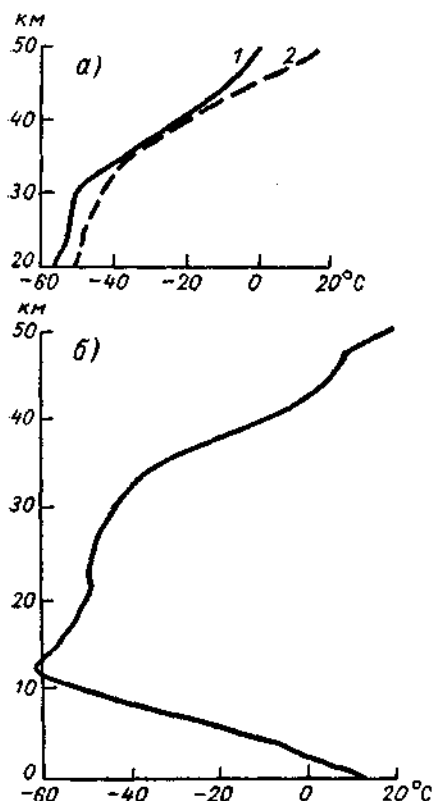


Рис. 77. Распределение температуры в стратосфере по акустическим наблюдениям во Франции.

а — среднее за 1957-58 г., б — 24 апреля 1958 г. в 17 час; 1 — зима, 2 — лето.

(быстрое повышение температуры выше 20 км вверх), когда температура на высоте 50 км достигла $+22^{\circ}$. Наблюдения там же 29 октября 1958 г. в 17 час. показали, что над холодной стратосферой температура на высоте 47,5 км была $+29^{\circ}$. Все это позволило считать, что выше 35 км существует ярко выраженный теплый слой. Оказалось, что и начало повышения температуры и «вершина» теплого слоя, так называемой мезопаузы, расположены зимой значительно выше, чем летом.

С уменьшением плотности воздуха вверх существенно усиливается затухание звука (вязкость и теплопроводность все больше выравнивают различия плотности и температуры между сгущениями и разрежениями газа в звуковой волне) и поэтому выше 60—65 км, по-видимому, акустическое зондирование не может дать хороших результатов.

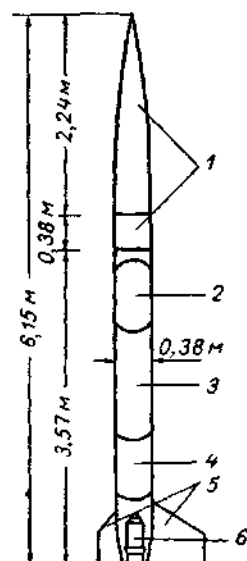
§ 75. Ракетный метод

В последнее время все чаще и успешнее применяется ракетный метод наблюдения температуры верхней атмосферы, развивавшийся начиная с 1946 г. в США, затем в СССР, Австралии, Франции и т. д.

Исследовательская ракета (рис. 78) несет в носовой отсечке научную аппаратуру, а в хвостовой части — баки с горючим, камеру сгорания и т. д. Обычно она взлетает почти вертикально, ускоряясь в период работы мотора до скорости 1,3—1,8 км/сек. Скорость ее v , таким образом, меньше скорости метеоров, но отношение ее к скорости звука $M = \frac{v}{c}$ — так называемое число Маха — велико и достигает 5—6. После израсходования горючего подъем ракеты замедляется вплоть до максимальной высоты H_{max} , неодинаковой у различных ракет.

Рис. 78. Схема метеорологической ракеты «Аэробихи».

1 — приборный отсек, 2 — бак давления, 3 — бак с окислителем, 4 — топливо, 5 — хвостовое оперение, 6 — камера сгорания.



Во время спуска обычно носовая часть ракеты отделяется и ее «спасают» с помощью парашюта.

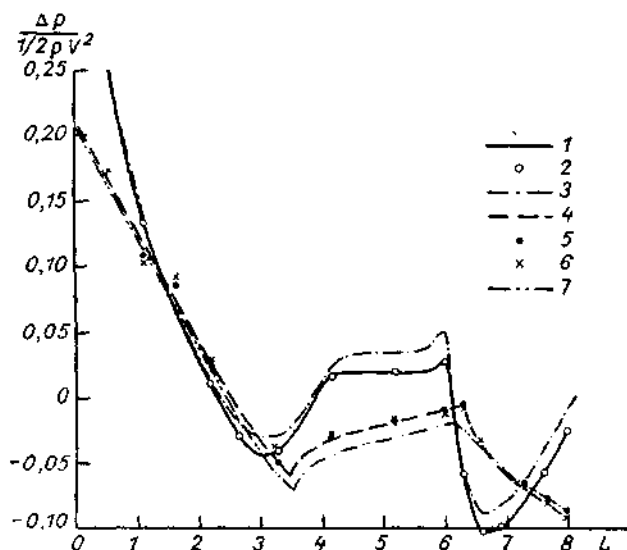


Рис. 79. Избыток давления Δp на поверхности ракеты в функции угла атаки α и числа Маха M .

1 — кривая наилучшего приближения, $\alpha=0^\circ$; 2 — экспериментальные значения, $\alpha=0^\circ$; 3 — кривая для $\alpha=6^\circ$; 4 — кривая для $\alpha=0^\circ$; 5—6 — экспериментальные значения, $\alpha=0^\circ$; 7 — кривая для $\alpha=6^\circ$; кривые 1—3 для $M=0,84$, кривые 4—7 для $M=1,87$.

Так как скорость ракеты значительно больше скорости теплового движения молекул, то перед носовой частью ракеты молекулы, так сказать, не успевающие ускользнуть от нее, образуют сгущение, расходящееся затем в виде ударной волны под так называемым углом Маха $\varphi = \text{arctg } M$. В этом сгущении давление p_2 по отношению к окружающему давлению невозмущенного воздуха p_1 возрастает параллельно росту квадрата скорости. На рис. 79 представлено распределение избытка давления $\Delta p = p_2 - p_1$ (деленного на $\rho v^2/2$) на поверхности тела ракеты U-2 в зависимости от числа Маха, расстояния L от носа ракеты (или от конца шпиля, как на рис. 80), выраженного в калибрах ракеты, а также от наклона оси ракеты к направлению полета. Видно, что ставить манометры для определения окружающего давления воздуха на ракете удобнее всего около точки $L=6$, где давление искажается меньше всего.

На рис. 80 показано расположение приборов в носовом отсеке советской метеорологической ракеты. Она имеет шпиль длиной около 74 см, на котором укреплены термометры сопротивления в виде натянутых параллельно ему вольфрамовых проволочек, длиной 30 см и толщиной 40 мкм. Входное отверстие манометра Пирани находится на расстоянии $L=6,5$ (калибров шпиля) от конца шпиля.

Благодаря сжатию воздуха температура T_v воздуха, заторможенного и, следовательно, нагревающегося адиабатически, близ шпиля равна

$$T_v = T_1 \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right), \quad (75.1)$$

Рис. 80. Размещение приборов на метеорологической ракете (СССР).

1 — тепловой манометр, 2 — болометр для наблюдения солнечной радиации, 3 — мембранный манометр, 4 — блок аккумуляторов, 5 — термометр сопротивления для измерения температуры воздуха, 6 — коммутатор телеметрической системы, 7 — передатчик, 8 — фотоаппарат.

где r — тепловой коэффициент восстановления, T_1 — температура внешнего воздуха, $\gamma = c_p/c_v$. В общем виде температуру проволоочки T_n можно выразить [146] так:

$$T_n = T_1 + r \frac{\gamma - 1}{2\gamma R} M v^2 - \frac{\rho_n c_n \omega}{hs} \frac{dT}{dt} + \frac{1}{h} \left\{ \frac{\varepsilon_1 (1 + a_1)}{\pi} \Phi_c + \right. \\ \left. + \frac{\varepsilon_2 (1 + a_2)}{2} \Phi_s - \varepsilon_3 T_n^4 + 0,15 \varepsilon_3 \sigma_0 T_w^4 \right\} + \\ + \frac{Q}{hs} - \xi (T_n - T_w), \quad (75.2)$$

где третий член правой части характеризует отставание показаний термометра из-за быстрого движения ракеты, зависящее от ρ_n , c_n , ω , s — плотности, теплоемкости, объема и поверхности проволоочки и h — коэффициента ее теплообмена; четвертый, пятый и седьмой члены — повышение температуры за счет притока солнечной Φ_c и земной Φ_s радиации (учитывая коэффициенты поглощения $\varepsilon_c - \varepsilon_s$) и радиации шпигла, имеющего температуру T_w ; шестой член — охлаждение за счет собственного излучения проволоочки, имеющей коэффициент излучения ε_3 ; последний член характеризует теплоотвод через поддерживающие проволоочки стойки («косынки»). С помощью (75.2) можно, зная T_n , определить и T_1 . Выше 70 км величина поправочных членов в (75.2) сильно возрастает, средняя квадратическая ошибка в определении T_1 превосходит 20° и метод становится менее надежным. (В § 77 мы приведем некоторые данные о температуре и пр., полученные при помощи ракет в СССР, США и Австралии.)

В США основное внимание обращали не на непосредственное определение температуры, а на наблюдения за давлением или плотностью и по ним уже вычисляли T_1 . Делались попытки определять при полете ракеты угол Маха φ , а по нему — скорость звука c и по (74.6) T_1 . Устанавливая на ракете несколько небольших гранат, автоматически последовательно взрывающихся на разных высотах, можно с Земли заметить вспышки взрыва и моменты прихода звуковой волны, т. е. определить опять-таки скорость звука и по ней температуру. Метод «падающей сферы» состоял в том, что из ракеты на заданной высоте (например, 120—135 км) выбрасывается автоматически шар из металлизированной полиэтиленовой пленки толщиной около 12 мкм, сразу же после выброса раздувающийся небольшим количеством газа до диаметра примерно 2 м. Вертикальная скорость v_z и ускорение dv_z/dt шара при его падении определяются при помощи радиолокатора, а плотность воздуха ρ_z на высоте вычисляется по формуле

$$\rho_z = \frac{2m \left(\frac{dv_z}{dt} - g_z \right)}{v_z^2 s c_x},$$

где g_z — ускорение силы тяжести на высоте z . На высотах более 100 км dv_z/dt мало и трудно измеримо, на высотах ниже 75 км оценка $c_x/2$ — безразмерного коэффициента сопротивления (аналогично Γ в 74.2) мало точны. Такой метод поэтому дает удовлетворительные результаты лишь в области 75—100 км [233].

§ 76. Наблюдения за плотностью и температурой с помощью спутников

Обширные и чрезвычайно важные данные о плотности и температуре атмосферы на высоте более 200 км были получены при наблюдении за торможением искусственных спутников Земли (начиная с первых спутников, запущенных в СССР 4 октября 1957 г. и 3 ноября 1957 г.).

Предположим сначала, что искусственный спутник движется по круговой орбите радиусом $R_1 = R_0 + z$, где R_0 — радиус Земли, z — высота спутника над Землей. На спутник действует тогда сила сопротивления воздуха

$$F = \frac{c_x}{2} \rho s v_1^2, \quad (76.1)$$

где v_1 — первая космическая скорость, $v_1 = \sqrt{gR_1}$. При этом $c_x/2$ зависит от того, отскакивают ли встречаемые спутником молекулы воздуха как упругие шарики с массой m' , унося двойное количество движения $2v_1 m'$, либо они прилипают (адаптируются) на некоторое время к поверхности спутника и затем «рассеиваются» с него во всех направлениях, унося в среднем «единичное» количество движения $m'v_1$. Таким образом, $c_x/2$ зависит от доли этих «рассеянных» молекул — от так называемого коэффициента адаптации.

Под действием силы сопротивления (76.1) скорость движения спутника уменьшается, период его обращения, равный $\tau = 2\pi R_1/v_1 = 2\pi \sqrt{\frac{R_1}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{v_1}{g}}$, сокращается и R_1 уменьшается, т. е. спутник постепенно приближается к Земле. Его орбита становится спиралью, сжимающейся со временем.

Если OO' — окружность радиуса R_1 ; CC' — спиральная орбита, наклоненная под малым углом θ к OO' ; F_1 — центробежная сила; F_2 — сила притяжения Земли, то, проектируя силы на касательную к OO' , имеем (см. рис. 81)

$$m \frac{v_1^2}{R_1} \sin \theta = -F = -\frac{c_x}{2} \rho s v_1^2. \quad (76.2)$$

За полный оборот, пройдя путь $2\pi R_1$, спутник приблизится к Земле на

$$\Delta R_1 = R_1 - R_2,$$

где

$$\Delta R_1 = 2\pi R_1 \Delta \theta.$$

Согласно третьему закону Кеплера

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^3 = \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^2 \quad \text{или} \quad \Delta R = \frac{2}{3} \frac{R}{\tau} \Delta \tau, \quad (76.3)$$

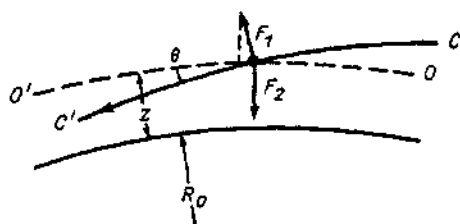


Рис. 81. Силы, действующие на спутник.

OO' — круговая орбита. CC' — истинная орбита.

где $\Delta \tau$ — изменение периода обращения за один оборот. В результате имеем из (76.2) и (76.3), подставляя $v_1^2 = gR_1$,

$$\frac{mg}{2\pi} \frac{\Delta R}{R} = \frac{2}{3} \frac{mg}{2\pi} \frac{\Delta \tau}{\tau} = -F,$$

откуда

$$\rho = \frac{2}{3} \frac{m}{R_1 s \frac{c_x}{2}} \frac{\Delta \tau}{\tau} = -\frac{2}{3} \frac{1}{R_1 c_0} \frac{\Delta \tau}{\tau}, \quad (76.4)$$

где $c_0 = \frac{c_x}{2} \frac{s}{m}$ — баллистический коэффициент, имеющий размерность $\text{см}^2/\text{г}$.

Практически τ и $\Delta \tau$ при наблюдениях спутников определяются сравнительно легко, проще, чем другие элементы орбиты. В то же время R_1 относительно мало зависит от изменений высоты z . Поэтому по (76.4) легко определять ρ на высоте z .

В действительности орбита спутника имеет всегда вид эллипса с эксцентриситетом e , в фокусе которого находится центр Земли, и спутник приближается к Земле в перигее и удаляется в апогее.

Поскольку плотность воздуха убывает с высотой как $\rho = \rho_0 e^{-z/H}$, где H — высота однородной атмосферы, то сила сопротивления значительно убывает от перигея к апогею. В резуль-

тате Δt определяется главным образом торможением в области перигея Π , где плотность ρ_{Π} равна

$$\rho_{\Pi} = - \frac{1}{c_0 \sqrt{H}} \frac{2}{3} \frac{(1-e) \sqrt{e}}{(1+e) \sqrt{2\pi r_{\Pi} (1+e)}} \frac{\Delta \tau}{\tau}.$$

Очень важно, что таким образом можно оценить плотность в определенной (фактически, довольно ограниченной) части орбиты, расположенной над определенной частью земного шара. Таким способом можно оценить различия плотности и температуры, например, над дневной и ночной сторонами Земли или «локализовать» изменения плотности, например, при внезапных вспышках на Солнце, ведущих к быстрому разогреванию и расширению атмосферы и резкому торможению спутника.

В табл. 60 приведены некоторые данные о первых спутниках, а в § 77 мы рассмотрим результаты наблюдений за ρ и T с помощью спутников.

Таблица 60

Характеристики первых спутников. По Кинг-Хилл

Спутник	Страна	Дата запуска	Наклон орбиты, град.	Период, мин.	Наименьшая высота, км	Максимальная высота, км	Эксцентриситет	Аргумент перигея, град.
1957 α	СССР	4/X 1957 г.	65,1	96,2	226	947	0,052	58
1957 β	СССР	3/XI 1957 г.	65,33	103,75	225	1671	0,0989	59
«Эксплорер-1» (1958 α)	США	1/II 1958 г.	33,2	114,8	357	2562	0,141	121
«Авангард-1» (1958 β)	США	17/III 1958 г.	34,4	134,18	660	3970	0,191	129
«Эксплорер-3» 1958 δ_2	США	26/III 1958 г.	33,3	115,9	193	2800	0,160	—
	СССР	15/V 1958 г.	65,19	105,95	226	1881	0,111	58

Наконец, интересную возможность оценки температуры в области (сравнительно ограниченной и узкой) полярных сияний дает наблюдение ширины их спектральных линий. Эти линии расширяются благодаря доплеровскому смещению частоты при тепловом движении высвечивающихся атомов. Соответственно

$$\delta \lambda = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{m}}. \quad (76.5)$$

Поскольку время установления максвелловского распределения скоростей на высоте 150 км — порядка 1 сек., на высоте 300 км — менее 100 сек., на высоте 600 км — порядка 10^5 сек., то атомы, время жизни которых в возбужденном состоянии τ больше указанных величин, успевают адаптироваться на это распределение

скоростей. Наблюдение их свечения поэтому дает хорошее представление о кинетической температуре атмосферы на соответствующей высоте. В результате зеленая линия OI с $\lambda=5577 \text{ \AA}$ ($\tau \approx 1$ сек.) позволяет определять T до высоты 150 км, красная линия OI с $\lambda=6300 \text{ \AA}$ и $\tau=100$ сек. — до 300 км и зеленый дублет атомарного азота с $\lambda=5198-5200 \text{ \AA}$ — до высоты 600 км.

§ 77. Стратосфера и мезосфера

По определению, данному в гл. I, область атмосферы от тропопаузы до стратопазузы называется стратосферой. При этом под стратопазузой подразумевается уровень или слой максимальной температуры (иногда еще называемый «стратопик»), находящийся на высоте около 50—55 км. Над стратопазузой находится мезосфера, простирающаяся до мезопазузы — уровня около 80—85 км, выше которого начинается новое, очень резкое и мощное повышение температуры вверх, характеризующее слой так называемой термосферы. Практически, термосфера тождественна с ионосферой, поскольку в ней наблюдается также сильное увеличение ионизации (электронной концентрации) с высотой.

Поскольку вся атмосфера до мезопазузы имеет одинаковый состав (если отвлечься от изменений влажности и малой примеси — озона) ее иногда называют гомосферой, а более высокие слои, где уже происходит заметная диссоциация, ионизация и различные фотохимические процессы — называют в этом случае гетеросферой.

Распределение температуры в стратосфере и мезосфере очень характерно: выше тропопаузы она либо сразу начинает повышаться вверх, как это наблюдается весь год в тропических широтах и летом в умеренных и полярных, либо в некотором слое остается постоянной (изотермия) и начинает заметно повышаться вверх приблизительно с высоты 30 км. Этот уровень перелома температурной кривой, проявляющийся главным образом в околополярных широтах, иногда называют изопазузой.

На рис. 82 представлены, по В. Р. Дубенцову [53], кривые среднего распределения температуры до 100 км в разных широтах северного полушария зимой и летом в 1957—1959 гг., а на рис. 83 изображено распределение температур по широтам от Северного полюса до экватора зимой и летом. Из рисунков видно, что более высоко расположена тропопауза в тропических широтах. Теплый слой между 30 и 60—65 км, хорошо заметный на всех кривых зимой, теплее (до 270°K) и располагается ниже в тропических широтах и заметно холоднее и выше — в широтах умеренных и полярных, где стратопазуза поднимается до 57—58 км. Летом он, наоборот, более теплый в полярных широтах (до

280°K), где в это время приход солнечной радиации наибольший. Высота теплого слоя летом мало зависит от широты. Таким образом, интенсивность его качественно довольно хорошо следует величине прихода солнечной радиации на границе атмосферы (см. § 41). В то же время этот теплый слой, как и слой озона, не исчезает и зимой, когда приход радиации равен нулю.

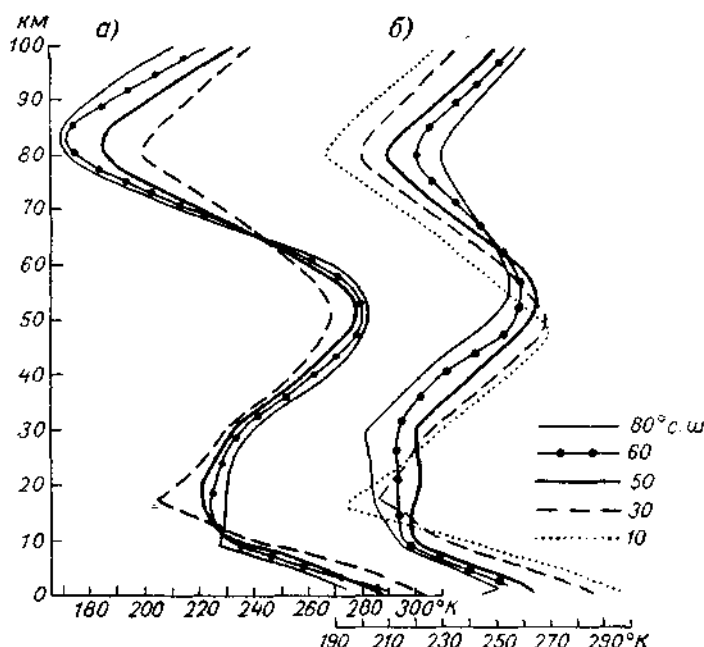


Рис. 82. Среднее распределение температуры (°K) на высотах от 0 до 100 км на широтах 10, 30, 50, 60 и 80° с. ш. летом (а) и зимой (б). 1957—1959 гг. По В. Р. Дубенцову.

Выше мы приводили случаи больших отклонений, когда, например, температура теплого слоя достигала 302°K.

Наиболее интересной и неожиданной чертой (см. рис. 82—83) является то, что холодный слой мезосферы непосредственно под мезопаузой более холоден в тропиках, чем в полярных широтах, а в полярных — гораздо холоднее летом, чем зимой. Из табл. 61, заимствованной также у В. Р. Дубенцова, видно, что выше 60 км происходит обращение годового хода температуры, и зима может быть на 50—60° теплее лета, когда температура у мезопаузы падает ниже 170°K.

На объяснении этого необычного годового хода температуры, как и всего распределения температур в стратосфере и мезосфере, мы остановимся ниже.

Одним из замечательных свойств стратосферы, открытых недавно (1959—1960 гг.), является 26-месячный цикл колебаний

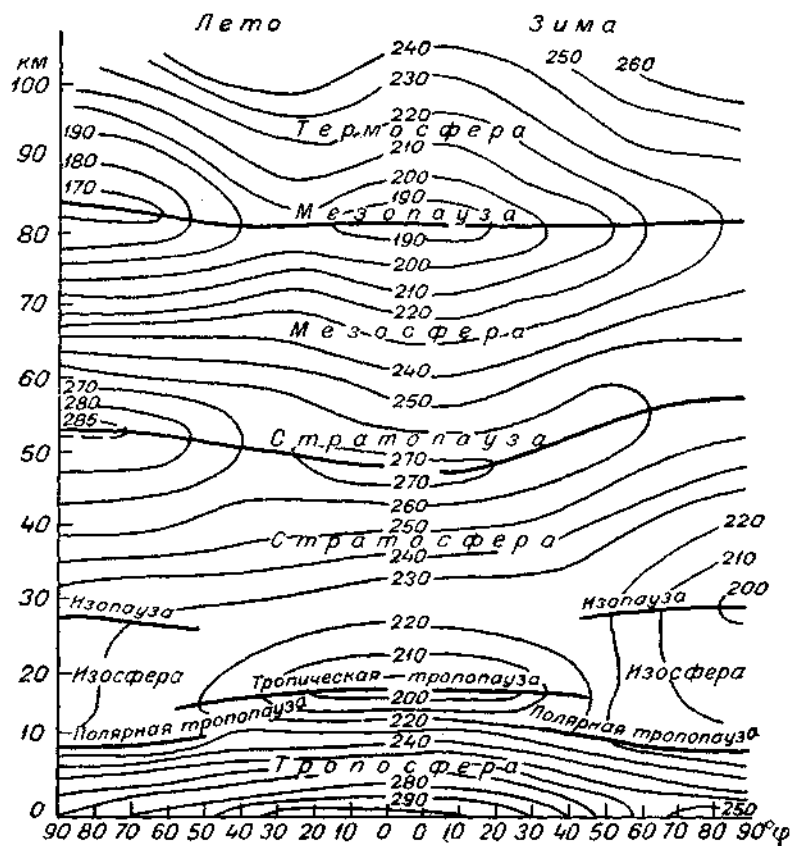


Рис. 83. Меридиональный разрез температур на высотах до 100 км летом и зимой. 1957—1959 гг. По В. Р. Дубенцову.

Таблица 61

Разность температур лето—зима

Широта, град.	Высота, км						
	20	40	60	70	80	90	100
80 с.	25	49	15	—24	—57	—63	—49
60	11	32	6	—22	—44	—51	—32
50	10	20	0	—10	—23	—28	—14
30	2	5	4	5	0	0	4

температуры и ветра в тропической зоне. На рис. 84 изображен ход температуры воздуха (из которого исключен обычный годовой ход) на о. Кантон (3° ю. ш.) и на пяти субтропических станциях около (27° с. ш.) Иводзима, Майами, Окинава, Мидуэй-Айленд и Кокоа-Бич по данным за 1951—1960 гг. У экватора

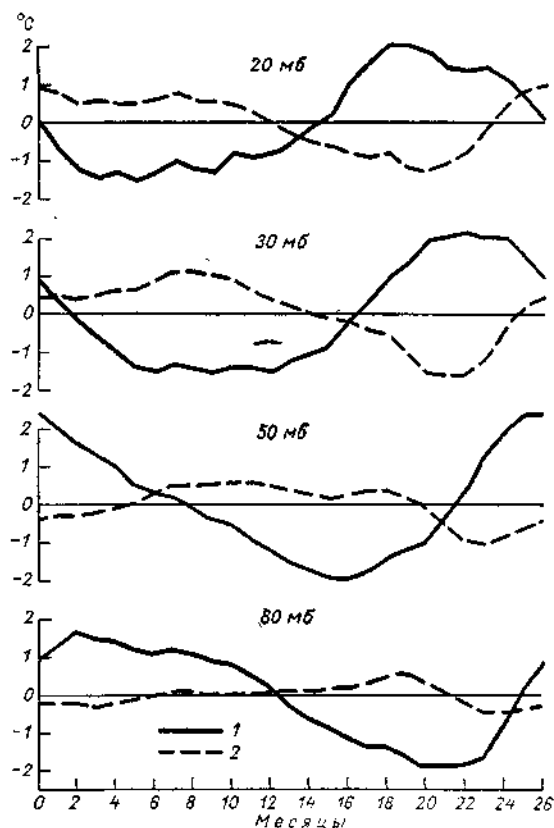


Рис. 84. Колебания температуры с 26-месячным периодом на о. Кантон 3° ю. ш., (1) и на субтропических станциях (Иводзима, Майами, Окинава, Мидуэй-Айленд и Кокоа-Бич, средняя широта 27° с. ш.) (2).

26-месячные колебания на уровне 20 мб (около 29 км) имеют амплитуду $2,1^{\circ}$ и оттуда распространяются вниз, затухая, например, на уровне 16 км до $0,7^{\circ}$, запаздывая при этом более чем на 12 месяцев [230]. На 27° с. ш. такие колебания температуры более слабые ($0,9$ — $1,0^{\circ}$), заметны только на верхних уровнях (20—30 мб). О 26-месячном цикле ветра, еще более наглядном и важном, мы скажем в гл. XXII.

§ 78. Стандартная атмосфера

В технике (особенно в авиации) нередко пользуются так называемой стандартной атмосферой (СА). Это — некоторое условное, принятое международным соглашением, распределение температуры, давления и плотности воздуха с высотой, а также ряда зависящих от них свойств атмосферы (например, вязкости, теплопроводности и пр.), приблизительно соответствующее среднему распределению этих элементов в земной атмосфере. Оно используется при расчетах авиационных приборов, условий полета и т. д. Составленная в СССР в 1960 г., на основании многочисленных радиозондовых наблюдений во всем мире, а также ракетных наблюдений МГГ, так называемая временная стандартная атмосфера (ВСА-60) предназначена заменить действовавшую до тех пор стандартную атмосферу Международной организации гражданской авиации (МОГА). ВСА-60 в 1961 г. принята Комитетом по космическим исследованиям (КОСПАР) в качестве международной «справочной» атмосферы (reference atmosphere). В табл. 62 приведены краткие выдержки из ВСА-60 до высоты 100 км для некоторых стандартных уровней (например, 5, 10, ... км) и уровней [отмеченных звездочкой (*)], где основная для ВСА кривая распределения температур претерпевает излом. В промежутке между изломами температура меняется линейно с высотой. Принято, что на уровне моря $T = +15^\circ\text{C}$

Таблица 62

Высота, м	Температура, °C	Давление, мб	Плотность, г/см ³	Длина свободного пробега молекул см
0	15,0	1013,25	$1,225 \cdot 10^{-3}$	$6,37 \cdot 10^{-6}$
5 000	-17,5	540,45	$7,365 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-5}$
10 000	-50,0	264,91	4,136	1,75
11 000*	-56,5	226,90	3,648	1,96
15 000	-56,5	121,07	1,947	3,68
20 000	-56,5	55,27	$8,887 \cdot 10^{-5}$	8,05
25 000*	-56,5	25,26	4,062	$1,76 \cdot 10^{-4}$
30 000	-42,8	11,84	1,790	4,08
40 000	-15,5	2,96	$2,920 \cdot 10^{-6}$	$1,89 \cdot 10^{-3}$
46 000*	+0,8	1,38	1,758	4,38
50 000	+0,8	0,85	1,075	7,16
54 000*	+0,8	0,518	$6,584 \cdot 10^{-7}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$
60 000	-19,8	0,241	3,316	2,27
70 000	-54,0	0,058	$9,275 \cdot 10^{-8}$	7,74
80 000*	-88,2	$11,14 \cdot 10^{-3}$	2,098	$0,322 \cdot 10^0$
90 000	-88,2	$1,844 \cdot 10^{-3}$	$3,473 \cdot 10^{-9}$	1,95
95 000*	-88,2	$0,752 \cdot 10^{-3}$	1,417	
100 000	-63,9	$0,324 \cdot 10^{-3}$	$5,399 \cdot 10^{-10}$	

Примечание. Значения T , p и ρ в табл. 62 округлены.

(что близко соответствует средней температуре на земном шаре, см. § 64) и давление равно 1013,25 мб (760 мм рт. ст.). При расчете ρ и p принято, что до 95 км молекулярный вес воздуха постоянен и равен 28,966 (т. е. что атмосфера сухая).

Хотя ВСА-60 и очень близка к описанию среднего, т. е. наиболее вероятного состояния атмосферы, приведенные здесь значения T , p и др. не имеют какого-либо специального физического смысла. В США в 1962—1965 гг. разработана, например, стандартная атмосфера, в которой повышение температуры в стратосфере начинается уже с 20,06 км и температура в слое 47,35—52,43 км достигает $-2,5^\circ\text{C}$, а мезопауза расположена на высоте 90 км (вместо 95 км в ВСА) и т. д. Подготовлен также и проект стандартной атмосферы для тропиков, где тропопауза находится на высоте 17 км вместо 11 км, как указано в стандартных атмосферах СССР и США, и т. д.

Следует также иметь в виду, что в стандартной атмосфере не учтена влажность воздуха (в расчеты введен молекулярный вес сухого воздуха).

Переходя к объяснению особенностей температуры стратосферы и мезосферы надо помнить, что они зависят либо от упомянутых в начале главы процессов поглощения и излучения радиации (Солнца и Земли), либо от движения атмосферы (вертикального движения или адвекции). Процессы конденсации в этих слоях практически не имеют места, и облачность не затеняет потока солнечной радиации. Водяной пар тут мало влияет и на излучение. Тепло рекомбинации атомарного кислорода ниже 90 км также незначительно, но выше этот процесс может дать существенное количество тепла.

Основным источником тепла следует считать поглощаемую озоном (выше 90 км — молекулярным кислородом) ультрафиолетовую радиацию, а стоком тепла — излучение углекислого газа в полосе около $\lambda = 15$ мкм, наиболее близкой к максимуму излучения атмосферы при $T = 250^\circ\text{K}$, а также излучение озона в полосе $\lambda = 9,65$ мкм. При этом охлаждение, вызываемое CO_2 в слое 40—80 км, согласно Мергатройду и Гуди, выражается приближенно в виде

$$q_r/c_p = k_0 - kT,$$

где q_r — потеря тепла на единицу массы в 1 сек., $k_0 = 7,68 \times 10^{-5}$ град/сек., $k = 5,26 \cdot 10^{-7}$ сек $^{-1}$.

Инфракрасная полоса озона вызывает охлаждение, достигающее 3° в день на высотах порядка 47 км над летним полушарием и значительно меньшее на других высотах и над зимним полушарием. На рис. 85 изображен, по Мергатройду и Гуди [213], график изменения температур ($^\circ\text{K}$) в день в периоды зимнего и летнего солнцестояния, которое вызывалось бы действием одних только радиационных факторов при заданных — наблюдающихся

в природе — температурах воздуха. В значительной части диаграммы, от $\varphi=30^\circ$ в зимнем полушарии до $\varphi=60^\circ$ в летнем, изменения температуры невелики, не более 2° в день, т. е. атмосфера находится приблизительно в радиационном равновесии. От этой зоны к зимнему полюсу быстро нарастает охлаждение, а к летнему — радиационное нагревание, достигающее 4° в день.

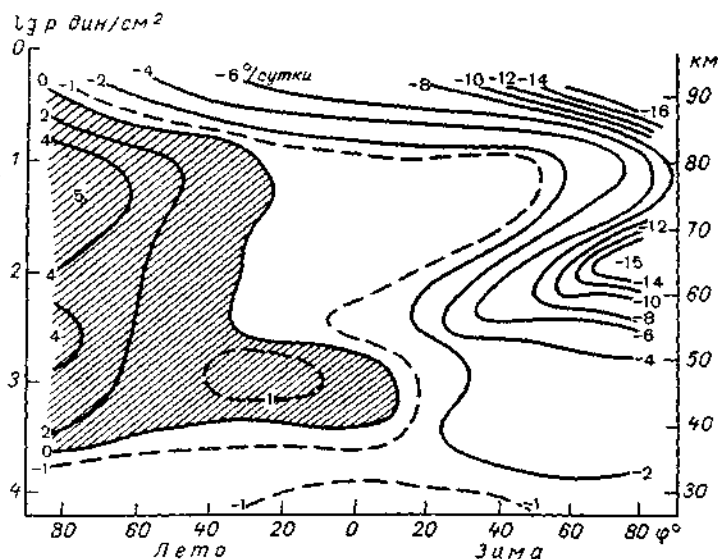


Рис. 85. Радиационные источники и стоки тепла на высотах 30–90 км во время летнего и зимнего солнцестояний. По Мергаторду и Гудн.

На рис. 86 представлено распределение равновесных температур, рассчитанных [263] также с учетом лишь одних радиационных факторов. Видно, что последние хорошо объясняют наличие теплого слоя (с $T > 300^\circ \text{K}$, т. е. даже выше наблюдаемой средней температуры) на высотах 45–55 км в летнем и отчасти в зимнем полушарии. Факторы эти, однако, не могут объяснить ни почему этот слой существует везде и в зимнем полушарии, ни почему на высоте 80–90 км атмосфера столь холодна, как мы видели выше. Автор рассчитал также, какого рода меняющаяся в течение года циркуляция атмосферы должна возникнуть благодаря подобному распределению температур с восходящим движением, усиливающимся к летнему полюсу до $\pm 2,8$ см/сек. и нисходящим — того же порядка — над зимним полюсом. В этой рассчитанной циркуляции меридиональный поток на высотах более 30 км, направленный от летнего к зимнему полюсу, достигает 70 см/сек. Соответствующее распределение температуры (рис. 87)

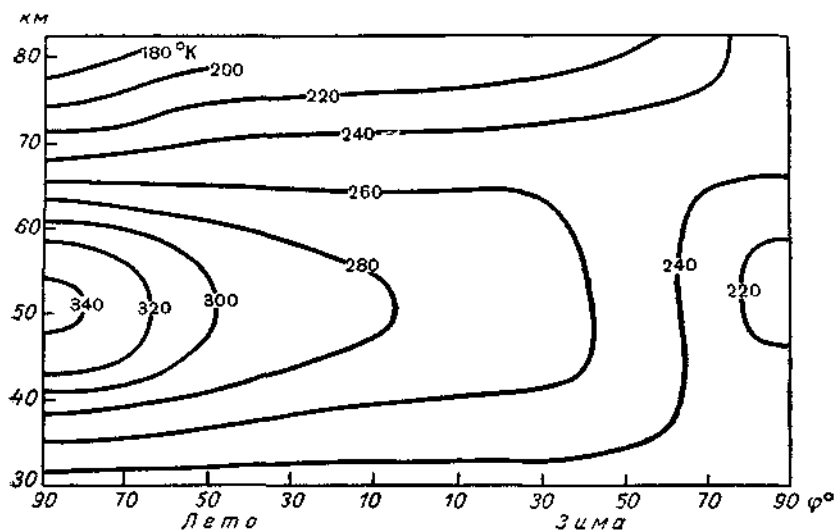


Рис. 86. Равновесие температуры ($^{\circ}\text{K}$) для зимы и лета до высоты 80 км. Неподвижная атмосфера. По Леви.

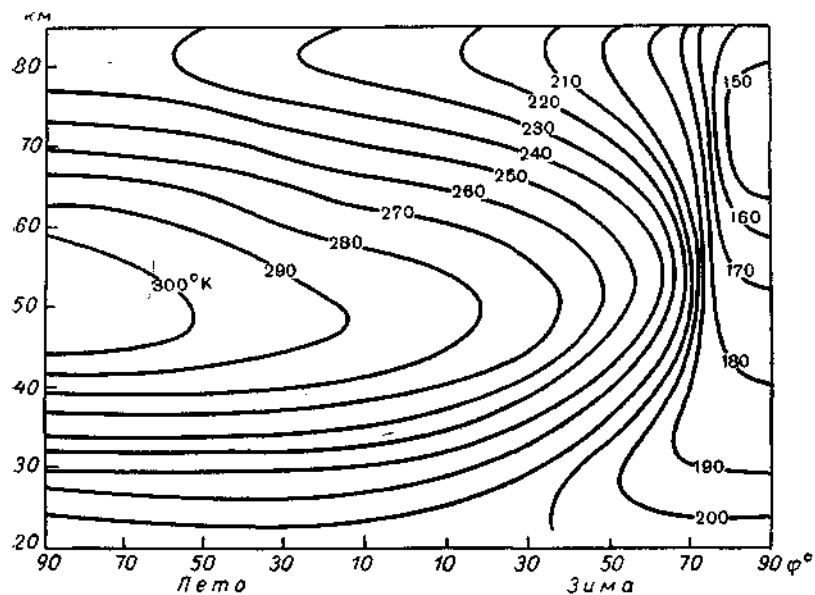


Рис. 87. Равновесие температуры в случае меридиональной циркуляции в атмосфере. По Леви.

показывает, что летом восходящее движение, переносящее озон вверх, заметно повышает температуру теплого слоя и очень существенно понижает температуры выше 60 км, где озона уже очень мало. Так объясняются уже описанные выше очень низкие летние температуры летом и обращение годового хода температуры выше 65 км. Зимой нисходящее движение существенно нагревает полярную мезосферу, где при этом температура достигает 220°K (радиационная температура тут снижалась до 150°K). На рис. 87 видно, как изотермы в слое 65—90 км снижаются к летнему полюсу. Таким образом, необычное изменение температуры в слое 65—90 км, наиболее низкой летом, может быть объяснено динамическими причинами. Следует еще, однако, выяснить, почему теплый слой распространяется до самого зимнего полюса.

§ 79. Температура термосферы

Сведения о температуре термосферы и о факторах, ее определяющих, в настоящее время еще недостаточно полны. Согласно ВСА-60 (см. § 75), выше 95 км температура начинает быстро повышаться вверх, достигая на 150 км 737°K и на 200 км — 1260°K . Такие же температуры указаны и в американской стандартной атмосфере 1962 г. (около 1235°K на высоте 200 км и до 1500°K на высотах 600—700 км). Анализируя величину торможения искусственных спутников Земли, наблюдавшихся в 1957—1958 гг., Пристер и Мартин [227] показали, что в это время температуры на высотах 600—700 км доходили до 1800°K над освещенной частью Земли и падали весьма резко до 1200°K при переходе в тень. Этот переход подсказывал, что нагревание термосферы тесно связано с ультрафиолетовой, ионизирующей атмосферу радиацией Солнца. Замечательной оказалась связь изменений плотности воздуха (на этих высотах возрастающей вместе с температурой) с колебаниями солнечной активности, одним из индексов которой является радиоизлучение Солнца на волнах 10,7 или 20 см. Параллелизм кривых на рис. 88, заимствованном из [227], бросается в глаза.

После периода МГГ, когда солнечная активность стала быстро убывать, температуры в термосфере существенно упали. По наблюдениям Яккиа [198] за торможением спутника «Эксплорер-17» с перигеем на высоте 270 км, в апреле — октябре 1963 г. ночные температуры были порядка 640 — 670°K , а по данным спутника «Эксплорер-8» на высоте 426 км — 680°K . При этом в отдельные ночи колебания температуры оказались пропорциональными индексу магнитной возмущенности k_p , так что
$$\frac{\partial T}{\partial k_p} = 35^{\circ} \text{ (в магнитно-спокойные дни } k_p \text{ порядка } 0\text{—}2\text{)}.$$

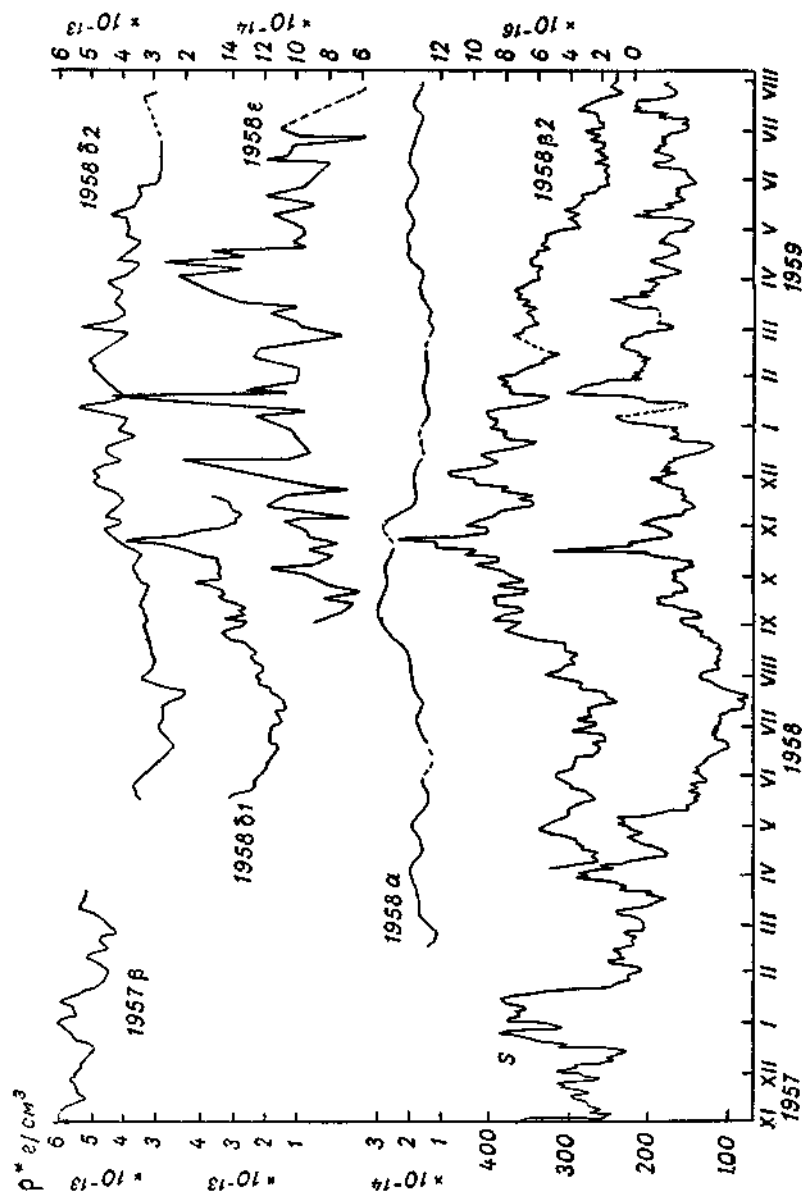


Рис. 88 (92). Колебания плотности воздуха ρ^* г/см³ на высотах 208—210, 260, 350 и 660 км по данным Советских (1957 β) (1958 δ_1) и американских (1958 α , β) спутников.

S — колебания радионизлучения Солнца на поле 20 см в 10^{-22} ватт/м² гц. По Принстеру и Мартину.

В 1964 г. Яккиа предложил эмпирическую формулу, выражающую суточный ход температуры в функции от долготы

$$T = T_0 \left(1 + 0,33 \cos^4 \frac{\tau - 30^\circ}{2} \right), \quad (79.1)$$

где τ — часовой угол Солнца, отсчитываемый от полудня. Кривая T очень круто поднимается при восходе и падает при заходе Солнца.

Р. Бурдо и др. [162] по данным спутника «Эксплорер-9» (перигей на высоте 00 км) в марте—мае 1962 г. получили дневные температуры около 1060° . Отдельные их колебания хорошо соответствовали изменениям солнечной ультрафиолетовой радиации в области 170—370 Å. Таким образом, наблюдения 1962—1963 гг. в период малой активности Солнца, указали на существенно более низкие температуры верхней атмосферы — термосферы по сравнению с периодом высокой активности 1957—1958 гг.

В 1958 г. С. Чепмен высказал гипотезу, что Земля с ее атмосферой погружена в обширную внешнюю корону Солнца, имеющую в этом месте температуру около $280\,000^\circ\text{K}$ и сообщающую термосфере значительное количество тепла. Однако сильный суточный ход температур термосферы и явная связь их с освещенностью Земли прямыми лучами Солнца говорят против этой гипотезы. По той же причине надо полагать, что космические корпускулы, приходящие более или менее равномерно со всех сторон, не оказывают большого влияния на температуры термосферы. Наоборот, там, где корпускулярные потоки, вышедшие из Солнца, фокусируются в земном магнитном поле в поясе полярных сияний, их тепловой эффект может быть очень силен. Так, например, наблюдая доплеровскую ширину линий излучения полярных сияний, Т. М. Мулярчик [104] нашла, что в нижних частях сияний (лучей и дуг), находящихся в среднем на высоте около 100 км, $T = 195^\circ\text{K}$. При наблюдении зеленой линии $\lambda = 5577\text{ Å}$ в однородной дуге сияния в ночь с 10 на 11 ноября 1958 г. была отмечена температура порядка 1000°K , а затем во время появления исключительно интенсивного красного сияния формы А — расширение линии $\lambda = 6300\text{ Å}$, соответствовало $T = 2500^\circ\text{K}$. Позднее, во время весьма сильного красного сияния типа А 17—18 декабря 1958 г. была даже отмечена температура до 3400°K . Напомним, что наиболее вероятно свечение красных линий 6300—6364 Å происходит на высоте 250—300 км. Все наблюдения Т. М. Мулярчик, сделанные в период весьма сильной активности Солнца, указывают, что в области свечения полярных сияний температура тем выше, чем они ярче. Она заметно возрастает с высотой и, по-видимому, существенно выше, чем в окружающей их несветящейся атмосфере.

РАЗДЕЛ III

КРУГОВОРОТ ВОДЫ

Глава XIII

ИСПАРЕНИЕ

В атмосфере Земли все время происходит круговорот водяного пара. С поверхности материков и океанов испаряется вода, водяной пар распространяется в атмосфере, уносится иногда на далекое расстояние воздушными потоками и снова конденсируется. При конденсации возникают облака и из них выпадают осадки. Так вода вновь выпадает на поверхность моря и континентов, откуда она может испаряться или снова стекать по рекам в море.

По расчетам Л. И. Зубенок [61], с поверхности океана (361 млн. км^2) испаряется в год $406\,850$ км^3 воды, т. е. слой воды, равный в среднем $112,7$ см. С материков испаряется за год $66\,450$ км^3 воды (слой воды $44,6$ см).

На поверхность материков (площадь 149 млн. км^2) выпадает $104\,300$ км^3 осадков, из которых $37\,850$ км^3 стекает в реки и далее — в океан. Над океаном выпадает $368\,940$ км^3 осадков, что составляет слой около $102,2$ см, а всего на земном шаре в год выпадает $473\,300$ км^3 осадков (несколько ранее, в 1952 г., Рейхель давал меньшую цифру — $415\,000$ км^3).

По приближенным расчетам О. А. Дроздова и А. С. Григорьевой, в январе в атмосфере в виде водяного пара находится в среднем $11\,419$ км^3 воды (из них над северным полушарием — 4876 км^3), в июле — $12\,939$ км^3 (над северным полушарием — 7768 км^3).

В среднем, таким образом, водяной пар атмосферы мог бы образовать слой воды («слой осажженной воды») толщиной $2,4$ см. Поскольку на Земле за год осадков выпадает в 39 раз больше, то это количество водяного пара должно, очевидно, примерно 39 раз в году возобновляться и средняя продолжительность жизни одной молекулы H_2O в атмосфере составляет всего 9,4 дня. Кругооборот воды в атмосфере, таким образом, очень интенсивен. Вода в океане возобновляется в среднем один

раз в 350 лет, но, поскольку глубинная циркуляция в океане идет очень медленно, глубинные воды обновляются за гораздо большие периоды, а поверхностные, вероятно, — за немногие годы.

§ 80. Молекулярно-кинетическая теория испарения

Процесс испарения является довольно сложным. При испарении с поверхности жидкости все время отрываются отдельные молекулы — те молекулы, кинетическая энергия которых достаточна для преодоления притяжения других молекул жидкости. Воздух над поверхностью воды при этом обогащается водяным паром. Молекулы пара, принимая участие в беспорядочном движении, свойственном газу, могут иметь двоякую судьбу:

а) некоторые из них могут снова удариться о поверхность воды и как бы прилипнуть к ней, т. е. стать снова молекулами жидкости;

б) другие, наоборот, могут быть унесены от поверхности жидкости в процессе диффузии.

Испарение определяется разностью потоков молекул, вылетающих из жидкости и возвращающихся в нее. Оно численно равно потоку молекул, уходящих в атмосферу, другими словами, — диффузионному потоку водяного пара.

Согласно молекулярно-кинетической теории испарения, предложенной еще в 1926 г. В. В. Шулейкиным, беспорядочное движение молекул воды, как и газа, может быть описано выражением

$$dN = \frac{4N}{\alpha^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} dv, \quad (80.1)$$

где dN — число молекул, абсолютная скорость которых v изменяется от v до $v + dv$; N — общее число молекул в данном объеме; α — наимвероятнейшая скорость (такая, при которой $\frac{dN}{dv}$ достигает максимума), равная

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (80.2)$$

Рассмотрим компоненту скорости молекул, нормальную к испаряющей поверхности, и обозначим ее через u . Обозначим также число молекул в 1 см³ воды через N_1 . Тогда число молекул dN_1 , имеющих нормальную компоненту скорости, изменяющуюся от u до $u + du$, будет равно, согласно молекулярной теории газов,

$$dN_1 = \frac{N_1}{\gamma} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du, \quad (80.3)$$

где η — некоторый поправочный коэффициент, равный разности между единицей и относительным объемом, занимаемым молекулами воды.

Число молекул, подлетающих в 1 сек. к 1 см² поверхности воды со скоростью u , равно

$$dn = u dN_1 = \frac{N_1}{\eta} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} u du.$$

Из этих молекул в атмосферу могут вылететь только те, кинетическая энергия которых достаточна для преодоления сил сцепления поверхностной пленки воды. Обозначим через P работу, необходимую для того, чтобы молекула могла «пробить» эту поверхностную пленку. Вылететь из жидкости смогут только те молекулы, кинетическая энергия которых $\frac{1}{2} mu^2$ будет превышать P . Скорость их, следовательно, будет больше, чем

$$u_{\min} = \sqrt{\frac{2P}{m}}.$$

Число молекул n_0 , вылетающих в 1 сек. с 1 см², будет, таким образом, равно

$$\begin{aligned} n_0 &= \int_{u=u_{\min}}^{\infty} dn = \frac{N_1}{\eta} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \int_{u_{\min}}^{\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} u du = \\ &= \frac{N_1}{\eta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{P}{kT}}. \end{aligned} \quad (80.4)$$

Можно показать, что P есть в то же время выраженная в механических единицах скрытая теплота испарения, отнесенная к одной молекуле.

Если бы над поверхностью воды была всегда пустота, то испарение действительно определялось бы выражением (80.4). Над поверхностью воды, однако, всегда находится воздух, а также водяной пар, имеющий некоторую упругость e . Последняя связана с числом ν молекул пара в 1 см³ соотношением

$$e = \nu kT. \quad (80.5)$$

Молекулы водяного пара совершают в пространстве над водой беспорядочное движение. Из кинетической теории газов следует, что за 1 сек. о поверхность воды в 1 см² ударяется

$$\nu \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$$

молекул пара. Предположим, что часть из них отражается обратно, а некоторая $\frac{1}{\xi}$ доля их поглощается водой. Вычислим

теперь e в случае, если между жидкостью и паром существует равновесие, т. е. найдем упругость пара, который мы называем насыщенным. Эту упругость мы обозначим через e_s .

$$e_s = \nu_s kT, \quad (80.6)$$

где ν_s — число молекул в 1 см^3 насыщенного пара. Для состояния насыщения имеем

$$n_0 = \frac{\nu_s}{\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}. \quad (80.7)$$

Величина $\alpha = \frac{1}{\zeta}$ называется коэффициентом адаптации или коэффициентом испарения.

Упругость насыщенного пара e_s будет равна (если температуры воды и пара одинаковы), согласно (80.4), (80.6) и (80.7),

$$e_s = \frac{\zeta}{\eta} N_1 kT e^{-\frac{p}{kT}}. \quad (80.8)$$

Имея в виду, что

$$N_1 = \frac{N_0}{\omega \mu_1},$$

где $N_0 = 6,0234 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро, ω — удельный объем, а μ_1 — молекулярный вес воды, можно написать

$$e_s = N_0 \frac{\zeta}{\eta} \frac{kT}{\omega \mu_1} e^{-\frac{p}{kT}} = N_0 \frac{\zeta}{\eta} \frac{kT}{\omega \mu_1} e^{-\frac{L \mu_1}{ART}}. \quad (80.8a)$$

Здесь L — скрытая теплота испарения (кал/г), A — тепловой эквивалент работы, $R = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/град · моль — универсальная газовая постоянная.

Величина $e^{-\frac{L \mu_1}{ART}}$ вообще мала, но сильно растет с повышением температуры, а вместе с ней растет и e_s . Из (80.7) следует, что испарение существенно зависит от α . При испарении в вакуум, как это показал Олти и затем подтвердили наблюдения Б. В. Кирюхина и Б. М. Шиняева [71], $\alpha \approx 0,036$. Интересно, что примесь поверхностно-активных веществ (ПАВ) заметно уменьшает α , а примесь CO_2 — увеличивает α .

Формула (80.7) дает число вылетающих и число возвращающихся молекул в случае равновесия пара и жидкости, а формулы (80.8) и (80.8a) — упругость пара при тех же условиях. В случае равновесия, если над поверхностью воды водяной пар будет

насыщенным и воздух неподвижным, испарение происходить не будет.

Рассмотренная выше теория позволяет изучить процессы и в том случае, когда равновесия нет.

§ 81. Процесс диффузии водяного пара

Предположим теперь, что одновременно происходит процесс диффузии водяного пара в неподвижный воздух, находящийся над поверхностью воды и что благодаря диффузии пар уходит вверх от испаряющей поверхности. В этом случае вблизи поверхности воды концентрация молекул пара, которую мы обозначим через v_0 , будет меньше насыщающей $v_0 < v_s$. Упругость пара над поверхностью воды будет при этом также меньше насыщающей упругости e_s . Число возвращающихся в воду молекул

$$\frac{v_0}{\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$$

будет меньше n_0 — числа молекул, вылетающих из воды, т. е. будет происходить испарение воды.

В. В. Шулейкин рассмотрел случай, когда концентрация молекул пара на некоторой высоте h_1 над водой имеет постоянное значение v_1 , а упругость пара равна e_1 . Тогда поток диффундирующего вверх водяного пара будет равен числу молекул n , теряемых 1 см² поверхности воды в 1 сек.

$$-D \frac{\partial v}{\partial z} = n_0 - \frac{v_0}{\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}, \quad (81.1)$$

(D — коэффициент диффузии) или приближенно

$$D \frac{v_0 - v_1}{h_1} = \frac{v_s - v_0}{\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = n. \quad (81.2)$$

В частности, у самой поверхности воды должно быть

$$-\left(D \frac{\partial v}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{v_s - v_0}{\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$$

и, следовательно, краевое условие (для поверхности $z=0$) для всех задач об испарении запишется в виде

$$\frac{\partial v}{\partial z} + B(v_s - v_0) = 0, \quad (81.3)$$

где

$$B = \frac{1}{D\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}.$$

Возвращаясь к уравнениям (81.2) и находя v_0 из первого равенства и подставляя во второе, находим, используя (80.5) и (80.7):

$$n = n_0 \frac{1 - \frac{v_1}{\zeta n_0} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}}{1 + \frac{h_1}{D\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}} = \frac{v_s - v_1}{\zeta} \frac{\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}}{1 + \frac{h_1}{D\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}} =$$

$$= \frac{e_s - e_1}{\zeta \sqrt{2\pi m k T}} \frac{1}{1 + \frac{h_1}{D\zeta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}} \quad (81.4)$$

Выражение (81.4) характеризует два основных свойства испарения.

1. Испарение пропорционально разности $e_s - e_1$. Если температуры воды и воздуха равны, то $e_s - e_1$ есть так называемый дефицит влажности воздуха на высоте h_1 (см. § 20).

2. Испарение зависит от коэффициента диффузии пара D . Если D увеличивается (например, при уменьшении давления воздуха в горах), то испарение растет, приближаясь к некоторому пределу.

Эти положения хорошо подтверждаются опытом.

Предположим, что воздух не неподвижен и что в атмосфере имеет место турбулентное движение. Тогда в атмосфере будет происходить также перенос водяного пара вверх турбулентным перемешиванием. Величину D в (81.1) и (81.4) тогда надо заменить на $\left(D + \frac{A}{\rho_v}\right)$, где A — коэффициент перемешивания,

а ρ_v — плотность воздуха. Из (81.4) тогда следует, что с ростом скорости ветра и турбулентности испарение должно возрастать сначала быстро, затем медленнее, стремясь к некоторому пределу.

Рассмотренное выше решение одномерной задачи об испарении предполагало, что на определенной (произвольной) высоте h_1 поддерживается постоянная концентрация молекул пара v_1 .

При этом считалось, что в атмосфере непрерывно происходит процесс удаления из нее избытка водяного пара. Таким процессом являются конденсации и образование облаков и осадков.

В нижних слоях атмосферы нередко может наблюдаться приток сухого воздуха из более сухих областей земного шара или из высоких слоев атмосферы (при нисходящем движении воздуха). Такой приток может поддерживать v_1 на сравнительно низком уровне, т. е. поддерживать процесс испарения. Это заставляет нас рассмотреть более сложную (двухмерную) задачу — задачу об испарении при наличии горизонтального притока более сухого воздуха, т. е. воздуха с влажностью меньшей, чем насыщающая при температуре поверхности воды.

§ 82. Испарение с ограниченной площади

Предположим, что поток воздуха, прошедший длинный путь над сравнительно сухим континентом, течет со скоростью u над поверхностью водоема Ox . Будем считать вначале, что как u , так и коэффициент перемешивания A не зависят от высоты и что коэффициент диффузии D мал по сравнению с A/ρ_v . Тогда уравнение вынужденного переноса водяного пара как некоторой примеси к воздуху запишется в виде

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{A}{\rho_v} \left(\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \right), \quad (82.1)$$

где q — удельная влажность или концентрация водяного пара в воздухе. Пренебрегая здесь диффузией, обуславливающей испарение и в неподвижном воздухе, можно считать, что горизонтальный градиент влажности гораздо меньше вертикального или что конвекционный член $u \frac{\partial q}{\partial x}$ гораздо больше члена, описывающего горизонтальный перенос пара путем турбулентности, $\frac{A}{\rho_v} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$. Можно рассматривать стационарное распределение

влажности, при котором $\frac{\partial q}{\partial t} = 0$, т. е. решать уравнение

$$\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{A}{\rho_v u} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2}, \quad (82.2)$$

где $\frac{A}{\rho_v} = k$ — коэффициент турбулентности.

Предположим, что над материком (слева от оси Oz) на всех высотах $q = q_1$ и что у поверхности воды при $z=0$ $q = q_2$. Можно считать пока, что q_2 есть насыщающая концентрация (ниже мы уточним это краевое условие, исходя из того, что было сказано о влажности воздуха вблизи испаряющей поверхности (см. (81.3)). Кроме того, положим, что при $z=\infty$ $q = q_1$, т. е. влияние испарения на большой высоте не сказывается. При таких начальном и краевом условиях решением уравнения (82.2) будет (как это легко проверить дифференцированием)

$$q = q_1 + (q_2 - q_1) \left[1 - \Phi \left(\frac{z}{2 \sqrt{\frac{Ax}{\rho_v u}}} \right) \right], \quad (82.3)$$

где Φ есть функция ошибок

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\alpha^2} d\alpha.$$

Соответствующее распределение q над водой представлено на рис. 89. Из рисунка видно, что поток воздуха, пробега над водой, постепенно увлажняется. Очевидно, что на большой высоте будет сохраняться начальная влажность q_1 . Поток молекул водяного пара вверх, т. е. испарение с 1 см² в 1 сек., выразится в виде

$$E = - \left(A \frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z=0} = (q_2 - q_1) \sqrt{\frac{A \rho u}{\pi x}}. \quad (82.4)$$

E дает величину испарения в г/см²·сек. Она будет пропорциональна квадратному корню из коэффициента перемешивания A и

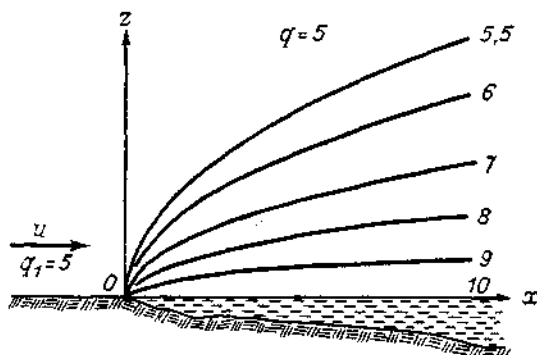


Рис. 89. Увлажнение потока воздуха над водой. $q_1=5$, $q_2=10$.

испарение будет уменьшаться с удалением от берега обратно пропорционально $\sqrt{x}$.

Известно, что малые окраинные моря в областях, где климат жаркий и малождливый, отличаются большой соленостью воды. Так, например, соленость воды в Красном море до 4,1‰, в Персидском и Оманском заливах — более 3,9‰, в то время как в открытой части Индийского океана соленость 3,64‰. Так сказывается повышенное испарение на краях больших водоемов. Даже Средиземное море (особенно его восточная часть) солёнее Атлантического океана. Действительно, общее испарение с прибрежной полосы воды шириной x_0 будет равно

$$\begin{aligned} E^* &= \int_0^{x_0} E dx = A(q_2 - q_1) \sqrt{\frac{\rho u}{\pi A}} \int_0^{x_0} \frac{dx}{\sqrt{x}} = \\ &= 2(q_2 - q_1) \sqrt{\frac{A \rho u x_0}{\pi}}, \end{aligned} \quad (82.4a)$$

т. е. испарение пропорционально $\sqrt{x_0}$ и не пропорционально испаряющей площади.

Так как $(q_2 - q_1) \approx 0,622 \frac{e_s - e_1}{p}$, то из (82.4а) следует, по-прежнему, что испарение пропорционально дефициту влажности.

Аналогичное рассуждение можно провести для водоема любой формы. Для круглого водоема радиусом R , например,

$$E^* = c(q_2 - q_1) \sqrt{A p R^3 u} \quad (82.5)$$

и на единицу площади

$$E = c(q_2 - q_1) \sqrt{\frac{A p u}{\pi^2 R}}.$$

В этом случае общее испарение также возрастает медленнее, чем испаряющая поверхность, а E уменьшается с ростом R .

Так, по наблюдениям Кацнельсона в Лод (Израиль) испаритель диаметром 1,2 м испаряет за год слой воды 219 см, а испаритель диаметром 3,6 м — всего 163 см.

Можно решать уравнение (82.1), считая, что и ветер, и коэффициент турбулентности зависят от высоты, например, полагая

$$u = u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m, \quad \frac{A}{p} = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\mu}, \quad (82.6)$$

где u_1 и k_1 — скорость ветра и коэффициент турбулентности на некоторой заданной высоте z_1 , а m и μ — постоянные, заключенные между 0 и 1.

Уравнение переноса водяного пара для установившегося состояния при этом запишется

$$u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m \frac{\partial q}{\partial x} = k_1 \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\mu} \frac{\partial q}{\partial z} \right]. \quad (82.7)$$

Решение его при тех же краевых условиях, что и выше, дано М. П. Тимофеевым. Оно имеет вид (см. [127])

$$q = q_1 + (q_2 - q_1) \left[1 - \frac{\Gamma\left(\frac{\mu}{n}, \frac{\sigma}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{\mu}{n}\right)} \right], \quad (82.8)$$

где

$$n = m + \mu + 1, \quad s = \frac{k_1 x}{u_1 z_1^2}, \quad \sigma = 4n^2 \left(\frac{z}{z_1} \right)^n,$$

$\Gamma\left(\frac{\mu}{n}\right)$ и $\Gamma\left(\frac{\mu}{n}, \frac{\sigma}{s}\right)$ — полная и неполная гамма-функции¹. (Не

¹ Таблицы последней можно найти в книге Е. Е. Слуцкого «Таблицы для вычисления неполной гамма-функции», М.—Л., 1950.

смешивать показатели n и m с испарением и массой молекул n и m в § 81.)

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^{\infty} e^{-x} x^{\alpha-1} dx, \quad \Gamma(\alpha, \beta) = \int_0^{\beta} e^{-x} x^{\alpha-1} dx. \quad (82.9)$$

В частности, из (82.8) и (82.9) видно, что на большой высоте, где $\sigma \rightarrow \infty$, $\Gamma\left(\frac{\mu}{n}, \frac{\sigma}{s}\right) = \Gamma\left(\frac{\mu}{n}\right)$ и, по-прежнему, $q = q_1$, т. е. сохраняется начальное значение влажности.

Из (82.8) и (82.9) можно вычислить, как прежде, величину испарения, т. е.

$$\begin{aligned} E &= - \left(A \frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z=0} = - \rho k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\mu} \frac{\partial q}{\partial \sigma} \frac{4n^2}{z_1^n} n z^{n-1} = \\ &= k_1 \rho_s (q_2 - q_1) \frac{n}{z_1 \Gamma\left(\frac{\mu}{n}\right)} \left(\frac{4n^2 \mu_1 z_1^2}{k_1} \right)^{\frac{\mu}{n}} \frac{1}{x^{\frac{\mu}{n}}}. \end{aligned} \quad (82.10)$$

И в этом случае испарение пропорционально дефициту влажности $q_2 - q_1$ и растет с увеличением коэффициента турбулентности k_1 .

Как показал Д. Л. Лайхтман [81], при значительной инверсии в нижних слоях атмосферы m и μ могут достигать величины 0,2—0,3, а при нормальной стратификации атмосферы (в отсутствии инверсии) они меньше 0,1 и еще уменьшаются при нали-

чии неустойчивости. Таким образом, в обычных условиях $\frac{\mu}{n} < 1$, и, следовательно, испарение очень медленно уменьшается с увеличением x , т. е. с удалением от берега. Иначе говоря, при сделанных предположениях испарение менее зависит от размеров испаряющей поверхности, чем согласно (82.4).

Заметим, что при $x=0$ величина E не определяется по (82.10), так как в непосредственной близости от берега необходимо рассматривать еще и продольную диффузию (перемешивание), т. е. сохранить в (82.2) еще член $\frac{A}{\rho_a u} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}$. М. П. Тимо-

феев показал также [127], что в задаче об испарении следует использовать физически более правильное краевое условие (81.3) при $z=0$ вместо условия $q=q_s$. Решив при этом новом условии уравнение (82.7), получим, что E пропорционально $(q_1 - q_s) k_1^{1-\frac{\mu}{n}} x^{-\frac{\mu}{n}}$, т. е. получим выражение, сходное с (82.10).

Во всех случаях, следовательно, E пропорционально дефициту влажности $e_1 - e_s$.

Заметим, что чем больше неустойчивость атмосферы и чем меньше μ , тем с большей точностью E^* пропорционально испаряющей площади.

§ 83. Испарение с поверхности воды в естественных условиях

Выше мы привели ряд теоретических соображений об испарении. Из них следует, что испарение пропорционально дефициту влажности и приближенно пропорционально коэффициенту турбулентности k_1 в степени, мало отличающейся от 1. Возмущения потока ветра должны поэтому существенно увеличивать испарение. Зависимость величины испарения E , рассчитанной на 1 см^2 , то размеров испаряющей поверхности оказалась незначительной при устойчивой атмосфере.

На практике для расчета испарения с больших и малых водных бассейнов применяются различные *эмпирические формулы*, полученные по данным наблюдений. Они учитывают, что испарение должно быть пропорционально дефициту влажности, что оно происходит и в неподвижном воздухе (когда оно обусловлено диффузией пара) и что развитие турбулентности должно заметно увеличивать испарение. Формулы эти поэтому содержат члены, выражающие зависимость испарения от скорости ветра. Строго говоря, такая зависимость существует в той мере, в какой можно считать, что турбулентность (член $\sqrt{Au}$ в (82.4)) меняется параллельно скорости ветра.

Приведем в качестве примера формулу И. К. Тихомирова, которая записывается в виде

$$E_1 = 0,375(e_s - e_1)(1 + 0,20u), \quad (83.1)$$

где E_1 выражено в миллиметрах слоя воды в сутки, а скорость ветра u — в м/сек.

Б. В. Поляков на основании наблюдений за испарением с бассейна диаметром 12 м, сделанных в Ершове, пришел к выводу, что в формулу (83.2) необходимо ввести некоторый дополнительный коэффициент R , зависящий от дефицита влажности:

$$R = 0,52 \text{ при } e_s - e_1 = 20 \text{ мб и } R = 0,76 \text{ при } e_s - e_1 = 5,3 \text{ мб.}$$

В интересах практики важно решить вопрос возможности искусственного регулирования испарения с поверхности воды. Стремясь предохранить такие большие бассейны, как Каспийское море или оз. Севан, от обмеления, следует искать какие-либо физико-химические способы уменьшить испарение.

Еще в 1925 г. Райдил в Англии, а в 1937 г. Лэнгмюр в США предположили, что тонкие (мономолекулярные) пленки органи-

ческих высокомолекулярных соединений, нанесенные на поверхность воды, должны существенно ослабить испарение. С тех пор предложено и испытано, с неодинаковым успехом, много таких веществ. Чаще всего применяется гексадеканол $C_{16}H_{33}OH$ (с примесью других спиртов — $C_{18}H_{37}OH$ и $C_{14}H_{29}OH$, а также некоторые органические кислоты и их производные, имеющие в своем составе сильно полярные (дипольные) группы $COOH$, OH или $COOR$. Пленка образуется из молекул, параллельно и плотно расположенных на поверхности жидкости таким образом, что их дипольный элемент погружен в воду (рис. 90). Каждая молекула при этом занимает поверхность около $20 \text{ \AA}^2$.

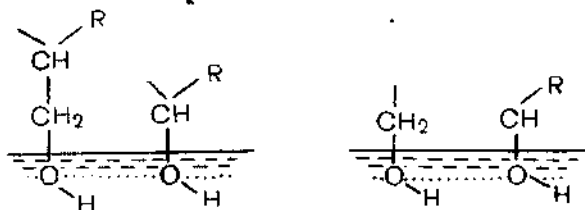


Рис. 90. Расположение молекул поверхностно-активного вещества на поверхности воды.

R — высокомолекулярный радикал типа $C_{16}H_{33}$.

Опыты В. С. Макаровой и В. И. Кузнецова, испытывавших девять разных видов органических спиртов на испарителе в естественных условиях на Валдае, показали, что таким образом можно ослабить испарение на 8—32%, причем применение гексадеканола давало уменьшение испарения на 24%. По некоторым зарубежным данным, оно достигает 40—60%. Следовательно, применение пленок может иметь большое практическое значение, хотя сгон пленок ветром (до 400 м/час. при ветре 2—10 м/сек.), испарение их и пр. требуют постоянно довольно большого расхода активного вещества. К подобным же выводам пришли Монтейс в Англии, Мэнсфилд в Австралии и др.

Недостатком метода является повышение температуры воды, в ряде опытов достигавшее $1,3^\circ$. Теоретически эффект пленок исследовали Б. В. Дерягин и Ю. С. Кургин, указавшие условия их наилучшего использования [46].

§ 84. Испарение с почвы

Для сельского хозяйства, для гидротехнических расчетов и для оценок теплового баланса суши нужно знать величину *испарения с поверхности почвы*, которая также зависит кроме прочих факторов, от типа растительности.

Поведение жидкой фазы воды и пара в капиллярах (просветах между частицами) почвы довольно сложно. После сильного

дождя (или полива) капилляры эти некоторое время заполнены водой и испарение с почвы в этой первой фазе явления такое же, как с поверхности воды. Эта влага, однако, быстро стекает, двигаясь по капиллярам, и влажность почвы ψ (в процентах по весу) уменьшается до некоторой величины, называемой полевой влагоемкостью $\psi_{\text{п}}$. При ней капиллярное движение прекращено и между частицами почвы остаются лишь не связанные друг

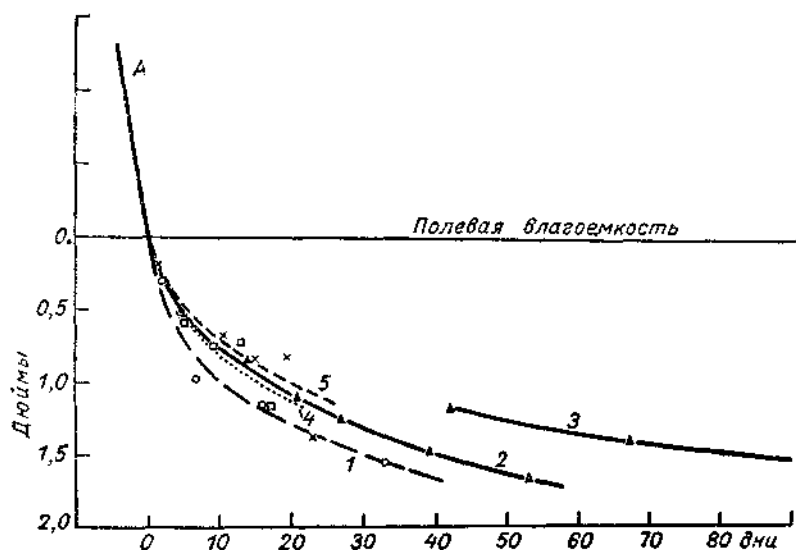


Рис. 91. Суммарное испарение в дюймах с обнаженной почвы в испарителе диаметром 3,6 м.

1 — Дэвис (Калифорния, США), жирная глина ноло; 2 — Дели (Индия), песок после орошения; 3 — то же после дождя; 4 — Уиттлер (США), глина; 5 — Маунтин-Вью, (около Сан-Хосе), жирная глина ноло. По Ф. Бруксу.

с другом мениски воды, упругость пара близка к насыщающей, а на стенках капилляров остаются расположенные в несколько слоев молекулы H_2O . Именно для этой второй фазы расчет испарения, более медленного, чем в первой, представляет наибольший интерес. Испарению тут сопутствует извлечение влаги корнями растений, происходящее до тех пор, пока влажность не уменьшится до некоторой величины ψ_0 — «порога завядания», или максимальной гигроскопической влагоемкости. При этом, по-видимому, частицы почвы окружены лишь прочно сидящим мономолекулярным слоем воды, над которым упругость пара уже значительно меньше насыщающей. Примеры такого постепенно замедляющегося испарения приведены на рис. 91. За $t=0$

принят момент, когда на поверхности почвы была достигнута полевая влагемкость.

Можно было бы предположить, что между w_n и w_0 процесс передвижения пара в капилляре (рис. 92) и выход из его устья управляется лишь диффузией и испарение из капилляра радиусом r равно

$$Q_1 = \frac{\pi r^2 D (p_1 - p_0)}{L},$$

где p_1 и p_0 — плотность пара над мениском воды и у устья, а L — длина капилляра. Опыт показывает, однако, что истинное испарение в несколько (4—5) раз больше, чем Q_1 . Очевидно, вдоль капилляра идет еще течение воды в упомянутых полимолекулярных пленках, утоньшающихся к устью. Поток Q_2 на некотором уровне H при этом равен

$$Q_2 = \frac{2\pi r q \text{ grad } p}{v_m},$$

где «проводимость» пленки q равна $h^3/3\eta$ (h — толщина пленки), p — «расклинивающее» давление, а v_m — молекулярный объем. Оба процесса связаны друг с другом, поскольку упругость пара может меняться с изменением толщины пленки. Краткую теорию такого испарения дали Б. В. Дерягин, С. В. Нерпин и Н. В. Чураев [45].

Движение пара в почве зависит еще и от различий температуры в различных слоях почвы. Оно направлено в сторону более холодных областей, где упругость насыщения меньше (рис. 93). Этот так называемый (не вполне точно) термоперенос, по данным А. М. Глобуса и С. В. Нерпина [37], силен при $w_n > w > w_0$ и уменьшается при $w = w_0$, когда на частицах почвы остается мономолекулярный, почти неподвижный слой H_2O .

Вопрос об испарении с поверхности почвы, покрытой растительностью, особенно сложен. Растительность, ослабляя ветер, несколько задерживает испарение с самой почвы, но зато влага, извлекаемая корнями из более глубоких слоев, «выдыхается» листьями (происходит так называемая транспирация). Все явление, вместе взятое, получило у зарубежных авторов название «эвапотранспирация». По Пенману [222] величина ее $E_t = E_0 f$, где E_0 — испарение со свободной поверхности воды, а коэффициент f может быть для Англии летом принят равным 0,8, зимой — 0,6, а в среднем за год — 0,75. Этот коэффициент, очевидно, зависит от характера почвы и растительности и не имеет универсального значения.

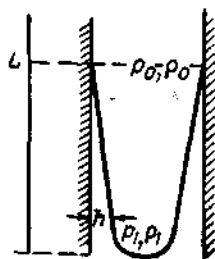


Рис. 92. Схема испарения из капилляра.

В табл. 63 приведены средние месячные величины испарения с покрытой растительностью почвы (эвапотранспирации), по наблюдениям А. Р. Константинова и В. Ф. Пушкарева в период МГГ.

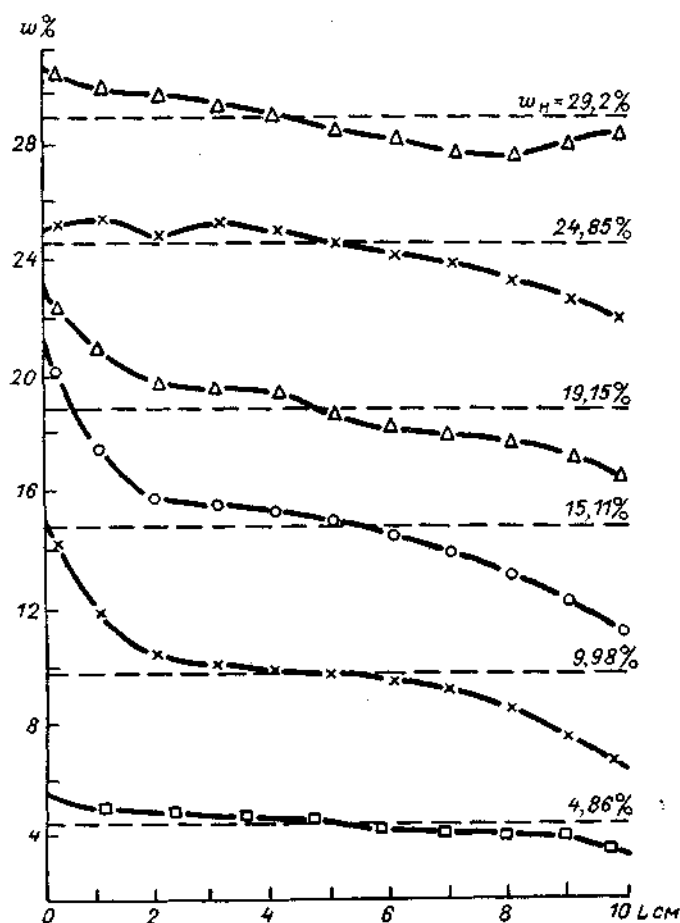


Рис. 93. Перераспределение влаги в тяжелой суглинистой почве при градиенте температуре $1^\circ/\text{см}$ в зависимости от начальной влажности w_n .

L — расстояние от холодного конца.

Из таблицы видно, что на убывающее в течение лета испарение накладывается увеличение транспирации с ростом трав и злаков.

Место наблюдения	Год	Испарение, мм/месяц						Примечание
		V	VI	VII	VIII	IX	X	
Балдай, дуг	1957	—	—	100	80	38	24	После 13 IX стер- ня После 21 IX стер- ня
	1958	89	78	68	46	31	17	
Уил, целина	1957	—	—	24	43	14	17	
	1958	—	30	47	40	25	—	
Омск, поле яровой пшеницы	1957	—	—	73	81	33	15	
	1958	—	66	125	53	19	14	

§ 85. Суточный ход влажности

С процессами испарения и турбулентной диффузии водяного пара в более высокие слои атмосферы связан, в частности, и суточный ход влажности воздуха в приземном слое. При этом весьма типичен двойной ход упругости пара e (см. рис. 94).

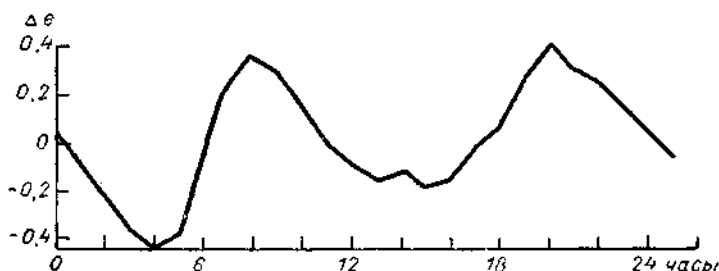


Рис. 94. Суточный ход упругости пара. Июль. Свердловск.

Утром, после восхода Солнца, испарение с почвы растет и e увеличивается до максимума около 9 час. (в сухом климате он наступает раньше). Однако при дневном усилении ветра и турбулентности все больше водяного пара переносится в верхние слои, этот расход днем преобладает над испарением, и упругость e начинает уменьшаться до минимума, наступающего около 14—17 час. Вечером с ослаблением ветра влажность несколько нарастает, но после небольшого вторичного максимума ночью она снова уменьшается в течение ночи, так как испарение тогда мало или даже сменяется конденсацией — образованием росы.

Так меняется e в ясные летние дни, особенно в жарком климате, как это подтверждает сравнение кривых для Свердловска, Воейкова (близ Ленинграда) и Голодной степи (близ Ташкента).

На высотах 50—200 м утренний максимум наступает несколько раньше, чем у земли, но глубина дневного «провала» уменьшается.

Градиент удельной влажности $\left(-\frac{\partial q}{\partial z}\right)$ направлен в общем вверх (что соответствует диффузии его вверх, т. е. испарению), но по наблюдениям в Рай (Южная Англия) в нижней части приземного слоя, между 1 и 15 м высоты, он в среднем направлен вниз в ночные часы: в июле — от 22 до 4 час., в январе — от 16 до 8 час. Вероятно, при этом образуется роса или конденсируется

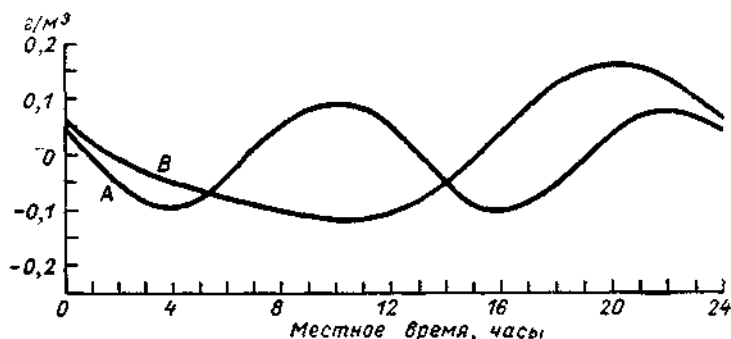


Рис. 95. Суточный ход абсолютной влажности (г/м³) над океаном:

А — зона пассатов, В — экваториальная зона.

пар в почве. В зимние и весенние месяцы градиент направлен вниз и в слое 47—107 м, т. е. как будто в конденсации участвует и этот слой.

Аналогично, Н. П. Гоптарев наблюдал на Нефтяных Камнях над Каспийским морем, что в зимние ночи почти в половине всех случаев градиент направлен вниз в слое 3—16 м, а иногда и до 50 м над поверхностью моря. Вероятно, это зависит от притока более влажного воздуха с континента (процесс, обратный рассмотренному в § 82).

По Регеру, двойной ход влажности наблюдается также над океаном в области пассатов (рис. 95, кривая А). Наоборот, в экваториальной зоне днем заметно небольшое уменьшение абсолютной влажности, поскольку пар, вероятно, уносится вверх конвекцией (кривая В).

Суточный ход относительной влажности $f = \frac{e}{E_{\text{нас}}}$ прост, так как повышение температуры и соответствующий рост E днем обуславливают отчетливый минимум f , перекрывающий вклад изменения e . Аналогично максимум f наблюдается перед восходом Солнца.

§ 86. Влияние орошения на влажность воздуха

Систематическое орошение засушливых областей, посадка лесов, садов, плантаций и т. д. значительно увеличивают влажность воздуха, особенно в теплый сезон. Причиной тому, кроме большого испарения, служит замедленная диффузия водяного пара из-за ослабленного деревьями и кустарниками ветра. В табл. 64 приведены (по С. А. Сапожниковой) данные о средней влажности воздуха в пустынях и оазисах Средней Азии (см. также § 67).

Таблица 64

Район	Месяц						
	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Упругость пара, мб							
Пустыня	8,0	8,6	8,7	9,8	8,6	6,8	5,7
Большие, обильно оро- шенные оазисы . . .	8,4	10,4	12,9	15,2	14,0	10,4	7,3
Относительная влажность, %							
Пустыня	36	23	19	19	19	23	30
Большие оазисы . . .	38	28	26	27	27	31	34

Влияние оазисов, создающих свой собственный, сравнительно очень влажный микроклимат, из таблицы очевидно. В июне—сентябре упругость пара в оазисе на 54% больше, чем в пустыне. Этот эффект усиливается днем и зависит от высоты над землей. Так, в оазисе Пахта-Арал, где хорошо орошенная территория имеет площадь около $27 \times 4,5 \text{ км}^2$ (по наблюдениям в ясные дни летом 1952 г. Б. А. Айзенштадта, Т. А. Огневой и И. С. Борушко), в полуденные часы на высоте 15 см над почвой $e=30$ мб, в то время как над прилежащей полупустыней $e=8$ мб. Однако на высоте 3 м над почвой упругость пара в оазисе равна всего 18 мб, т. е. слой увлажненного, более благоприятного для жизни воздуха в оазисе измеряется всего несколькими метрами.

Глава XIV

КОНДЕНСАЦИЯ И СУБЛИМАЦИЯ ВОДЯНОГО ПАРА В АТМОСФЕРЕ

§ 87. Упругость насыщающего пара

Насыщенный водяной пар находится в равновесии с испаряющей поверхностью воды. Пример такого равновесия — с плоской поверхностью чистой воды — мы рассмотрели в гл. XIII. Процесс

конденсации начинается, когда упругость пара становится больше, чем насыщающая упругость над данной поверхностью. Для изучения процесса конденсации необходимо знать величину насыщающей упругости насыщенного водяного пара над теми частицами, которые могут наблюдаться в атмосфере, — над каплями воды различных размеров и состава и над кристаллами льда.

Таблица упругости насыщенного пара над плоской поверхностью чистой воды e_{sw} приведена в приложении I в конце книги.

Для физических процессов, происходящих в атмосфере, очень существенно, что упругость насыщенного пара над льдом e_{sl} меньше, чем над переохлажденной водой при той же температуре. Это тем более важно, что вода в переохлажденном состоянии в атмосфере наблюдается очень часто. В табл. 65 указаны упругости насыщенного пара над плоской поверхностью воды и льда. Разность этих упругостей $e_{sw} - e_{sl}$ равна нулю при $t = 0^\circ \text{C}$; с понижением температуры она быстро растет, достигает максимума (0,2694 мб) при $t = -11,8^\circ \text{C}$, а затем медленно убывает.

Таблица 65

Упругость насыщенного пара (мб)

$t^\circ \text{C}$	e_{sl} над льдом	e_{sw} над водой	Δe_s	$\frac{e_{sl}}{e_{sw}}$ %
-50	0,03933	0,06354	0,0242	61,9
-40	0,1283	0,1891	0,0608	67,8
-30	0,3797	0,6087	0,1290	74,8
-20	1,0315	1,2538	0,2223	82,3
-15	1,6514	1,9114	0,260	86,4
-12	2,1712	2,4405	0,269	88,9
-10	2,5966	2,8622	0,265	90,7
-5	4,0141	4,2142	0,200	95,2
0	6,1064	6,1070	0	100

Из термодинамики известно, что упругость насыщенного пара e_{sl} над поверхностью капли радиусом r больше, чем упругость e_{sw} над плоской поверхностью, за счет свободной поверхностной энергии капли, так что

$$\ln \frac{e_{sl}}{e_s} = \frac{2\sigma\mu_1}{R\rho_w r T}, \quad (87.1)$$

где R — универсальная газовая постоянная, μ_1 — молекулярный вес водяного пара, ρ_w — плотность воды, σ — коэффициент поверхностного натяжения воды при $t = 0^\circ \text{C}$, равный 75,64 дин/см. Для $t = 0^\circ \text{C}$ имеем

$$\lg \frac{e_{sl}}{e_s} = \frac{0,5212 \cdot 10^{-7}}{r}. \quad (87.1a)$$

Отношение упругости пара над каплями к упругости над плоской поверхностью

r см	$\frac{e_{s1}}{e_s}$	r см	$\frac{e_{s1}}{e_s}$	r см	$\frac{e_{s1}}{e_s}$
10^{-6}	1,128	10^{-5}	1,01207	10^{-4}	1,0012
$2 \cdot 10^{-6}$	1,062	$2 \cdot 10^{-5}$	1,00602	$2 \cdot 10^{-4}$	1,0006
$4 \cdot 10^{-6}$	1,0305	$4 \cdot 10^{-5}$	1,00300	$4 \cdot 10^{-4}$	1,0003

Из табл. 66 видно, что поверхностное натяжение заметно меняет e_{s1} лишь над самыми мелкими каплями радиусом порядка 10^{-3} см и менее.

Упругость насыщенного пара над плоской поверхностью раствора какого-либо вещества в воде, которую мы обозначим через e_{s2} , меньше, чем над чистой водой, и тем меньше, чем концентрированнее раствор. Согласно закону Рауля, для разбавленных растворов

$$e_{s2} = \frac{N_1}{N_1 + N_2} e_s, \quad (87.2)$$

где e_s — упругость пара над поверхностью чистой воды, N_1 — число молекул воды, N_2 — число молекул растворенного вещества в 1 г раствора (или во всей массе раствора).

Надо помнить, что в водных растворах электролитов, какими являются соли, большинство молекул солей диссоциировано на ионы. При этом число молекул как бы удваивается. Кроме того, в концентрированных растворах ионы адсорбируют (связывают) большое число молекул воды, и число молекул, вылетающих с поверхности воды, поэтому еще значительно уменьшается. Этот эффект особенно большой у солей, образующих гидраты, например таких, как $MgCl_2 \cdot 6H_2O$. В результате в формуле (87.2) надо N_1 умножить на некоторый фактор α , значения которого приведены в табл. 67.

Таблица 67

Концентрация, г·мол/л	0,0	0,007	0,1	0,2	
α	2,00	1,90	1,83	1,82	
Концентрация, г·мол/л	0,4	0,8	1,0	2,0	5,0
α	1,84	1,87	1,89	2,04	2,66

В частности, над морской водой нормальной солености (35‰) упругость пара уменьшается на 1,95% по сравнению с пресной.

Упругость пара над каплей раствора можно вычислить, подставив в (87.2) e_{s1} из (87.1) вместо e_s . Тогда

$$\ln \frac{e_{s2}}{e_s} = \ln \frac{N_1}{N_1 + \alpha N_2} + \frac{2\sigma\mu_1}{R\rho_w r T}. \quad (87.3)$$

Если капля, содержащая неизменное число N_2 молекул соли с общей массой m_2 , растет благодаря процессу конденсации, то концентрация раствора при этом уменьшается. Если N_2/N_1 мало, то

$$\ln \frac{N_1}{N_1 + \alpha N_2} = \ln \left(1 - \frac{\alpha N_2}{N_1 + \alpha N_2} \right) \approx - \frac{\alpha N_2}{N_1 + \alpha N_2}.$$

Очевидно, что $m_2 = \mu_2 v$, где μ_2 — молекулярный вес соли, v — число грамм-молекул соли в капле, и что масса капли воды равна $m_1 = \frac{4\pi r^3}{3} \rho_w$. Полагая $\alpha_2 N_2 \ll N_1$, $N_2 = A v$, $N_1 = A \frac{m_1}{\mu_1}$ (где $A = 6,0234 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро), легко найти, что

$$\ln \frac{e_{s2}}{e_s} = - \frac{\alpha \cdot 3\mu_1 v}{4\pi \rho_w r^3} + \frac{2\sigma\mu_1}{R\rho_w r T} = \frac{c_1}{r} - \frac{c_2}{r^3}, \quad (87.4)$$

где c_1 и c_2 — постоянные, значение которых очевидно.

На рис. 96 представлена зависимость e_{s2}/e_s (в процентах) от r при значениях $\alpha v = 10^{-16}$ и $\alpha v = 10^{-17}$. Видно, что очень малые капли раствора могут существовать (быть в равновесии) и расти при упругости пара, меньшей чем e_s , т. е. при относительной влажности менее 100%. Так в атмосфере возникают слои дымки, в которых на растворимых ядрах конденсации (см. § 89) небольшие капли могут образоваться даже в ненасыщенном воздухе. Когда же, например, капля с $\alpha v = 10^{-16}$ достигнет радиуса $r = 0,60$ мкм, то для ее дальнейшего роста будет необходим уже пересыщенный пар. Нужное пересыщение с увеличением r растет до максимума при некотором критическом радиусе $r_{кр}$.

$$r_{кр} = \sqrt{\frac{3c_2}{c_1}} = 625,2 \sqrt{\alpha v T}.$$

В нашем примере $r_{кр} = 1,04$ мкм и при этом $e_{s2}/e_s = 100,077\%$. Такого порядка пересыщения, вероятно, нередко бывают в облаках. При $r > r_{кр}$ капля может расти далее и при меньшем пересыщении. При меньшем начальном ядре соли, например $\alpha v = 10^{-17}$, $r_{кр} = 0,33$ мкм и $e_{s2}/e_s = 100,243\%$. Очевидно, присутствие в атмосфере частиц солей способствует конденсации тем сильнее, чем больше v .

В недавнее время В. Г. Морачевский, А. И. Алцыбеева и В. П. Голубев [102] показали, что над растворами поверхностно-активных веществ (ПАВ) снижение упругости пара сильнее, чем это следует из (87.2), вероятно, потому, что вблизи поверхности

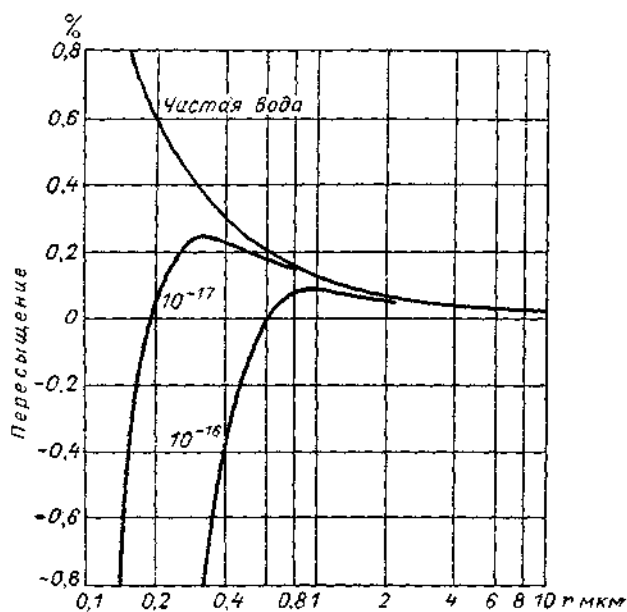


Рис. 96. Равновесное пересыщение в функции радиуса капли при $\alpha v = 10^{-16}$ и $\alpha v = 10^{-17}$ на одну каплю, $T = 0^\circ \text{C}$. По Флетчеру.

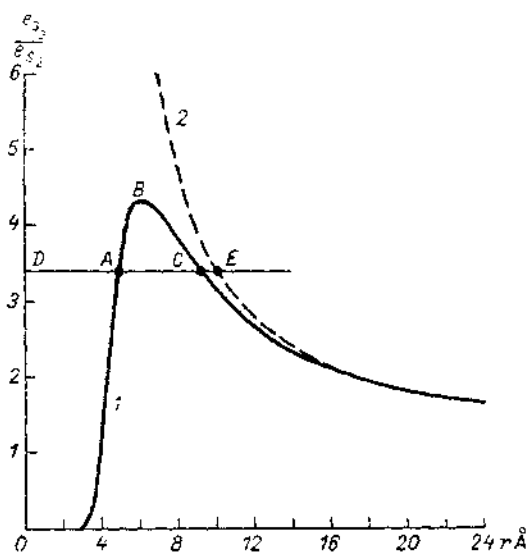


Рис. 97. Пересыщение над заряженной (1) и незаряженной (2) каплями в функции радиуса капли. По Флетчеру.

капли концентрации ПАВ больше, чем во всем ее объеме. Есть указания, что влияние ПАВ ослабевает при наличии других солей в растворе.

Отметим, наконец, что упругость пара e_{s3} над электрически заряженной каплей — меньше, чем над незаряженной. Согласно формуле Томсона

$$\ln \frac{e_{s3}}{e_{s2}} = - \frac{\mu_1}{\varphi_w R T} \frac{e^2}{8\pi r^4}, \quad (87.5)$$

где e — заряд капли.

На рис. 97 изображена зависимость e_{s3}/e_{s2} от r для капли, несущей один элементарный заряд и для незаряженной капли. Различие между ними проявляется, однако, лишь при очень малых радиусах, менее 0,002 мкм. Это значит, что заряд практически не влияет на рост или испарение капель облаков ($r \approx 5$ мкм), даже если они несут, как это часто наблюдается, несколько десятков элементарных зарядов.

§ 88. Механизм первичной конденсации.

Роль ядер конденсации

Изучим вначале процесс самостоятельного образования (зарождения) капель воды в однородном водяном паре (*гомогенная конденсация*). Сходные рассуждения можно будет применить и к зарождению капель на ядрах конденсации (см. § 89).

Рассмотрим для этого величину свободной энергии Гиббса $G = U - TS + eV$, где U — внутренняя энергия, S — энтропия, V — объем системы и e — давление пара. Для системы в равновесии $S = \text{const}$, $U = \text{const}$ и

$$dG = -S dT + V de. \quad (88.1)$$

Обозначим через μ_v свободную энергию одной молекулы пара, через μ_L — свободную энергию одной молекулы жидкости. Предположим, что в парообразной фазе некоторая группа столкнувшихся молекул не разлетается снова, а образует устойчивый комплекс — каплю, и найдем вероятность такого события. Увеличение свободной энергии при этом равно

$$\Delta G = n_L (\mu_L - \mu_v) V + \sigma_{Lv} A, \quad (88.2)$$

где n_L — число молекул в единице объема капли, A — ее поверхность, σ_{Lv} — натяжение на поверхности раздела вода — пар. Энергия μ_L равна, очевидно, энергии μ_v при давлении пара e_s , насыщенного по отношению к воде (когда вода и пар — в равновесии), т. е. $\mu_L - \mu_v = \mu_v(e_s) - \mu_v(e)$. Применяя (88.1) к одной

молекуле, занимающей объем V' при давлении e и температуре $T = \text{const}$, имеем, учитывая газовый закон:

$$dp_v = V' de = kT \frac{de}{e}$$

и

$$p_L - p_v = kT \int_e^{e_s} \frac{de}{e} = -kT \ln \frac{e}{e_s},$$

где $\frac{e}{e_s}$ — пересыщение.

Соответственно, представляя комплекс молекул как каплю радиусом r , найдем

$$\Delta G = -\frac{4}{3} \pi r^3 n_L kT \ln \frac{e}{e_s} + 4\pi r^2 \sigma_{Lv}. \quad (88.3)$$

При недонасыщении $e < e_s$, $\Delta G > 0$ и быстро растет с ростом радиуса капли. Хотя комплексы молекул и будут образовываться в таком пару, но вероятности их зарождения и, следовательно, число их в единице объема будет убывать с ростом радиуса r как $\exp(-\Delta G/kT)$. Все они будут неустойчивы, исчезая вскоре после образования.

При пересыщении $e > e_s$, ΔG возрастает до некоторого критического радиуса r^* , при котором $\partial \Delta G / \partial r = 0$, т. е.

$$r^* = \frac{2\sigma}{n_L kT \ln(e/e_s)},$$

что соответствует формуле (87.1).

Соответственно, критическая свободная энергия при $r = r^*$ будет

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3 \{n_L kT \ln(e/e_s)\}^2} \quad (88.3')$$

и такая капля может расти далее неограниченно, так как при $r > r^*$ свободная энергия уменьшается. Возникнув, капля радиусом r^* будет устойчивой. Число таких капель будет, по закону Больцмана, в единице объема пара равно

$$n(r^*) = n(1) \exp(-\Delta G^*/kT),$$

где $n(1)$ — число единичных молекул пара в 1 см^3 .

Если считать, что рост капель не уменьшает упругость водяного пара (не исчерпывает его), то число капель J , которое в 1 см^3 в 1 сек. будет проходить эту стадию $r = r^*$, равно

$$J = B n(1) \exp(-\Delta G^*/kT), \quad (88.4)$$

где B — число свободных молекул водяного пара, встречающих поверхность капли радиусом r^* . В соответствии с (80.6) $B = (e/\sqrt{2\pi mkT}) \cdot 4\pi r^{*2}$, с учетом коэффициента адаптации $Bn(1) \approx 10^{23} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

Чтобы в 1 см^3 в 1 сек. образовывалась одна устойчивая капля ($J=1$) при 0°C , нужно $e/e_s=4,4$, т. е. более чем четырехкратное пересыщение. Порядок этой величины подтверждает и опыт. При небольших пересыщениях, какие наблюдаются в природе, такая гомогенная конденсация еще на много порядков величины слабее и, таким образом, она не может играть заметную роль¹.

Рассмотрим случай, когда водяной пар конденсируется на некоторой внесенной в него малой частице смачиваемого вещества радиусом r (*гетерогенная конденсация*). При этом как бы часть работы образования первичной капли уже сделана. Как показал Флетчер [181], число рождающихся в 1 сек. водяных капель в расчете на одну частицу будет равно, аналогично (88.4),

$$J = \frac{e}{\sqrt{2\pi mkT}} \cdot 4\pi^2 r^{*2} n(1) \exp(-\Delta G^*/kT). \quad (88.4')$$

При этом для того чтобы $J=1$, нужно гораздо меньшее пересыщение, в особенности при крупных частицах. Поверхностное натяжение пленки воды, образующейся на них, легче может удерживать молекулы воды, имеющиеся в пленке, от разлетания, т. е. от испарения. Таков механизм действия нерастворимых ядер конденсации. Если $r > r^*$, то дальнейший рост капли сопровождается резким уменьшением ΔG^* , т. е. термодинамически выгодно и не требует больших пересыщений.

Расчет пересыщения, необходимого для образования капль, показывает, что при размерах ядра $r \geq 10^{-5} \text{ см} = 0,1 \text{ мкм}$ требуемые пересыщения незначительны.

§ 89. Ядра конденсации

Практически, почти все частицы аэрозоля — твердые или жидкие частицы, взвешенные в воздухе — могут играть роль *ядер конденсации*. Так называются частицы, которые при подходящих условиях пересыщения могут становиться центрами, на которых конденсируется водяной пар. Исключение составляют лишь не смачиваемые, жирные частицы. Число активных ядер зависит от пересыщения воздуха — в атмосфере или в приборе, в котором наблюдают образование капель воды на ядрах. Мы уже приводили примеры расчета пересыщения, необходимого для того, чтобы на растворимом ядре (см. § 87) или нерастворимом (см. § 88) зародилась капля.

¹ В Болгарии Л. Юскеселиева показала, что невозможно и спонтанное образование кристаллов льда при наблюдаемых в облаках пересыщениях [153].

Обычно различают: 1) наиболее мелкие «ядра Айткена» (радиусом $r \leq 0,1$ мкм), эффективные при больших пересыщениях воздуха порядка 200%. В атмосфере, при малых пересыщениях они очень редко становятся активными центрами конденсации; 2) большие или крупные ядра, называемые иногда метеорологическими или облачными, весьма активные в атмосфере ($r = 0,1 \div 1,0$ мкм); 3) «гигантские ядра» ($r = 1,0 \div 3,5$ мкм) — немногочисленные, но очень важные для образования крупных капель в облаках, вырастающих затем в капли дождя.

Обозначим через $N(r)$ число ядер радиусом меньше r в 1 см^3 ; через $\bar{N}$ их общее число и через $n(r) = dN/d \ln r$ — число ядер с радиусами в интервале от r до $r + dr$ (так называемую логарифмическую плотность распределения). На рис. 98 представлены примеры кривых $N(r)$ для Франкфурта-на-Майне и для вершины Цугшпитце (высота 2960 м). Число гигантских ядер — порядка 1 на 10 см^3 в первом случае и 1 на 100 см^3 — во втором, в то время как ядра Айткена исчисляются десятками тысяч.

По оценке Тоба, число гигантских ядер над океаном — около 5 на литр, изредка — около 20 на литр, а над континентами — значительно меньше. По Ландсбергу, среднее число ядер Айткена достигает 147 000 на 1 см^3 в большом городе, 9 500 — в сельской местности и на побережье и уменьшается до 940 над открытым океаном (где из-за общей нехватки ядер ядра Айткена,

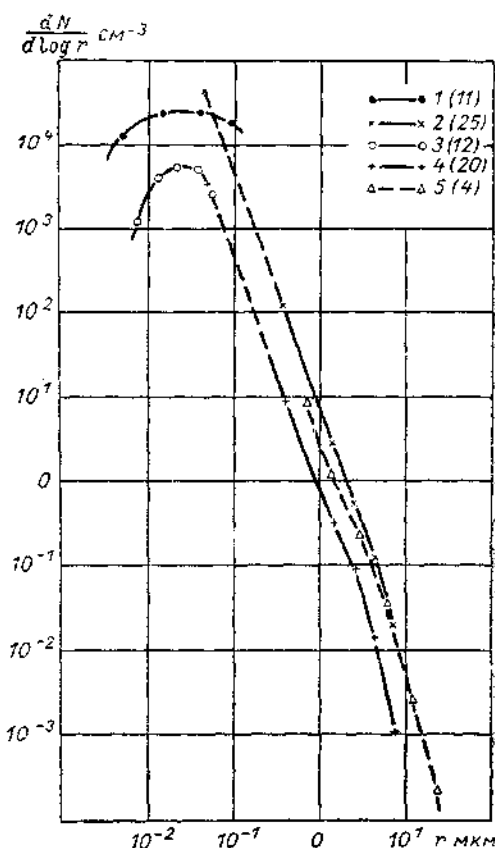


Рис. 98. Среднее распределение частиц естественного аэрозоля по размерам.

1, 3 — атмосферные ионы; 2—4 — частицы, наблюдаемые методом захвата; 5 — частицы, наблюдаемые путем естественного осаждения в течение 11 дней; 1, 2, 5 — Франкфурт-на-Майне, 3, 4 — вершина Цугшпитце, высота 3000 м. В скобках указано число проб. По Юнге.

возможно, тоже играют существенную роль в процессах образования облаков и дождя). На Кальмите (ФРГ), вдали от городских источников, загрязнение воздуха $\bar{N}$ возрастает в среднем до 5060 при притоке континентального тропического воздуха и падает до 1700 в воздушных массах, пришедших из Арктики. Джусто на Гавайских островах, в двух милях от берега, получил, что $\bar{N} = 50$ ядер при малом пересыщении, $s = 0,3\%$ ($s = e/e_s - 1$), и $\bar{N} = 210$ ядер при большом пересыщении, 3% . Он предложил даже эмпирическую формулу $\bar{N} = 105 \cdot s^{0,63}$. Аналогично, по наблюдениям Кочмонда, в промышленном районе близ Буффало (США) при $s = 3\%$ $\bar{N} = 5300$ и $\bar{N}$ уменьшается до 1150 при $s = 0,3\%$ и до 400 при $s = 0,1\%$. Эти числа характеризуют в некоторой степени спектр ядер по их активности. С подъемом в свободную атмосферу число ядер быстро падает, над Москвой, например, — в среднем с 6400 на высоте 500 до 280 на высоте 3 км [14].

Если представить это убывание эмпирической формулой вида

$$\bar{N} = \bar{N}_0 e^{-\alpha H}, \quad (89.1)$$

то в слое до 3 км над Москвой $H = 1,4$ км, а над Ленинградом $H = 0,94$ км. Используя формулу (18.2), т. е. учитывая перемешивание и оседание ядер в атмосфере, полагая коэффициент турбулентности $A/\rho = k = 2 \cdot 10^5$ см²/сек., найдем, что наблюдаемое вертикальное распределение соответствовало бы скоростям оседания 1,4—2,1 см/сек., т. е. радиусам частиц 11—13 мкм. Поскольку большинство ядер гораздо мельче, то, следовательно, расчет неудовлетворителен. Вертикальное распределение ядер, очевидно, должно зависеть (уменьшаться) еще и от коагуляции (слияния) их друг с другом и прилипания к каплям осадков (или облаков). Соответственно можно написать в стационарном случае

$$k \frac{d^2 \bar{N}}{dz^2} + V \frac{d\bar{N}}{dz} - d\bar{N}^2 - \beta n \bar{N} = 0, \quad (89.2)$$

где α — константа коагуляции ядер (друг с другом) и β — константа прилипания их к каплям, число которых равно n в 1 см³.

Если пренебречь оседанием и предположить вначале, что капель нет, то $V = 0$, $n = 0$ и, считая¹ $k = \text{const}$, легко проинтегрировать (89.2)

$$\frac{N}{N_0} = \frac{c^2}{(z + c^2)}, \quad \text{где } c = \left(\frac{6k}{\alpha N_0} \right)^{1/2}. \quad (89.3)$$

Сравнение (89.3) с наблюдением $\alpha = 2 \div 10 \cdot 10^{-9}$. Поскольку при коагуляции, вызванной броуновским движением, $\alpha = 3 \cdot 10^{-10}$,

¹ При k , зависящем от z , возможно и другое распределение N по высоте.

т. е. значительно меньше наблюдаемой, вероятно, ядра сливаются друг с другом и число их уменьшается за счет электрических или каких-либо других процессов. Тот факт, что убывание числа ядер происходит, главным образом, путем коагуляции, недавно на опыте подтвердил Мак-Гриви.

В табл. 68 указано, по Е. С. Селезневой [117], среднее число ядер, наблюдавшихся в приборе с большим пересыщением (т. е. включая ядра Айткена) в облаках и вне их на разных высотах над СССР. Видно, что прилипание существенно (на 35—63%) уменьшает число ядер.

Таблица 68

Высота, км	0,0	0,5	1,0	1,5	
$\bar{N}$ (в облаках)	12 600	4910	3200	2190	
$\bar{N}$ (вне облаков) . . .	—	7860	4920	3690	
Высота, км	2,0	2,5	3,0	4,0	6,0
$\bar{N}$ (в облаках)	1490	1100	730	210	90
$\bar{N}$ (вне облаков) . . .	2610	1810	1270	540	240

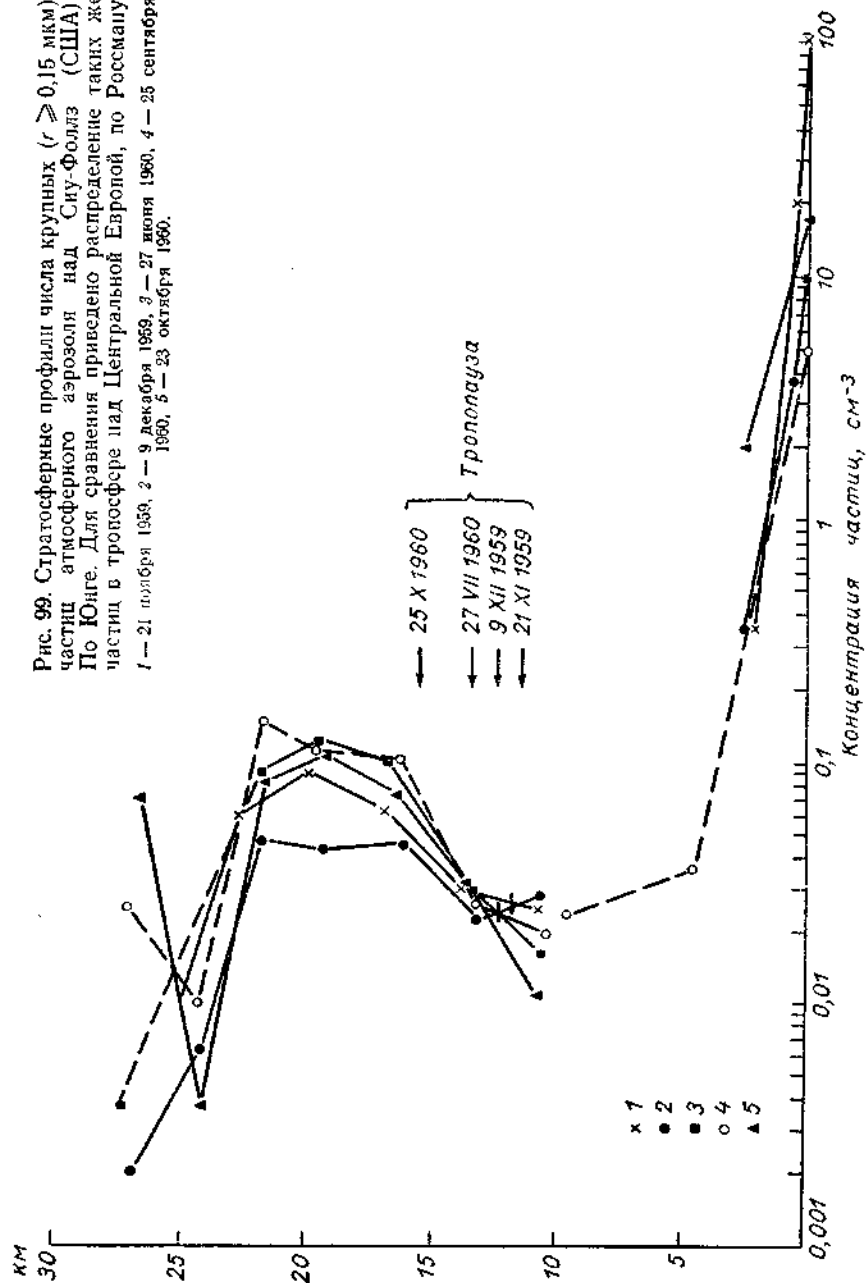
Число ядер $\bar{N}$ в облаках и вне их значительно больше числа капель в облаке (см. § 92), вероятно, каждая капля уносит несколько ядер.

Выше тропопаузы число ядер Айткена существенно убывает до величин менее 10 на см^3 . Такое убывание ядер косвенно подтверждает, что эти ядра попадают в стратосферу снизу и что они удаляются из нее путем оседания при сравнительно малом k (порядка $5 \div 10 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{сек.}$). Зато число больших ядер радиусом более 0,15 мкм имеет максимум между 16 и 23 км (на 3—9 км выше тропопаузы), наблюдаемый во всех широтах и весь год (рис. 99). В этом стратосферном аэрозоле, исследованном Юнге, большинство частиц имеет $r \leq 1 \div 2 \text{ мкм}$. Они содержат значительное количество аниона SO_4 . Юнге предполагает, что они возникают «на месте» благодаря окислению газов SO_2 или H_2S [152].

Состав и происхождение ядер конденсации. В число ядер конденсации могут входить как *нерастворимые* частицы (пыль, дым, микроорганизмы), так и *растворимые* — кристаллы различных солей и пр. Электронный микроскоп обнаруживает и комплексные или смешанные ядра, состоящие из частиц обоих сортов.

Частицы почвы и горных пород, поднимаемые ветром с земли, главным образом в засушливых областях, обычно сравнительно крупные ($r > 0,1 \text{ мкм}$). Частицы промышленных дымов могут быть исключительно разнообразны по составу и размерам. Они содержат газы NH_3 , HCl , H_2S , SO_2 . Поскольку каменный уголь,

Рис. 99. Стратосферные профили числа крупных ($r \geq 0,15$ мкм) частиц атмосферного аэрозоля над Сиу-Фоллз (США). По Юнге. Для сравнения приведено распределение таких же частиц в тропосфере над Центральной Европой, по Росеману. 1 — 21 ноября 1959, 2 — 9 декабря 1959, 3 — 27 июня 1960, 4 — 25 сентября 1960, 5 — 23 октября 1960.



сжигаемый на Земле в количестве более $2 \cdot 10^9$ т в год, так же, как нефть и перерабатываемые в металлургии медные руды, содержат значительное количество серы, то в атмосферу ежегодно поступает около 80 млн. т SO_2 , который может окисляться затем до SO_3 и образовывать серную кислоту H_2SO_4 и ее соли. Поэтому в воздухе, в облаках и осадках в промышленных районах содержится всегда много сульфатов.

Наиболее важны для конденсации и образования капель облаков крупные растворимые ядра. Значительная часть их попадает в атмосферу с поверхности моря, а именно при разрушении тонких (толщиной 0,1 мкм и менее) водяных пленок пузырьков воздуха, образующих морскую пену. Этот процесс подробно наблюдал и фотографировал Дэй [173]. Из «шапки» такого всплывающего пузырька радиусом 4 мм может образоваться до 300—400 мелких капель радиусом в сотые и десятые доли микрометра. При радиусе, например, в 0,02 мкм они дают после испарения ядра с массой $1,2 \cdot 10^{-18}$ г. Когда пузырек лопається, вода, стекающая вниз по стенкам оставшейся вогнутости, взлетает затем вверх тонкой струйкой, разбивающейся потом на 4—5 более крупных капель. Так, вероятно, появляются гигантские ядра соли. В морской воде содержится 77,8% NaCl , 10,9% MgCl_2 , 4,74% MgSO_4 , 3,6% CaSO_4 и т. д. Эти соли в атмосфере в виде мелких частиц могут вместе с ветром далеко распространяться с моря на континент. В табл. 69, по наблюдениям Метникса в Дублине и в Западной Ирландии в 1956—1957 гг., приводятся данные о числе частиц различного размера.

Число частиц солей, таким образом, очень изменчиво даже в морском климате, возрастает при дожде и при ветре с моря и убывает от наветренного (западного) побережья в глубь континента. Число крупных ядер мало по сравнению с мелкими, но среди них присутствуют и гигантские ядра, число которых также довольно изменчиво. Количество соли в воздухе при наблюдениях в Дублине колебалось от $0,10 \cdot 10^{-6}$ до $9,02 \cdot 10^{-6}$ г/м³.

Наблюдения Е. С. Селезневой показали, что в составе облачной воды, например в Ленинграде, всегда присутствует большое количество ионов SO_4 , так что в среднем отношение SO_4/Cl может достигать 14, в то время как в морской воде оно равно всего 0,14. Это показывает, как велико может быть загрязнение атмосферы промышленными дымами. Такого рода загрязнение наблюдалось и в ряде областей Украины. Можно поэтому поставить вопрос о том, влияет ли это нарастающее со временем загрязнение на количество осадков и его распределение на материке [118].

В конечном счете все примеси, попавшие в атмосферу, в том числе ядра конденсации, вымываются из нее осадками, падающими каплями дождя и снежинками. Поэтому состав осадков также характеризует состав и количество поступающих

Число частиц соли в 1 м³ воздуха

Размер частиц	Без дождя	При дожде	Максимум	Минимум	При СВ и ЮВ ветре с моря	При СЗ и ЮЗ ветре с суши
Восточное побережье Ирландии (Дублин)						
Все частицы, $2r \geq 0,15 \text{ мкм}$. . .	$6,37 \cdot 10^6$	$7,31 \cdot 10^6$	$23,1 \cdot 10^6$	$0,13 \cdot 10^6$	$9,8 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^6$
Крупные частицы, $2r \geq 0,8 \text{ мкм}$. . .	$227 \cdot 10^3$	$295 \cdot 10^3$	$851 \cdot 10^3$	$20 \cdot 10^3$	$414 \cdot 10^3$	$190 \cdot 10^3$
Гигантские частицы, $2r > 10 \text{ мкм}$. . .	58	153	709	10	140	73
Западное побережье						
$2r \geq 0,15 \text{ мкм}$. . .			$4,46 \cdot 10^6$	$0,017 \cdot 10^6$		
$2r \geq 0,18 \text{ мкм}$. . .			519	5		
$2r > 10 \text{ мкм}$. . .			377	10		

в атмосферу примесей (в масштабе всего земного шара). Так, например, по Е. С. Селезневой, осадки над Восточной Европой и над Европейской территорией Союза содержат от 0,8 до 5,5 мг/л, а в среднем 1,85 мг/л хлора и 1,22 мг/л натрия. Положив, что вода осадков содержит 3,0 мг/л морской соли, мы найдем, что около $1,55 \cdot 10^9$ т морской соли должно ежегодно попадать с брызгами воды в атмосферу.

§ 90. Ледяные ядра

Поскольку наличие ледяных частиц существенно облегчает дальнейший процесс конденсации, важно изучить механизм их появления. А. Вегенер в 1911 г. и Т. Бергерон в 1933 г. высказали гипотезу, что в атмосфере имеются особые ядра сублимации или ледяные ядра — центры, на которых ледяные кристаллы образуются непосредственно из пара. Это, очевидно, нерастворимые частицы, подобные пылинкам. В. Шефер, Б. Мейсон и др. на основании лабораторных опытов нашли, что частицы некоторых типов глины становятся активными, как ледяные ядра, уже при -12° . Число активных ледяных ядер, присутствующих в атмосферном воздухе, резко возрастает с понижением температуры (рис. 100). Пока еще не установлено точно, присутствуют ли такие ядра в промышленных дымах. Бигг и Майлс [160] на основании наблюдений в Австралии, Антарктиде и т. д. считают, что ледяные ядра не зависят от присутствия наземной или вулканической пыли и приписывают им метеоритное (т. е. внеземное) происхождение,

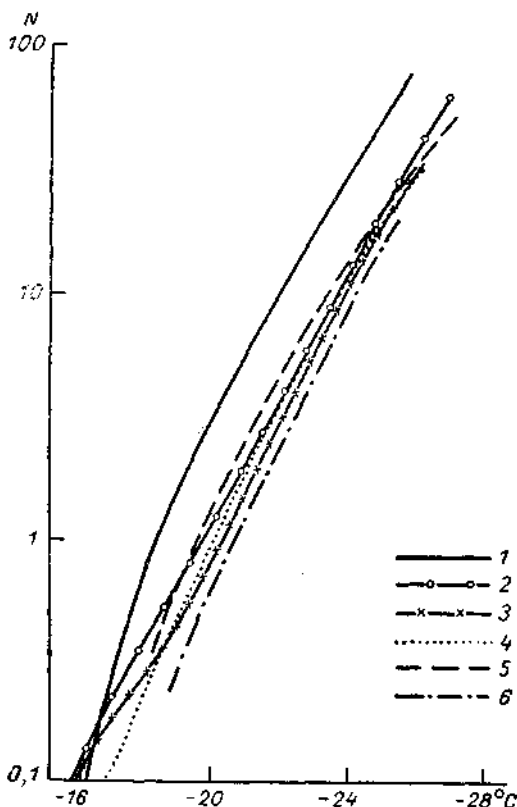


Рис. 100. Средняя концентрация N (число ядер на литр) ледяных ядер в зависимости от температуры. По Биггу.

1 — Антарктика (78° ю. ш.), 2 — Австралия (34° ю. ш.), 3 — Австралия (27° ю. ш.), 4 — Гавайи (20° с. ш.), 5 — Сардиния (41° с. ш.), 6 — Англия (51° с. ш.).

доказывая, что в стратосфере концентрация их примерно на порядок больше, чем в тропосфере. Они обнаружили также, что количество дождя, выпадающего в Австралии, меняется пропорционально тропосферной концентрации ледяных ядер: в дни без осадков имеется 40—80 ядер на м^3 , в дни с осадками 3—10 мм — 300 ядер.

Однако есть другая точка зрения, считающая, что особые ядра сублимации не существуют и что ледяные частички возникают в атмосфере только в результате замерзания переохлажденных капель воды. Брайам считает, что замерзающие капли могут «взрываться» и дробиться, доставляя много мелких ледяных осколков — ядер. Это значит, что твердая фаза в атмосфере всегда образуется через жидкую. При этом замерзание может происходить как в результате спонтанного зарождения ледяных частиц в капле, так и при захвате сравнительно крупной каплей посторонней мелкой частицы — ядра замерзания. По И. Подзимеку, такой захват чаще всего вызывается броуновским движением малых частиц.

Число J самопроизвольно образующихся в 1 сек. ледяных зародышей в единице объема жидкости, по методу, аналогичному описанному в § 89, рассчитали Турбулл и Фишер [95]

$$J = \frac{nkT}{h} e^{-\frac{u+w_c}{kT}}, \quad (90.1)$$

где n — число молекул в 1 см^3 , h — постоянная Планка, u — энергия самодиффузии молекул, $w_c = \frac{1}{3} \sigma_{sL} \omega r_c^2$ — энергия образования зародыша, критический радиус r_c которого тем меньше, чем больше переохлаждение (ω — коэффициент формы, σ_{sL} — поверхностное натяжение на границе воды и льда):

Мейсон, используя этот метод, показал, что скорость образования зародышей очень быстро возрастает при понижении температуры до -39 , -41° , объяснив, таким образом, почему и в природе (например, в Восточной Сибири, на Аляске) и в облачной камере туманы при -40° и ниже становятся почти целиком ледяными.

Поскольку вероятность появления зародыша в капле пропорциональна ее объему, т. е. быстро уменьшается с уменьшением ее диаметра, то в полидисперсном облаке его кристаллизация является некоторым случайным процессом. Он, очевидно, зависит, согласно (90.1), также и от температуры, т. е. мелкие капли могут в среднем переохлаждаться до более низких температур. Ядра замерзания, которые захватываются каплей из окружающей атмосферы и вызывают ее кристаллизацию, вероятно, твердые частицы, в трещинах или на неровностях которых образуются ледяные элементы, затем длительно сохраняющиеся, даже

при резких изменениях окружающей температуры. Обычно такие ядра становятся активными при $t < -12^\circ$ и лишь некоторые искусственные ядра, как, например, частицы иодистого серебра AgI активны при $t < -3^\circ$ (см. § 109). При $t < -32^\circ$, т. е. при очень сильном переохлаждении, к их действию начинает добавляться эффект спонтанного замерзания капель. Можно показать, что мелкие частицы (диаметром порядка сотых долей микрона) могут служить ядрами замерзания, но не ядрами сублимации.

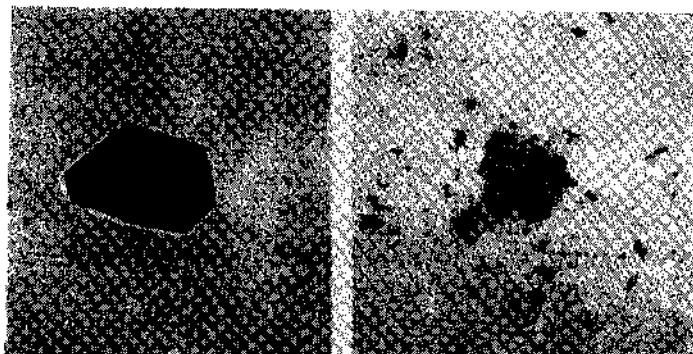


Рис. 101. Ядра из звездчатых и пластинчатых снежинок, наблюдаемые под электронным микроскопом с увеличением 12 500. По Куман.

Куман и Френсис [204] изучили с помощью электронного микроскопа ядра, остающиеся после испарения естественных снежинок (рис. 101). Это частицы, вызвавшие либо первоначальную сублимацию, либо замерзание первичной капельки, на которой затем выросла большая снежинка. В снежинках обнаружались сравнительно крупные центральные ядра (по наблюдениям в Гренландии $d = 0,3 \div 0,8$ мкм, в США — до 3,5 мкм) и очень мелкие ($d < 0,02$ мкм) многочисленные ядра, присутствующие в «лучах» снежинок. Малые ядра, вероятно, захватываются снежинками самостоятельно или вместе с мелкими каплями при «обзернении» (см. § 111). Реклидж (США, 1965 г.) искусственно выращивал ледяные кристаллы в камере, куда ледяные ядра попадали из атмосферного воздуха [234]. Из 250 таких кристаллов 70 выросли на частицах глинистой почвы, 7 — на частицах дыма, 5 — на гигроскопических частицах и 65 — без видимых (под электронным микроскопом) ядер. В 100 случаях природу центрального ядра не удалось выяснить. Ядра в 29% случаев были диаметром от 0,1 до 0,4 мкм и в 38% случаев — от 0,4 до 0,7 мкм.

Глава XV

ОБЛАКА

§ 91. Фазы воды в облаках

Облака состоят из мелких капель воды или ледяных кристаллов. Поэтому различают облака водяные и ледяные. Так как в облаках капли очень часто переохлаждены, то бывают и смешанные облака, в которых есть и капли и кристаллы. Мы покажем далее, что и внешний вид, и процессы развития облаков, а также осадки из них существенно зависят от того, имеются ли в облаках ледяные частицы.

В табл. 70, по А. М. Боровикову и Е. И. Демидовой, указана средняя повторяемость чисто водяных, смешанных и кристаллических облаков (в процентах от всего количества облаков на высотах до 6 км).

Из таблицы видно, что переохлаждение наблюдается часто, но что с понижением температуры оно становится все менее вероятным. Однако, даже при -10 , -15° почти 35% всех облаков чисто водяные. При температуре ниже -30° преобладают кристаллические облака.

Таблица 70

Повторяемость различных типов облаков. Москва

Облака	Температура, град.						
	0—5	—5, —10	—10, —15	—15, —20	—20, —25	—25, —30	—30, —35
Переохлажденные водяные	71,4	50,4	34,4	18,4	11,2	3,8	2,5
Смешанные	28,6	46,7	57,7	60,4	54,7	47,7	32,3
Кристаллические	0,0	2,9	7,9	21,2	34,1	48,5	65,2

§ 92. Микроструктура водяных облаков

Размеры капель. Как показали наблюдения, сделанные главным образом на самолетах, водяные облака состоят из капель различных радиусов — от 4 до 25 мкм (рис. 102). Более крупные капли тоже существуют в облаках (в небольшом числе), но имеют заметную скорость падения и их можно отнести уже к частицам осадков (см. гл. XVII). В табл. 71 для облаков различных форм приведен среднеарифметический радиус капель $r_{\text{ср}}$ (по А. М. Боровикову и И. П. Мазину) по данным более 650 000 измерений размеров капель в облаках над СССР.

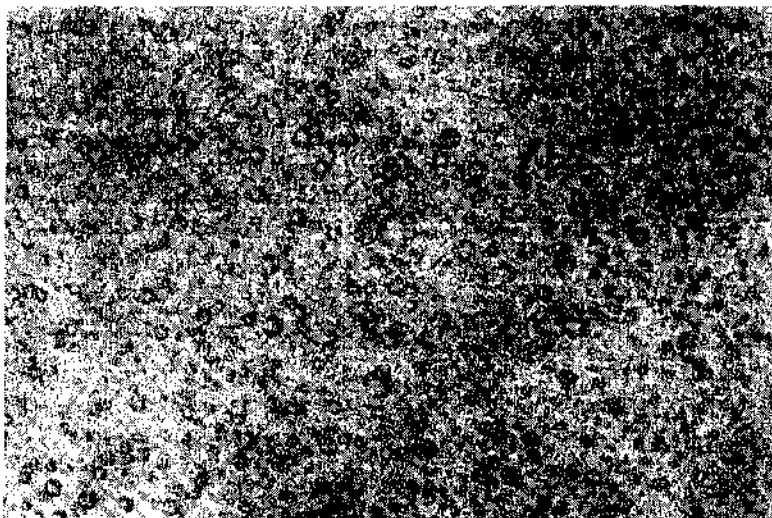


Рис. 102. Капли облаков (увеличение в 45 раз).

Таблица 71

Форма облаков	$r_{\text{ср}}$ мкм	b мкм ⁻¹
Слоистые (St)	5,14	0,583
Слоисто-кучевые (Sc)	5,01	0,599
Слоисто-дождевые (Ns) . . .	5,21	0,575
Высоко-кучевые (Ac)	4,94	0,607

На рис. 103 приведен пример кривой распределения облачных капель по радиусам, т. е. пример *спектра размеров* капель. Средние кривые распределения хорошо представляются эмпирической формулой [135]

$$n(r)dr = cr^2 e^{-br} dr, \quad (92.1)$$

где $n(r)dr$ — число капель в 1 см³, имеющих размеры от r до $r + dr$; а c и b — постоянные.

Значения $b = 3/r_{\text{ср}}$ приведены в табл. 71, а постоянная c связана с водностью облака W соотношением

$$c = \frac{b^6}{160\pi^2} W \cdot 10^{-6}.$$

Распределение (92.1) — частный случай так называемого гамма-распределения

$$n(r)dr = cr^{\beta} e^{-br} dr, \quad (92.1')$$

которое в 1954 г. было предложено Л. М. Левиным¹ и широко использовано для характеристики спектра капель облаков: (92.1), очевидно, получается из (92.1') при $\beta=2$.

Наиболее мелкие и однородные капли ($r_{\text{ср}}=4,0\div 4,5$ мкм) наблюдаются в нижней части облаков St, а более широкий спектр более крупных капель — в верхней части слоя St. В кучевых облаках, по наблюдениям И. И. Честной и В. И. Зайцева, наиболее крупные капли — в верхней центральной части облака и наиболее мелкие — у его основания.

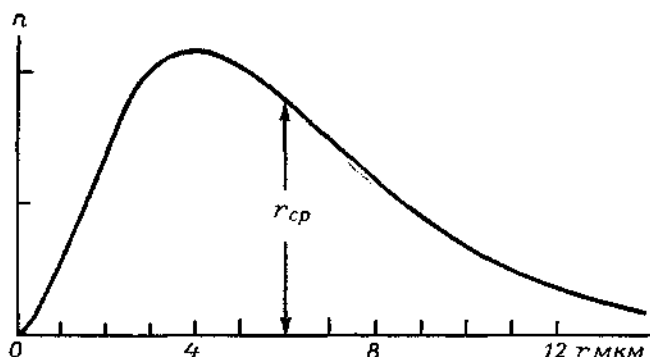


Рис. 103. Средняя кривая распределения радиусов капель ($b=0,5$ мкм⁻¹).

Водяные облака содержат обычно (по Боровикову и др. [14]) от 100 до 600 капель в 1 см³, так что среднее расстояние между каплями порядка 1—2 мм. Лишь в очень мелкокапельных слоистых облаках наблюдалось свыше 1400 капель в 1 см³. В тропических кучевых облаках число капель невелико, порядка 50 см³, несмотря на большой запас воды в них. Оно заметно меньше, чем в континентальных облаках этого типа. Этот вывод, хотя и согласуется с данными о малом числе ядер конденсации над морем, нуждается еще в дополнительной проверке.

Водность облаков. Большое значение имеет *водность* облаков W , т. е. содержание в ней капельножидкой (и кристаллической) воды, выражаемое в г/см³ или г/м³. В табл. 72 приведены значения W по данным В. Е. Минервина [99].

¹ В статье П. В. Дьяченко, опубликованной в 1959 г. в «Трудах ГГО», вып. 101, указано, что он еще в 1950 г. предложил формулу распределения

вида $n(r)dr = Cr^m e^{-\frac{m}{n} r^n} dr$, очевидно, близкого к (92.1').

Таблица 72

Средняя водность облаков (г/м³)

Формы облаков	Температура, град.		
	-20, -15	-10, -5	+5, +10
St, Ac, Sc	0,13	0,18	0,33
Ns-As	0,14	0,17	0,32

Содержание капельножидкой воды в облаках почти всегда гораздо меньше, чем парообразной. Наибольшая наблюдавшаяся в слоисто-дождевых облаках водность достигала $1,68 \cdot 10^{-6}$ г/см³, а в ливневых облаках (по измерениям В. И. Скацкого в средней полосе СССР) — 5,4 г/м³. По некоторым зарубежным данным, в облаках Сб водность, по-видимому, изредка достигает 43 г/м³. Для иллюстрации на рис. 104 представлено распределение водности в небольшом мощном кучевом облаке, высотой 1800 м.

В ледяных облаках (в том числе в перистых) водность мала и в среднем равна около 0,03 г/м³ при -15, -20° и 0,006 г/м³ при температуре ниже -30°.

С точки зрения формирования осадков и искусственного воздействия на облака, важно знать величину *водозапаса облака* q , т. е. содержание в нем воды (льда) в вертикальном столбе сечением, например, 1 м². По данным В. Е. Минервина и И. П. Половины, зимой над СССР в слоисто-дождевых облаках водозапас порядка 150—400 г/м², в слоисто-кучевых — 40—100 г/м².

Химический состав воды облаков. Сбор достаточного количества облачной воды для химического анализа — нелегкое дело, и поэтому таких анализов сделано мало. В табл. 73 приведены данные Е. С. Селезневой и др. [119] (Ленинград) и данные Одди (Фарнборо, Англия) о химическом составе воды облаков, а также сведения о химическом составе осадков.

Таблица 73

Содержание химических элементов в воде облаков (мг/л)

	S	Cl	Na	K	Mg	Ca	Отношение Cl/Na
Ленинград							
Облака	—	2,4	1,3	1,1	0,3	1,0	1,85
Осадки	2,1	1,1	1,3	0,8	0,2	1,1	0,85
Фарнборо							
Облака	1,28	3,33	2,19	0,49	0,30	1,33	1,52
Осадки	2,09	2,42	1,30	0,29	0,31	1,06	1,85

В общем, концентрация солей в облачной воде несколько выше, чем в осадках. Отношение Cl/S в облаках мало отличается от отношения этих элементов в морской воде (1,88).

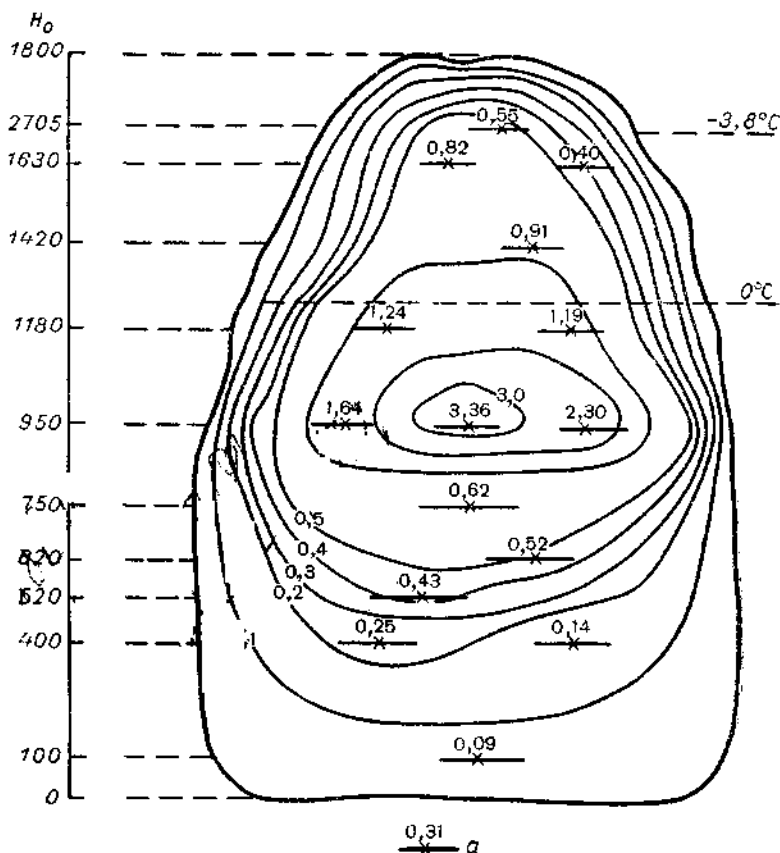


Рис. 104. Распределение влажности в мощном кучевом облаке. Ленинград, 24 июля 1948 г. По В. И. Зайцеву.

Высота нижней границы облака 1150 м над ур. м., H_0 — высота над основанием облака; a — отрезки пути, на которых измерена влажность q , например $q=0,31$ g/m^3 .

Над городами, как нашла Е. С. Селезнева, количество примесей в каплях облаков резко увеличивается, особенно содержание кальция и магния. В них появляются также примеси угля, железа, алюминия и пр. Одди показал, что концентрация примесей в облачной воде над Англией быстро убывает с высотой (в интервале 0,65—2,4 км уменьшается в 2—3 раза) и особенно быстро убывает количество серы S.

С. М. Шмелер обнаружил, что концентрация солей существенно убывает с ростом облачных капель между $r=1$ мкм и $r=15$ мкм. Очевидно, в этом диапазоне размеров капель в их росте большую роль играет конденсация, «разводящая» раствор солей.

Капли дождя, падающие со значительной скоростью, вымывают (захватывают) из атмосферы многие ядра конденсации и концентрация солей в них снова растет. Так, например, как показали в 1965 г. Мияке и Цуногаи, над морем между высотами 800 и 80 м захватываемые водой частицы морской соли повышают концентрацию Na и Cl от 2 до 14 раз.

К характеристикам микроструктуры облаков можно отнести также их *радиолокационную отражаемость*, т. е. их способность отражать радиоволны. Действительно, на радиолокаторе с длиной волны 3,2 см или менее, с достаточно большой ($R=3\div 20$ м) параболической антенной и весьма чувствительным приемником удается наблюдать облака. Теория этого метода сравнительно проста для капельных облаков.

При $r \ll \lambda$, в соответствии с формулой Рэлея, сечение отражения одной капли равно

$$\sigma = \frac{164\pi^5}{\lambda^4} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)^2 r^6,$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная.

Сечение отражения, создаваемое каплями в 1 см³ облака, будет пропорционально

$$\int_0^\infty \sigma n(r) dr \sim \int_0^\infty r^6 n(r) dr = Z,$$

где Z и есть радиолокационная отражаемость.

При учете (92.1) имеем

$$Z = \frac{28}{3\pi} \frac{W}{\rho_w} r_{cp}^3$$

и, например, при $r=5$ мкм и $W=0,1$ г/м³ $Z=3,7 \cdot 10^{-17}$. Радиолокационная отражаемость возрастает пропорционально W при большей водности. При наличии в облаке хотя бы малого числа крупных капель осадков Z существенно увеличивается [15].

§ 93. Микроструктура ледяных облаков

В атмосфере могут наблюдаться *ледяные облака*, состоящие из мелких ледяных кристаллов. Такие кристаллы зарождаются (см. гл. XIV) при очень низких температурах, но, увеличиваясь, могут выпадать и наблюдаться в более теплых нижних слоях облаков. Там они продолжают расти, образуя постепенно большие

снежинки. Изредка, например, в Антарктиде, ледяные облака (туманы) могут наблюдаться почти у самой земли, при $t \leq -40^\circ$.

Наблюдения в верхней тропосфере (6—10 км) показывают, что первичной зародышевой формой кристалла при низкой температуре является очень маленький шестиугольный столбик, иногда с внутренними пустотами. Сходные кристаллы льда образуются около испаряющихся кусков твердой углекислоты в воздухе

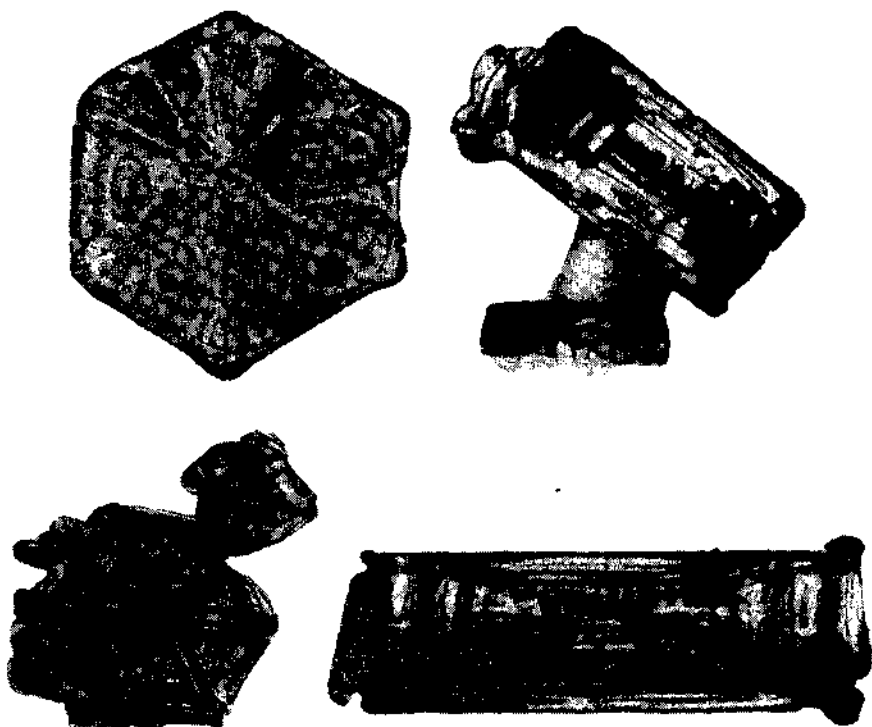


Рис. 105. Формы первичных облачных кристаллов. По В. Е. Минервину.

или в камере, наполненной переохлажденным туманом. По Вейкману [242], похожие, хотя и более крупные кристаллы образуются и в так называемых конденсационных следах за самолетами, возникая там из быстро замерзающих мельчайших капель воды.

Согласно А. М. Боровикову, существуют два простых основных типа первичных облачных кристаллов (рис. 105).

1. Столбики — шестигранные призмы, нередко с внутренними пустотами с одного или обоих концов, придающими иногда им вид пустых стаканов. Довольно часто наблюдаются «столбики-снарядики» с заостренным (пирамидальным) концом. Эти

формы наблюдаются при сравнительно низких температурах, от -15 до -30° и ниже. Длина столбиков достигает $0,1-0,3$ мм. Это — весьма распространенная форма атмосферного льда. Большинство форм перистых облаков (см. § 95) состоит из таких кристаллов. Иногда они бывают соединены по несколько штук (до $7-10$) в «пучки». Можно думать, что кристаллы такого пучка выросли одновременно в разные стороны из нескольких точек на поверхности одного ледяного зародыша. Столбики, образующие пучок, в слоисто-дождевых облаках могут вырастать до 1 мм и более. Иногда наблюдаются длинные очень тонкие столбики — иглы до $2-3$ мм длиной.

2. Мелкие, тонкие или, чаще, толстые (до 100 мкм толщиной) шестиугольные пластинки размером до $0,4$ мм. Они часто наблюдаются в перисто-слоистых облаках. В них тоже нередко видна «внутренняя структура» — рисунок в виде лучей. Она возникает, очевидно, благодаря более медленной сублимации у центра пластинки по сравнению с ее краями. Тонкие пластинки появляются при температурах -4 , -18° , толстые — при более низких температурах. Такие пластинки вместе с другими формами наблюдаются также и в слоисто-дождевых облаках и в «наковальнях» кучево-дождевых облаков.

Расчет радиолокационной отражаемости Z для облаков, содержащих кристаллы, гораздо сложнее, чем для капельных. Когда падающие кристаллы опускаются до уровня изотермы 0° , они сначала обволакиваются пленкой воды и отражение от них возрастает (для льда $\epsilon=2,7$, а для воды $\epsilon=25$ при $\lambda=1$ см). После полного таяния снежинки ее объем резко уменьшается и отражение снова ослабевает. Поэтому изотерма 0° в кристаллических облаках на радиолокационных вертикальных разрезах отмечена так называемой «яркой линией».

§ 94. Охлаждение воздуха, как причина конденсации и сублимации

В физике атмосферы обычно различают *конденсацию* — образование капель воды и *сублимацию* — непосредственное образование кристаллов льда из водяного пара¹.

При охлаждении воздуха конденсация начинается тогда, когда температура его опускается до *точки росы* t . Так называется температура, при которой имеющийся в воздухе водяной пар при неизменном давлении был бы насыщающим по отношению к поверхности воды. Зная упругость пара, точку росы можно найти непосредственно по таблице в приложении I. Она служит

¹ В других областях физики, наоборот, сублимацией называют испарение твердого вещества.

некоторой мерой влажности воздуха и ею поэтому пользуются при метеорологических наблюдениях, при составлении синоптических карт и т. д.

Точкой инея t_1 называют ту температуру, при которой данный водяной пар становится насыщающим по отношению к поверхности льда при постоянном давлении. Легко видеть, что если ненасыщенный воздух начать постепенно охлаждать, то он раньше достигнет насыщения над льдом и позднее, при более низкой температуре — над переохлажденной водой; говорят поэтому, что точка инея лежит выше точки росы $t_1 > t$ (табл. 74).

Таблица 74

t	t_1	$t_1 - t$	t	t_1	$t_1 - t$
-5°	-4,43°	0,57°	-25°	-22,53°	2,47°
-10	-8,90	1,10	-30	-27,16	2,84
-15	-13,40	1,60	-40	-36,52	3,48
-20	-17,95	2,05	-50	-46,05	3,95

Очевидно, при охлаждении воздуха, при $t < 0^\circ$ образование кристаллов может начаться раньше образования капель воды. Однако в естественных условиях сгущение водяного пара почти всегда начинается после достижения точки росы, т. е. водяной пар переходит сначала в жидкую переохлажденную фазу.

Охлаждение воздуха и конденсация водяного пара в атмосфере определяются в основном тремя факторами: излучением, смешением теплого и холодного воздуха и адиабатическим процессом при восходящем движении.

1. Воздух может охлаждаться благодаря тому, что имеющиеся в нем водяной пар и пылинки (ядра) излучают тепло. Так, Н. П. Пятовская наблюдала случаи, когда в нижнем слое атмосферы толщиной 3 км поглощение радиации аэрозолем было в три раза сильнее, чем водяным паром. Соответственно, должно быть велико и охлаждение замутненного воздуха благодаря излучению. Так могут зарождаться, например, поземные туманы, образованию которых ночью способствует еще и остывание поверхности земли.

2. Конденсация может происходить при смешении теплого и холодного влажного воздуха. Пусть на графике (рис. 106) кривая AA' характеризует изменение насыщающей удельной влажности (ордината) в функции температуры (абсцисса). Предположим, что при неизменном давлении смешиваются две равные, насыщенные паром, массы воздуха. Пусть их температуры равны t_1 и t_2 , влажности q_1 и q_2 (точки B_1 и B_2 на графике). Температура t' и влажность q' их смеси должны быть равны соответственно

$t' = \frac{1}{2} (t_1 + t_2)$ и $q' = \frac{1}{2} (q_1 + q_2)$ (точка B_3 , делящая пополам отрезок B_1B_2). Так как q' заведомо больше насыщающей влажности при температуре t' , то произойдет конденсация. Нетрудно сделать такой расчет для случая, когда обе массы смешиваются в иной пропорции. Когда они не вполне насыщены (т. е. точки B_1 и B_2 лежат ниже AA'), но линия, их соединяющая, пересекает кривую AA' , то также конденсация произойдет. Так образуются туманы смешения, когда поток холодного воздуха проходит над

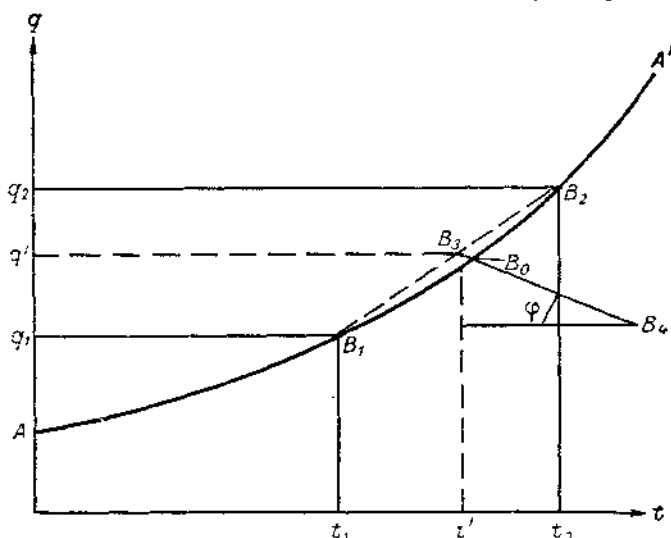


Рис. 106. Расчет конденсации при смешении двух масс воздуха различной температуры.

теплым морем или рекой, а также конденсационные следы за самолетами, когда выхлопной газ, содержащий много водяного пара, смешивается с очень холодным воздухом верхней атмосферы.

3. Процесс адиабатического охлаждения был рассмотрен в гл. VI, в табл. 18 были приведены также величины псевдоадиабатических градиентов температуры. Количество конденсирующегося пара в 1 г воздуха, поднимающегося на высоту dz , равно приближенно

$$dq = 0,622d\left(\frac{e_s}{p}\right) = 0,622 \frac{e_s}{p} \left[\frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{dT}{dz} dz - \frac{dp}{p} \right].$$

Подставляя в это выражение

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g dz}{RT}, \quad \frac{dT}{dz} = -\gamma,$$

получаем

$$dq = -0,622 \frac{e_s}{p} \left[\frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} \gamma + \frac{vg}{RT} \right] dz. \quad (94.1)$$

Величина $\frac{dq}{dz}$ быстро убывает с понижением температуры, приблизительно пропорционально e_s , поскольку величина в квадратных скобках почти постоянна.

Процессы конденсации в больших и малых, быстрых и медленных восходящих воздушных токах постоянно происходят в природе. Они порождают разнообразные формы *облаков* и *осадков*.

Иногда падение давления в некоторой точке атмосферы может происходить благодаря наличию дивергенции воздушных потоков на высоте, например поблизости циклона или атмосферного фронта (см. гл. XX). Так, в частности, возникают предфронтальные туманы у поверхности земли.

К динамическим атмосферным процессам, ведущим к образованию облаков, относятся:

а) восходящие движения одного воздушного потока (массы) над другим, более холодным потоком, т. е. над поверхностью атмосферного фронта. При этом образуются перистые (Ci), перисто-слоистые (Cs), высоко-слоистые (As) и слоисто-дождевые (Ns) облака;

б) турбулентные движения в определенном (ограниченном) слое атмосферы, переносящие пар в верхнюю часть слоя и одновременно охлаждающие ее. Так образуются слоистые облака (St) и иногда As и Ci. Если при этом в облачном слое возникают также и волнообразные движения или так называемая ячейковая конвекция, то образуются слоисто-кучевые (Sc), высоко-кучевые (Ac) или перисто-кучевые (Cc) облака;

в) вертикальные восходящие движения, дающие начало кучевым (Cu) и кучево-дождевым (Cb) облакам.

§ 95. Классификация облачных форм

Наблюдаемые *формы облаков* дают представление о динамических процессах большого масштаба, ведущих к их образованию. Изучение форм облаков поэтому важно для диагноза состояния атмосферы. Облака можно наблюдать как с земли, так и с помощью телевизионных камер, установленных на быстро движущихся спутниках Земли. Такие камеры имеют обширное поле зрения и позволяют исследовать облачность в масштабе всего земного шара.

Облака различают иногда по высоте их основания, выделяя облака верхнего яруса (выше 6 км над ур. моря), среднего яруса

(от 2 до 6 км) и нижнего яруса (ниже 2 км). Особо выделяют облака вертикального развития с основанием на уровне нижнего яруса и высокой вершиной (до 8—12 км и более).

К верхнему ярусу относятся перистые облака, состоящие из ледяных кристаллов. При сильных морозах тонкие, искрящиеся на солнце ледяные облака, сходные с перистыми, наблюдаются и у поверхности земли. При наблюдениях со спутников перистые облака иногда трудно различимы.

Облака среднего яруса (высоко-слоистые, высоко-кучевые) отличаются от сходных облачных форм нижнего яруса (слоисто-дождевых, слоисто-кучевых) только большей высотой, меньшей плотностью и большей вероятностью наличия ледяной фазы, т. е. различие между ними только количественное.

В физике атмосферы различают следующие десять основных форм облаков [1, 197].

А. Облака верхнего яруса

1. Перистые облака (*Cirrus*, *Ci*) — отдельные тонкие просвечивающие облака волокнистой структуры (рис. 107 а). Они могут иметь либо очень правильное строение в виде параллельных нитей или полос, либо, наоборот, их волокна могут быть спутанными и разбросанными по небу в виде отдельных пятен.

2. Перисто-кучевые облака (*Cirro-cumulus*, *Cc*) — слой облаков, тонких и просвечивающих, как перистые, но состоящих из отдельных хлопьев или мелких шариков, а иногда как бы из параллельных волн.

3. Перисто-слоистые облака (*Cirro-stratus*, *Cs*) — тонкий, просвечивающий беловатый покров, сквозь который отчетливо виден диск Солнца или Луны. Покров этот может быть либо однородным, как слой тумана, либо волокнистым. В перисто-слоистых облаках наблюдаются характерное оптическое явление — гало, т. е. светлые круги вокруг Солнца, ложные Солнца, нижние Солнца (с самолета) и пр.

Б. Облака среднего яруса

4. Высоко-кучевые облака (*Alto-cumulus*, *Ac*) — слой облаков, состоящий из гряд или отдельных «глыб», между которыми обычно просвечивает небо (рис. 107б). Гряды эти и глыбы — сравнительно тонкие и располагаются правильными рядами или в шахматном порядке, реже — в беспорядке.

5. Высоко-слоистые облака (*Alto-stratus*, *As*) — тонкая, реже — плотная вуаль сероватого или синеватого оттенка, местами неоднородная или даже волокнистая. Солнце или Луна просвечивают сквозь нее в виде светлых пятен, порой довольно слабых.



Рис. 107а. Перистые облака (в нижней части рисунка видны вершины мощных кучевых облаков).

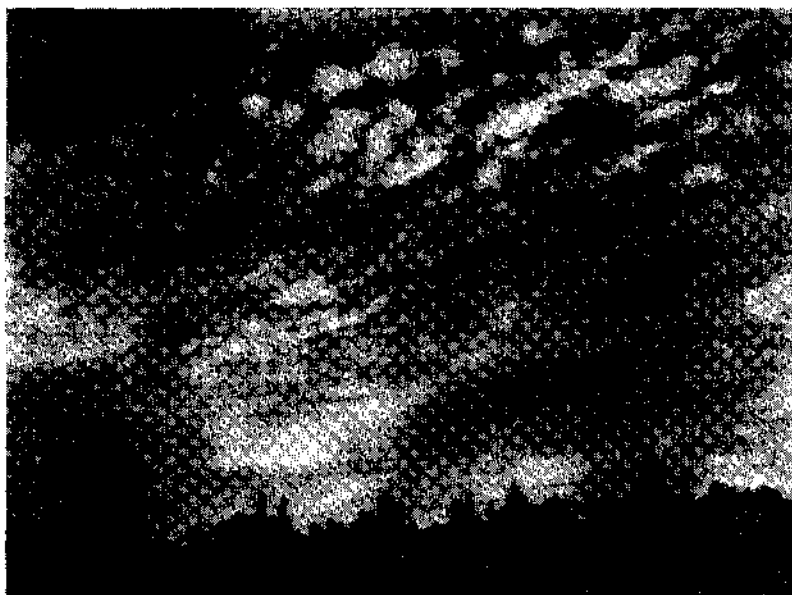


Рис. 107б. Высоко-кучевые облака.

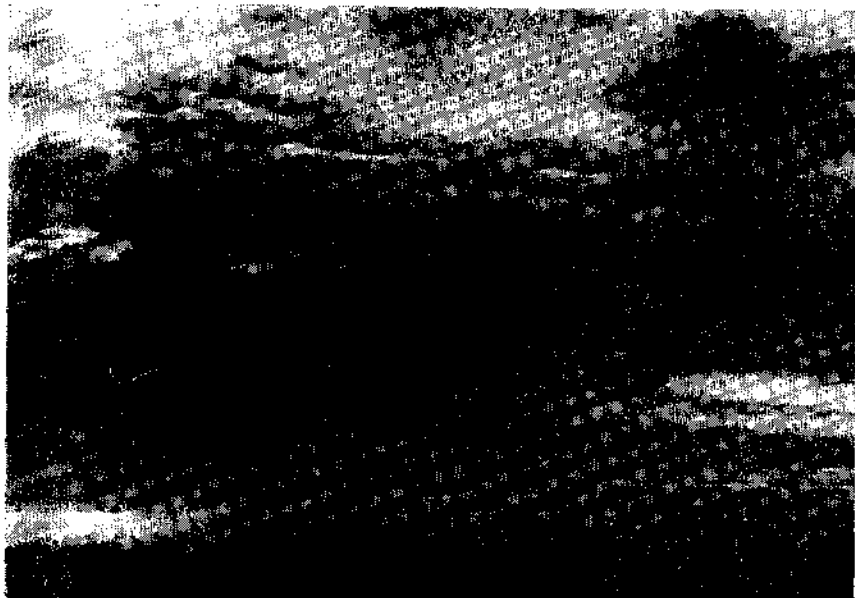


Рис. 107в. Слоисто-кучевые облака.



Рис. 107г. Кучево-дождевое облако с наковальней, выступающей над слоем слоисто-кучевых облаков.

Причины образования облаков	Типичные формы облаков	Размеры облаков			преимущественное фазовое состояние
		высота нижней границы, км	толщина, км	горизонтальная протяженность, км	

Слоистообраз

Неупорядоченное турбулентное перемешивание и волновые движения	Волнистые	Слоистые (St)	0,1—0,7	0,1—1,0	10—10 ³	Капельные
		Слоисто-кучевые (Sc)	0,4—2,0	0,2—1,0	10—10 ³	То же
		Высоко-кучевые (Ac)	2—6	0,2—1,0	10—10 ²	.
		Перисто-кучевые (Cc)	6—9	0,2—1,0	10—10 ²	Кристаллические
Упорядоченное восходящее движение большого масштаба		Слоисто-дождевые (Ns)	0,1—1,0	2—10	10 ² —10 ³	Смешанные
		Высоко-слоистые (As)	3—6	0,5—3,0	10 ² —10 ³	Кристаллические
		Перисто-слоистые (Cs)	6—8	0,5—5,0	10 ² —10 ³	То же
		Перистые (Ci)	6—9	0,2—3,0	10 ² —10 ³	.

Кучевообраз

Проникающая конвекция	Кучевые (Cu)	0,8—1,5	0,3—3,0	1—5	Капельные
	Мощно-кучевые (Cu cong)	0,8—1,5	3—5	2—10	То же
	Кучево-дождевые (Cb)	0,4—1,0	5—12	5—50	Смешанные

В. Облака нижнего яруса

6. Слоисто-кучевые облака (Strato-cumulus, Sc) (рис. 107 в) — облачный слой, состоящий из гряд, валов или отдельных элементов, крупных и плотных, имеющих серый цвет, местами очень темный. Sc сходны с высоко-кучевыми, но плотнее их и расположены ниже.

7. Слоистые облака (Stratus, St) — довольно однородный, лишенный правильной структуры слой низких облаков серого цвета.

8. Слоисто-дождевые облака (Nimbo-stratus, Ns) — низкий

Таблица 75

Строение облаков			Время жизни облака	Максимальные вертикальные скорости	Осадки у земли
преимущественные размеры частиц	концентрация частиц	максимальная влажность, г/м ³			

ные облака

Микроны и десятки микрон	Сотни в 1 см ³	1,5	Сутки и более	Десятки см/сек.	Отсутствуют или морось
То же	То же	1,5	То же	То же	То же
"	"	1,5	"	"	Отсутствуют
Десятки и сотни микрон	До сотен в 1 л.	0,1	"	"	"
Капли—микроны и десятки микрон, кристаллы—десятки и сотни микрон	Капли—сотни в 1 см ³ , кристаллы—до сотен в 1 л	2,0	"	"	Дождь, снег
Десятки и сотни микрон	От единиц до сотен в 1 л	0,2	"	"	То же
То же	То же	0,05	"	"	Отсутствуют
"	"	0,05	"	"	"

ные облака

Микроны и десятки микрон	Десятки и сотни в 1 см ³	0,8	Десятки минут	1 м/сек.	Отсутствуют
То же	То же	4,0	То же	10 м/сек.	"
От 1 мкм до 1 мм	"	10,0	"	10 м/сек. и более	Ливень, град

бесформенный слой темно-серого цвета, довольно однообразный, местами более светлый, как бы просвечивающий. Под ним иногда образуются темные обрывки разорванно-дождевых облаков (*Stratus fractus*, *St fr.*).

Г. Облака вертикального развития

9. Кучевые облака (*Cumululus*, *Cu*) — плотные облака с плоским, сравнительно темным основанием и куполообразной белой, как бы клубящейся вершиной. Они зарождаются в виде

небольших белых обрывков, но вскоре у них формируется горизонтальное основание и облако начинает заметно развиваться вверх. Отдельно его клубы образуются, растут и нагромождаются друг на друга.

10. Кучево-дождевые (*Cumulonimbus*, Cb), ливневые или грозовые облака — быстро растущие мощные высокие облачные массы, верхняя часть которых в форме наковальни, «оледеневает», т. е. приобретает кристаллическую структуру и вид перистого облака (рис. 107г).

Ввиду недостатка места мы не будем здесь рассматривать виды и разновидности этих форм облаков. Сведения о их структуре приводятся в табл. 75.

§ 96. Физические процессы образования облаков различных форм.

Фронтальные и слоистообразные облака

Наблюдение показывает, что при встрече и взаимодействии двух воздушных масс, теплой и холодной, между ними существует отчетливая граничная поверхность, называемая фронтальной

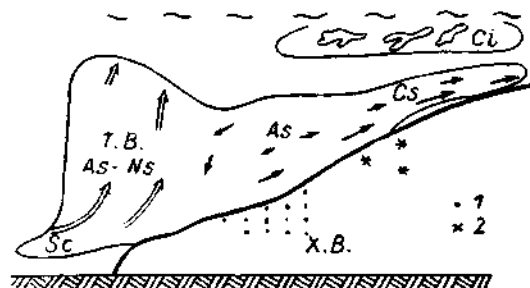


Рис. 108. Схема облачности теплого фронта.

Т. В. — теплый воздух, Х. В. — холодный воздух,
1 — дождь, 2 — снег.

(рис. 108). Над ней в теплом воздухе ускорение циркуляции создает восходящее движение, которое в сочетании с общим горизонтальным течением образует как бы наклонное движение (тонкие стрелки). В то же время схождение потоков у земли, близ нижней части фронтальной поверхности вызывает общее восходящее движение (толстые стрелки), которое охватывает обширную область над фронтом (подробнее см. гл. XX). Оно сочетается тут, вероятно, с турбулентным перемешиванием (не изображенным на рисунке), причем турбулентность должна быть сильнее у резко выраженных и круто наклоненных фронтов.

Над передней, верхней частью фронта, но ниже тропопавзы нередко располагаются перистые облака. Сублимация тут, веро-

ятно, вызвана турбулентным переносом пара вверх (см. § 94). Мы наблюдаем при этом не столько каждое образующееся маленькое облако, сколько длинные полосы осадков, состоящих из крупных кристаллов. Полосы эти вытянуты вдоль вектора вертикального градиента скорости ветра.

Ниже их, в области восходящего движения, над фронтом формируется сплошной и более однородный слой Cs (очень тонких, с водностью иногда 0,001—0,003 г/м³). Еще ниже, на высотах 2—4 км, над фронтом образуются As. В них процесс конденсации, стимулируемый кристаллами, выпадающими сверху из перистых облаков, может быть очень быстрым — настолько, что из них порой выпадает сильный снег, в то время как само облако остается очень тонким и прозрачным для солнечных или лунных лучей (такие As подобны Ci, при которых осадки видны лучше, чем само облако).

Еще ниже вдоль фронта схождение потоков создает мощную, сильно развитую вверх (до 5—7 км), хотя и не однородную систему дождевых облаков Ns, дающих обложной снег или дождь. Ее верхнюю, менее плотную часть называют иногда As (и всю систему, например, в синоптических кодах обозначают Ns—As), но такие As отличаются от тонких слоев As, упомянутых выше. Вероятно, благодаря быстроидущей переконденсации (см. § 107) пара на снежинки и выпадению их, водность облаков Ns невелика — порядка 0,17 г/м³ выше изотермы 0° и около 0,30 г/м³ ниже ее, т. е. при положительных температурах. Ширина зоны облаков теплого фронта составляет в среднем 550—600 км.¹

В природе нередки отклонения от этой схемы. Как указывали Е. Г. Зак [148, 59] и А. М. Баранов [4], а позднее Корнфорд [170], фронтальные облака часто со временем распадаются на отдельные слои. В 20% случаев бывает три и более таких слоев, которые разделены «сухими» прослойками. Такому распаду, по И. Н. Пономаренко и Л. И. Басанцу, способствуют, в частности, воздушные волны, образующиеся над горами. При этом облака Ns—As местами превращаются как бы в Sc и As и осадки из них ослабевают. С удалением от центра циклона система Ns—As становится ниже и тоньше.

На юге СССР летом, где теплый приходящий из субтропиков воздух может быть очень сух, конденсация происходит лишь над самой верхней частью фронта и его облачная система состоит лишь из полосы высоко-кучевых или даже перистых облаков, как показал автор, на большой высоте (до 14—15 км).

Обратный порядок смены облачных форм Ns—As—Cs, более быстрый и менее отчетливый, может наблюдаться иногда при прохождении холодного фронта. У линии фронта восходящее движение перерождается часто в мощную конвекцию, образующую

¹ Иная трактовка процесса образования фронтальных облаков как аналогичных слоистообразным подробно рассмотрена Л. Т. Матвеевым [92, стр. 557].

высокие облака Сб. В теплый сезон они могут достигать тропопавзы или даже пробивать ее. Так, например, в августе 1959 г. наблюдалось облако Сб над Бельгией высотой 14,2 км, а тропопавза располагалась на высоте 12,8 км.

Наблюдаемые со спутников фронтальные облачные системы видны как ряд широких и параллельных, хотя и искривленных полос облаков. Иногда они завихрены и сгруппированы в спирали

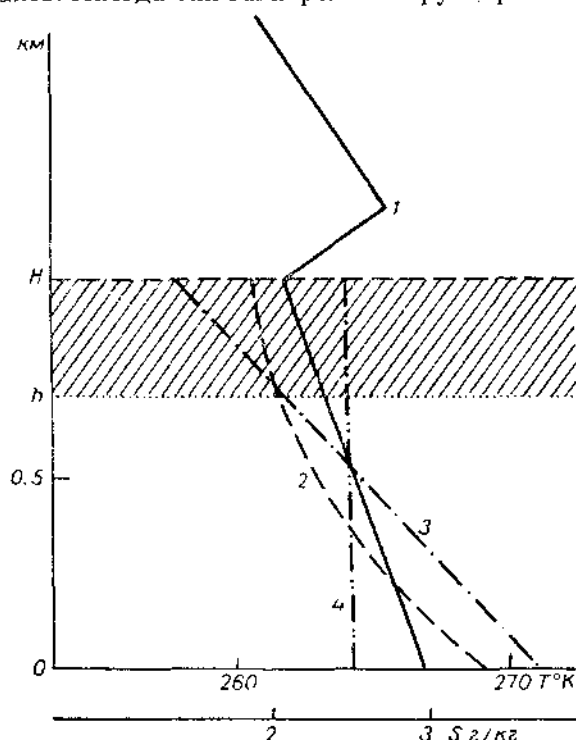


Рис. 109. Схема возникновения слоистообразного облака.

диаметром 800—1500 км таким образом, что по ним можно обнаружить существование циклона (например, над океаном) даже при отсутствии других данных.

Образование слоистообразных облаков. В умеренных и полярных широтах, преимущественно осенью и зимой, нередко образуется обширный, плотный и низкий слой слоисто-кучевых или слоистых облаков, площадью иногда в сотни тысяч км². Они почти всегда возникают под слоем инверсии. Если в подынверсионном слое, толщиной H , развивается сильная турбулентность, то первоначальное устойчивое (хотя и не инверсионное) распределение температуры в нем (кривая 1 на рис. 109)

должно переходить в адиабатическое (кривая 3), а удельная влажность (кривая 2, а затем 4) выравнивается во всем слое. При этом часть пара переносится вверх и конденсируется в охлаждающейся верхней части слоя. Между уровнями H и h над основанием слоя появляется облако. Его развитию способствует испарение с поверхности земли или снега, а также приток теплого и влажного воздуха, например, с моря. Такой приток вместе с тем уменьшает градиент температуры под облаками и этот градиент остается меньшим адиабатического γ_a .

Предположим, что в слое атмосферы толщиной H в начальный момент удельная влажность q [см. (21.1)] и температура T распределены с высотой по закону

$$q = q_0 e^{-\alpha z}, \quad T = T_0 - \beta z,$$

где, согласно § 21, зимой в среднем $\alpha = 0,110 \text{ км}^{-1}$, а в другие сезоны $\alpha = 0,214 \text{ км}^{-1}$. При этом $q_0 = q^* f_0$, где f_0 — относительная влажность у земли и q^* — насыщающая удельная влажность при T_0 и наземном давлении p_0 . Пусть произойдет перемешивание слоя H так, что границы его $z=0$ и $z=H$ останутся непроницаемы для тепла и пара. Если плотность воздуха (подобно давлению) убывает вверх по закону $\rho = \rho_0 e^{-\mu z}$, где при 0°C $\mu = 0,125 \text{ км}^{-1}$, то условие сохранения массы пара в слое позволит вычислить среднюю удельную влажность в нем $\bar{q}$ (кривая 4)

$$\bar{q} = q_0 \frac{\mu (1 - e^{-(\alpha + \mu) H})}{(\alpha + \mu) (1 - e^{-\mu H})} = q_0 M,$$

где $M \approx \left(1 - \frac{\alpha + \mu}{2} H\right) / \left(1 - \frac{\mu H}{2}\right)$.

Температура после перемешивания определяется по адиабатическому закону $T = T'_0 - \gamma_a z$. Из условия сохранения количества тепла находим

$$T'_0 - T_0 = \frac{\gamma_a - \beta}{\mu} \left\{ \frac{(1 + \mu H) e^{-\mu H} - 1}{e^{-\mu H} - 1} \right\} = k (\gamma_a - \beta),$$

где $k > 0$.

При насыщении на высоте h , согласно (20.6), имеем

$$q_h^*(T, p) = 0,62 \frac{E(T)}{p},$$

где $E(T)$ — насыщающая упругость водяного пара.

Полагая, что

$$E(T) = E(T_0) e^{\lambda (T - T_0)}, \quad p = p_0 e^{-\mu h},$$

$$q_0^* = 0,62 \frac{E(T_0)}{p_0}, \quad T(h) = T'_0 - \gamma_a h = T_0 + k(\gamma_a - \beta) - \gamma_a h,$$

без труда находим $fMe^{-\mu h} = e^{\lambda[k(\gamma_a - \beta) - \gamma_a \lambda]}$, откуда определится теоретическая высота нижней границы конденсации над основанием слоя

$$h = \frac{-\ln fM + \lambda k(\gamma_a - \beta)}{\lambda \gamma_a - \mu} \quad (96.1)$$

Высота основания кучевых облаков, образующихся в восходящих токах (см. § 34), должна быть равна $h_0 = -\ln f/(\lambda \gamma - \mu)$ и так как $f < 1$ и $M < 1$, то, очевидно, что при $\beta < \gamma$, т. е. при начальной устойчивой стратификации воздуха $h > h_0$. Это значит, что слоистообразные облака располагаются выше, чем кучевые при той же влажности воздуха у поверхности земли.

Мы рассмотрели стационарное облако. Решение уравнения переноса влажности для случая, когда процесс еще не установился, дано Л. Т. Матвеевым, К. В. Клубовичем и др. с учетом испарения с почвы, увлажняющего воздух, а также возможного восходящего движения воздуха¹. Нестационарная часть решения при этом разлагается в ряд членов, которые убывают со временем, как $\exp\left[\frac{\omega^2 t}{4k} \frac{k\pi^2 n^2 t}{H^2}\right]$, где n — номер члена, k — коэффициент турбулентности, ω — вертикальная скорость. Медленнее всего затухает первый член этой суммы, но и им после $t = 12$ час. можно пренебречь, считая облако установившимся.

Верхняя часть облачного слоя сильно излучает тепло (особенно, если над ним нет других облаков, а воздух в слое инверсии сух) и охлаждается. Это способствует, конечно, конденсации и уплотнению облака. Охлаждение на $1-2^\circ$ в сутки в облаке легко наблюдать, например, при последовательных самолетных зондированиях. Теорию этого явления разработала Е. М. Фейгельсон, рассчитавшая, например, что над плотным облаком мощностью 0,6 км и водностью $0,3 \text{ г/м}^3$ летом воздух должен за 2,5 часа остывать на $0,9^\circ$. Охлаждение поверхности облака уменьшает градиент γ над ним и формирует сравнительно тонкий (около 0,2 км) слой сильной инверсии. Перепад температур в слое инверсии порядка $2-4^\circ$, согласно этим расчетам, может создаться меньше, чем за полсуток, т. е. за время образования самого облачного слоя. Над этим первым надоблачным инверсионным слоем существует второй устойчивый слой, более мощный, со слабым положительным градиентом температуры.

Очевидно, инверсия, созданная излучением облака, еще усиливается (градиент уменьшается — алгебраически) благодаря оседанию воздуха из верхних слоев (см. § 72). Одновременно приток сухого воздуха сверху способствует усиленному излуче-

¹ Последнее существенно, если с помощью такой схемы будем изучать образование фронтальных облаков.

нию. Таким образом, эффект оседания и излучения взаимно усиливают друг друга.

В табл. 76 приведены средние за год значения мощности подоблачного, облачного и обоих надоблачных слоев над Ригой, Москвой и Свердловском и величины градиента температуры и удельной влажности в них, иллюстрирующие сделанные выше выводы. С удалением от моря в глубь более холодного и сухого континента мощность облаков уменьшается, а градиент в них растет (подобно тому, как $\gamma_{\text{ав}}$ увеличивается с понижением температуры). Вместе с тем инверсия над облаками усиливается из-за сухости верхней атмосферы. Близость сибирского антициклона, в котором воздух оседает, сказывается на уменьшении (алгебраическом) градиенте в обоих верхних слоях над Свердловском по сравнению, например, с Ригой. Под облаками градиент меньше сухо-адиабатического, вероятно, за счет притока теплого воздуха, который наиболее благоприятен для образования слоистообразных облаков. Убывание удельной влажности вверх в подоблачном слое указывает на происходящее здесь испарение с земли и диффузию пара вверх, питающие облако. Они, вероятно, сильнее в приморских районах. Убывание q над облаком свидетельствует о постепенном испарении последнего в инверсию.

Характеристика облаков Sc и St

Таблица 76

Пункт	Высота верхней границы облака, км	Мощность облака, км	Градиент температуры, °/100 м				Мощность, км		Градиент удельной влажности, г/кг·км	
			подоблачный слой	облако	надоблачная инверсия	устойчивый слой	инверсия	устойчивого слоя	под облаком	над облаком
Рига	1,17	0,36	0,64	0,71	-0,67	+0,26	0,29	0,44	1,08	1,24
Москва	1,28	0,33	0,70	0,74	-1,36	+0,15	0,22	0,42	0,91	—
Свердловск	1,23	0,28	0,62	0,80	-2,08	+0,15	0,19	0,42	0,64	1,29

§ 97. Облака ячейковой циркуляции

Предположим, что в атмосфере существуют два потока воздуха один над другим с различными скоростями u_1 и u_2 , с температурами T_1 и T_2 (индекс 1 относится к нижнему, 2 — к верхнему потоку). На поверхности их раздела могут возникать волны, тео-

рию которых дал в 1890 г. Г. Гельмгольц, в предположении, что воздух несжимаем. Позднее, теория эта была обобщена на случай сжимаемого воздуха, в котором господствует заданный градиент температуры $\gamma = -\frac{dT}{dz}$. Д. Л. Лайхтман, предположив, что скорость распространения этих волн равна $\frac{1}{2}(u_1 + u_2)$, и обозначив $2u = |u_1 - u_2|$, показал, что длина их λ равна¹:

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} u^2 \frac{T_1 + T_2}{\sqrt{(T_2 - T_1)^2 + \frac{\beta u^2}{g^2} T_1 T_2 (4g - \beta u^2)}}, \quad (97.1)$$

где

$$\beta = \frac{d \ln \theta}{dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right),$$

величина β имеет порядок $1,5 \cdot 10^{-6}$. Поскольку $\beta u^2 \ll 4g$, λ убывает с ростом устойчивости атмосферы — с ростом β . Влияние устойчивости особенно заметно при малых $T_2 - T_1$. В случае, если векторы скоростей обоих потоков u_1 и u_2 направлены под углом друг к другу (рис. 110), то $2u$ есть модуль векторной разности их. Теория предсказывала, что гребни волн должны располагаться перпендикулярно к этой векторной разности, но наблюдения обнаруживают, что они нередко параллельны ей или параллельны потоку ветра, если он испытывает малое вращение с высотой.

Этот вопрос о направлении волн или гряд облаков очень важен, так оно позволяет оценивать направление и может быть даже поворот ветра с высотой по наблюдениям облаков сверху, со спутников.

На рис. 111 представлен график зависимости λ от $\Delta T = T_2 - T_1$ и u , согласно (97.1), при $dT/dz = 0,67^\circ/100$ м.

Долгое время считали, что волнистые облака действительно образуются в «волнах Гельмгольца» (например, Сс, Ас или Sc). Полагали, что там, где в волне имеет место восходящее движение, при достаточной влажности, может произойти конденсация пара и образоваться облако в виде длинного вала, а где нисходящее движение — возникнет просвет. Действительно, волнистые облака почти всегда появляются под инверсией, т. е. у границы раздела теплого и холодного слоев. Более того, наблюдаемое расстояние между валами облаков приближенно соответствует рассчитанному по (97.1) (см. табл. 77). Однако процесс образования таких облаков более сложный, чем конденсация в волнах.

¹ Для волн, имеющих иные скорости, значения λ отличается от (97.1).

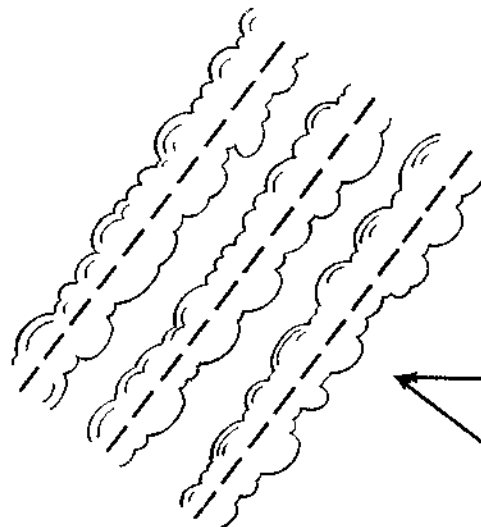


Рис. 110. Векторная разность скоростей движения двух слоев воздуха и направление протирания облачных гряд (в плане).

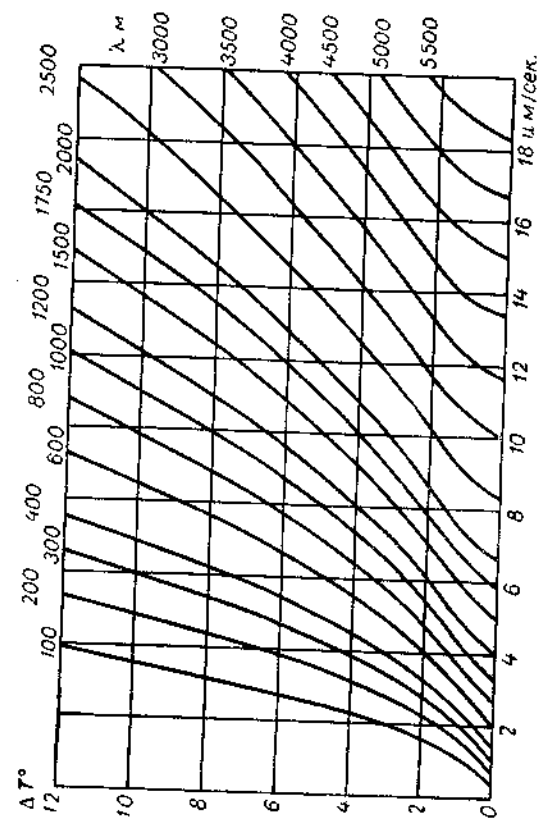
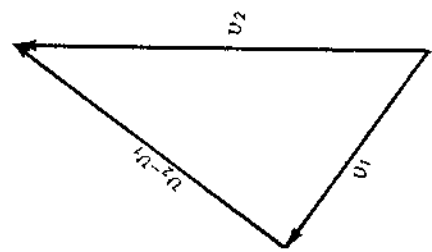


Рис. 111. Номограмма для определения длины волны (λ м) по разности температур и разности скоростей двух воздушных потоков, при вертикальном градиенте температуры $0,67^\circ/100$ м.

Повторяемость (%) различных длин волн в облаках. По Р. Зюрингу

Форма облака	Длина волны, м				
	<250	250—500	500—750	750—1000	>1000
Сl	26,0	35,6	16,4	9,6	12,3
Сс	66,6	33,4	—	—	—
Ас	38,6	39,4	15,0	3,1	3,9

Как показал Д. Л. Лайхтман, волны Гельмгольца почти всегда динамически неустойчивы, т. е. вскоре после зарождения распадаются на ряды вихрей. Так они дают толчок к образованию иной, совершенно новой формы движения, так называемой *ячейковой конвекции* или циркуляции. Она впервые была обнаружена при опыте в лаборатории А. Бенаром в 1901 г. Равномерно и медленно нагревая снизу тонкий (5—7 мм) слой жидкости (бензина, расплавленного парафина и пр.), он нашел, что когда разность температур жидкости T_2 у нижней и T_1 у верхней границы превысит некоторый предел, то возникает своеобразная циркуляция. Вся жидкость разбивается (в плане) на множество ячеек, в центре которых движение направлено вверх, а у краев — вниз. Вначале неправильные по форме, эти ячейки быстро приобретают вид равносторонних шестиугольников, расположенных правильными рядами. Они аналогичны элементам высоко-кучевых или перистокучевых облаков. Восходящему току в центре каждой ячейки соответствует устойчивый «клуб» облака, и эти клубы расположены правильной сеткой.

Рэлея показал, что слой жидкости толщиной ξ должен терять устойчивость, если

$$T_2 - T_1 > \Lambda T_2 \frac{a^2 \nu}{g \xi^3}, \quad (97.2)$$

где a^2 — температуропроводность, ν — кинематическая вязкость, а Λ — некоторая постоянная, т. е. если вертикальный градиент температуры $(T_2 - T_1)/\xi$ больше некоторой величины $\Lambda T a^2 \nu / g \xi^4$. Критерий (97.2) с точностью до постоянной Λ аналогичен выведенному в § 39 критерию Пристли. По Джинсу, при отсутствии трения у верхней и нижней границ слоя конвекции $\Lambda = 657$. Если вспомнить, что в облаках турбулентной свободной атмосферы a^2 и ν порядка $4 \cdot 10^5$, то легко показать, что ячейковая конвекция в облаках может охватывать слои толщиной около 400 м, как это и наблюдается, например, в облаках Ас. Конденсация в облаках еще ускоряет восходящие потоки и усиливает турбулентность, увеличивая размеры ячеек.

Авсек наблюдал ячеювую циркуляцию в лаборатории в текущем горизонтально слое воздуха толщиной около 8 см, при мешав к воздуху немного табачного дыма и очень равномерно подогревая его снизу. При этом возникла некоторая разность скоростей, например, у нижней стенки и в середине слоя, т. е. сдвиг скоростей, направленный вдоль по потоку. Так могли возникать два типа ячеювой циркуляции — либо *продольные* спиральные *вихри*, разделенные свободными промежутками такой же ширины, либо *поперечные* по отношению к общему движению *волны*, быстро теряющие устойчивость и тоже превращающиеся в *вихри*, оси которых перпендикулярны к направлению потока. Предполагают, что поперечные вихри возникают преимущественно в неустойчивых слоях. И продольные, и поперечные вихри, очевидно, похожи на те, которые порождают облака Sc или Cu. Направление их валов может зависеть как от сдвига, так и от наличия конвергенции (горизонтальной) течения воздуха, как это показали наблюдения со спутников. Валы ориентируются параллельно линиям конвергенции, т. е. фронтам в атмосфере.

Особую ячеювую структуру с нисходящим движением в центре ячеюк имеют и так называемые вымеобразные облака (*Simulus mammatus*), образующиеся под грозowymi облаками.

Недавно описаны и мезомасштабные ячеюки размером 30—100 км и более в горизонтальном направлении. Их трудно обнаружить при анализе синоптических карт (из-за редкой сети станций), а по результатам наблюдений со спутников или высотных самолетов они ясно различимы. Н. Н. Романов описал такие ячеюки (размером 100—200 км) в облаках Sc.

§ 98. Кучевые и кучево-дождевые облака

Эти облака типичны для атмосферной *конвекции*, состоящей из почти вертикальных воздушных течений. При развитии небольших «облаков хорошей погоды» из них часто образуются кучево-дождевые, или грозовые облака, с ливнем, градом и электрическими разрядами, которые затем распадаются и исчезают. Поэтому иногда говорят о трех стадиях — развития, зрелости и распада — такого облака, хотя вторая из них, если и существует, то весьма кратковременно.

Порождающие кучевообразные облака восходящие, вертикальные конвекционные токи, возникают в неустойчиво стратифицированной атмосфере. Эти облака часто располагаются (как говорят, «организованы») правильными параллельными рядами, например вдоль берега моря, горных хребтов и пр., что особенно хорошо видно у горизонта или сверху с самолета. Б. Е. Песков показал, что эти ряды иногда бывают ориентированы параллельно линии фронта, либо линии раздела влажности в атмо-

сфере. Это значит, что первый импульс конвекции порождается особенностями поверхности земли или самого нижнего слоя атмосферы.

Наблюдаются полосы Cu , параллельные ветру в нижних слоях атмосферы (или сдвигу ветра, dv/dz), но есть и полосы, нормальные к ветру, таким образом, связь обоих явлений еще требует

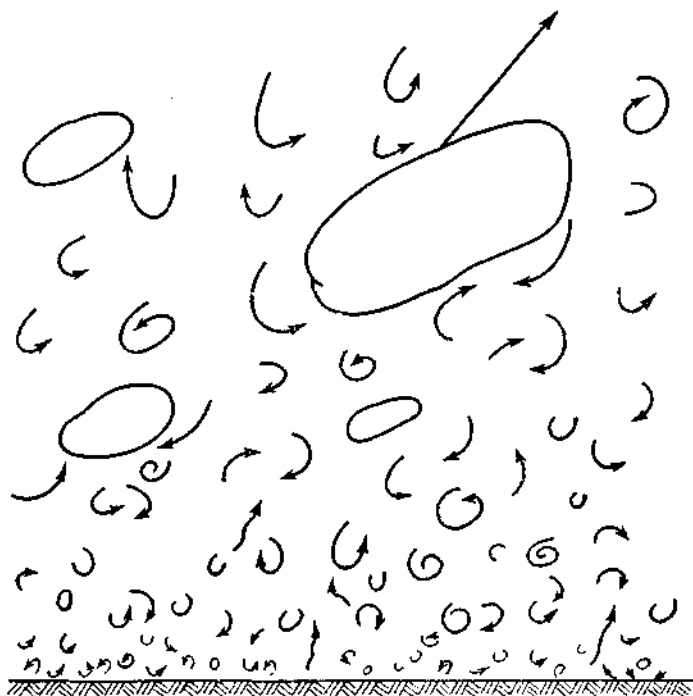


Рис. 112. Схема атмосферной турбулентности и зарождения конвекционных вихрей. По Е. С. Селезневой.

изучения. Наблюдение таких рядов Cu со спутников важно для диагноза ветра, например, над океанами, где нет других наблюдений [77].

Согласно П. А. Молчанову, Е. С. Селезневой, Р. Скореру, Ф. Ладламу и др., первичной причиной возникновения конвекционных токов являются отдельные вихри—«пузыри» воздуха в турбулентной свободной атмосфере. Ближе к земле преобладают небольшие вихри, которые (см. § 39) быстро рассеиваются, дальше от земли могут возникать более крупные и дольше живущие вихри. Если такой вихрь поднимется до уровня конденсации, то в нем появится первый зародыш, обрывок облака (рис. 112). После этого тепло конденсации будет поддерживать движение

пузыря вверх. Он будет увлекать снизу новые массы воздуха, формируя со временем непрерывный восходящий поток. В недавнее время Фаллер [179], сравнивая лабораторные данные с результатами наблюдений форм облаков, показал, что в турбулентном потоке со сдвигом в пограничном слое атмосферы должны образовываться параллельные ряды крупных вихрей в виде валов. Они имеют направление, промежуточное между направлениями ветра у земли и геострофического ветра (см. § 124). Расстояние между валами должно быть порядка $200 U_g / \sin \varphi$ м, где U — скорость геострофического ветра в м/сек.

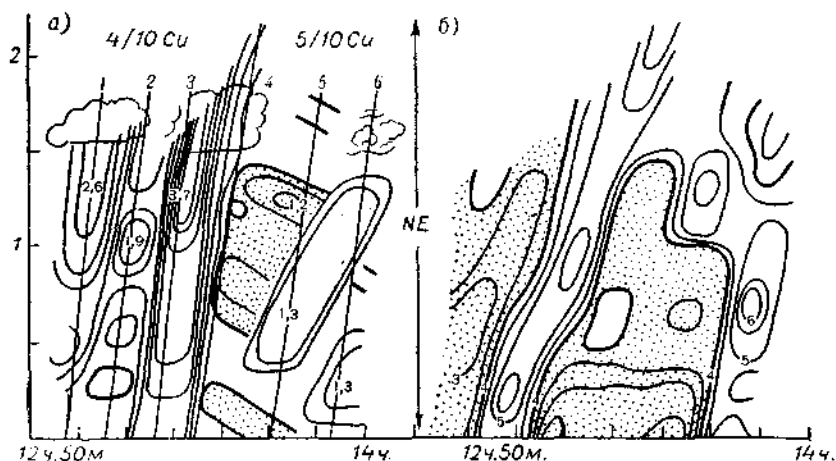


Рис. 113. Конвекционные трубы («камины»). 20 июля 1933 г. По А. Коханскому.

а — скорости восходящих движений (м/сек.), б — скорости ветра (м/сек.).

Конвекция, зарождающаяся и развивающаяся в атмосфере и не связанная с особенностями поверхности земли, называется свободной конвекцией.

Согласно другой гипотезе, описывающей так называемую *вынужденную* конвекцию, развитой А. Коханским, и в последнее время Дж. Малкус, К. Пристли и др., в атмосфере образуются непрерывные восходящие токи в виде «труб». Они берут начало либо у более нагретого участка земной поверхности, например, над пашней, соседствующей с более холодными участками, либо над обращенным к Солнцу горным склоном и т. д. Ветер может наклонять или изгибать трубу: там, где она достигает уровня конденсации, в ней формируется кучевое облако, растущее вверх (рис. 113).

Возможно, что первая гипотеза описывает главным образом начальную стадию, а вторая — последующую стадию развития конвективного облака.

Развитию кучевых облаков содействует все, что усиливает неустойчивость (дневное время и летний сезон, приток холодного воздуха на теплую поверхность земли, радиационное охлаждение вершин облаков и пр.). Их развитию способствуют также следующие факторы:

а) неоднородная влажность воздушных течений (струй, пузырей), так как большая концентрация пара увеличивает плавучесть. Так, Грант в Англии в 1962 г. [186] наблюдал в нижнем слое атмосферы «влажные пятна», мелкие (размером по горизонтали обычно менее 300 м) на высоте 75 м и более крупные (более 900 м) на высоте 1450 м, с избытком удельной влажности от 0,4 до 0,8 г/кг. Они были связаны с восходящими течениями;

б) горные склоны (в особенности скалистые) и пересеченная местность, способствующие разрешению влажно-неустойчивости как благодаря неодинаковому уклону и нагреву склонов, так и из-за повышенной влажности над горами;

в) общая конвергенция воздушных течений (у фронтов, в частности, у фронта морского бриза, см. гл. XXI), благоприятная для развития восходящих движений.

Теория конвективных облаков

Как показал в 1956 г. Л. Н. Гутман, развитие конвекционного тока в двумерном стационарном случае (когда облако простирается неопределенно далеко по оси y , т. е. имеется некоторая облачная полоса), описывается системой уравнений¹, которая может быть получена из уравнений (128.3) для движения без ускорений и в отсутствии кориолисовой силы

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -RT \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{p} \right), \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -RT \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{p} \right) + \frac{g}{T} \vartheta, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= \frac{g - R\gamma}{RT} w, \\ u \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + w \frac{\partial \vartheta}{\partial z} &= \alpha w, \end{aligned} \right\} \quad (98.1)$$

где u и w скорости по осям x и z , p и T — давление и температура в окружающем невозмущенном воздухе; p' и ϑ — отклонения их в области возмущения и параметр $\alpha = \gamma(z) - \gamma_a$ в ненасыщенном воздухе и $\alpha = \gamma(z) - \gamma_{ав}$ в насыщенном.

Первое и второе уравнения в (98.1) есть уравнения движения, причем величина $g\vartheta/T$ характеризует, согласно (37.1), архиме-

¹ Подробнее об этих уравнениях см. в гл. XIX.

дову силу. Сила Кориолиса не учитывается из-за малых масштабов явления (см. § 127). Третье уравнение — преобразованное уравнение непрерывности (в котором $\partial \rho / \partial x = 0$), а четвертое характеризует перенос тепла. Движение развивается при $\alpha > 0$, т. е. при $\gamma > \gamma_a$ — при неустойчивости, которая является источником энергии этого движения, т. е. (98.1) описывает механизм разрешения неустойчивости атмосферы. Первый толчок к нему может дать неоднородность поверхности земли, либо турбулентная пульсация в атмосфере. На рис. 114а изображена схема течений, рассчитанных по (98.1). Воздух втекает в облако сбоку, причем на начальном уровне $z=0$ как скорости, так и возмущения температуры и давления равны нулю. Вертикальные скорости возрастают к середине облака и вверх.

Не представляет труда рассмотреть также модель осесимметричного облака в координатах z и $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, как это сделал Гутман в 1964 г., учтя также наличие турбулентного перемешивания массы облака с окружающей его атмосферой.

При этом при $\alpha = 0,30^\circ/100$ м и коэффициенте турбулентности $k = 10^3$ м²/сек. радиус образующегося облака около 1,8 км, восходящие скорости на его оси достигают 14 м/сек., избыток температуры — 3° , а водность облака — 2,88 г/м³. На рис. 114б представлена, по расчетам Гутмана, схема такого облака. На рис. 114б изображены, очевидно, некоторые «трубы», сквозь которые течет все время сменяющийся воздух.

Следующим этапом развития теории было построение схемы нестационарного, развивающегося конвективного облака, какие наблюдаются чаще всего. И. Огура рассчитал такую схему, приняв, что в начале внизу существовало возмущение — пузырь или область повышенной температуры с $\theta = 3^\circ$, радиусом порядка 600 м. На рис. 114в показано, насколько должен подняться этот пузырь через 14 мин. и каково будет распределение вертикальных — радиальных движений около пузыря в это время. В дальнейших расчетах Огура также учел и теплоту

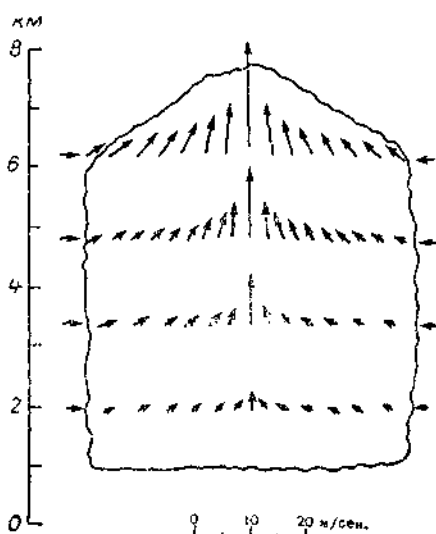


Рис. 114а. Теоретическая схема конвективного стационарного двухмерного облака.

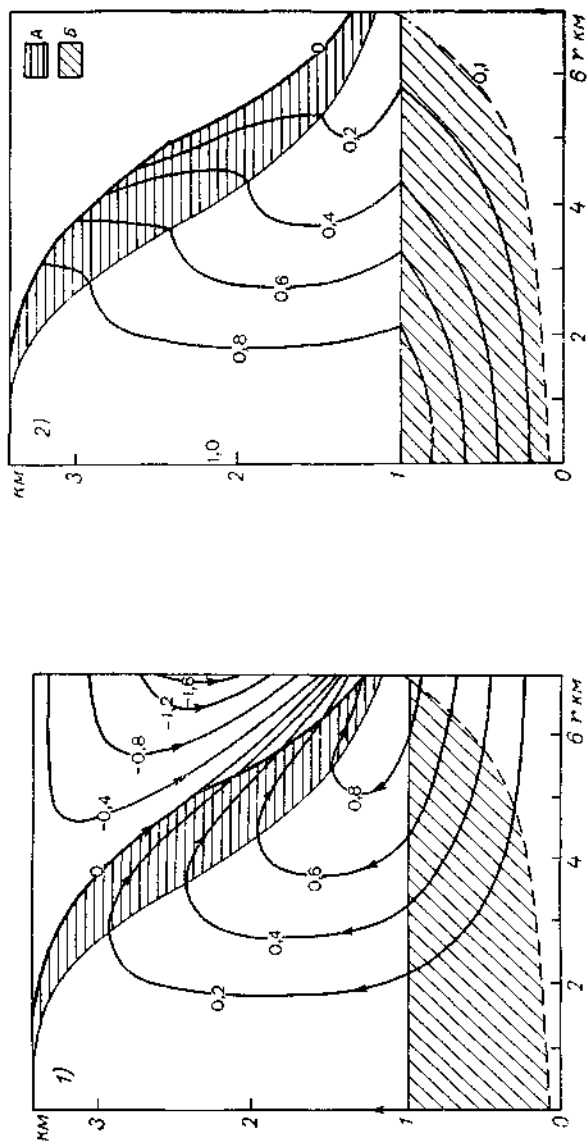


Рис. 1146. Теоретическая схема конвективного стационарного осесимметричного облака. По Л. Н. Гутману.

1 — линии тока и нормированные значения функции тока, 2 — влажность (g/m^3); А — область испарения капель, Б — область конденсации.

конденсации, показав, что в подобном пузыре скорость может достигать 12 м/сек., а водность — 4 г/м³ уже на 14-й минуте. На рис. 114в видны и области нисходящих движений. Очень важен тот вывод Огура, что восходящий поток, происходящий как без конденсации, так и при ней, образует гравитационные волны, распространяющиеся от его оси наружу, попеременно с восходя-

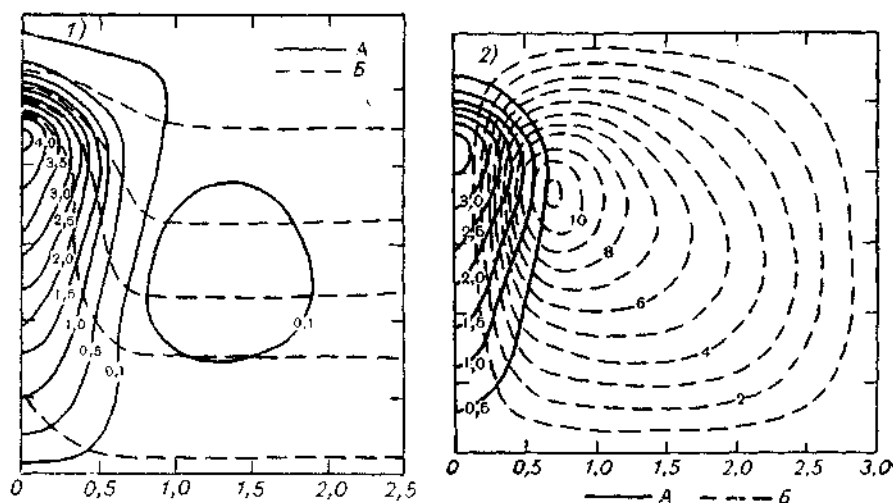


Рис. 114в. Теоретическая схема развивающегося осесимметричного облака (14 мин. после начала процесса). По Р. Огура.

А — линии равного избытка температуры (1) и равной водности в г/кг (2), Б — линии равной удельной энтропии (1) и линии тока (2).

щими и нисходящими движениями, положительными и отрицательными аномалиями температуры. Поэтому кучевое облако способствует образованию новых Си в его окрестности. На рис. 115 изображено кольцо таких «вторичных» облаков вокруг большого острова в тропиках, который сам по себе является «источником» мощной конвекции. Аналогично, линия облаков Си в течение 10—20 мин. должна породить следующую, параллельную ей линию облаков и т. д.

Одним из важных вопросов теории конвективных облаков является вопрос о так называемом вовлечении окружающего воздуха в облако — снизу или с боков, ламинарным или турбулентным течением. В частности, вовлечение более сухого воздуха с боков должно несколько приподнимать основание облака по краям. Из-за вовлечения облако не только не суживается по мере того, как восходящий поток ускоряется с высотой, но даже расширяется. Благодаря ему водность и вертикальные скорости в облаке существенно меньше, чем они были бы без вовлечения.

Величину вовлечения сухого воздуха в установившееся облако можно оценить на основании наблюдений следующим образом.

Пусть $T(p)$ и $q(p)$ — температура и удельная влажность в восходящем потоке на уровне, где давление равно p , $T'(p)$ и $q'(p)$ — те же элементы в окружающем воздухе. Поток массы в г/сек. на уровне p обозначим через $M(p)$, на уровне $p + \delta p$ —

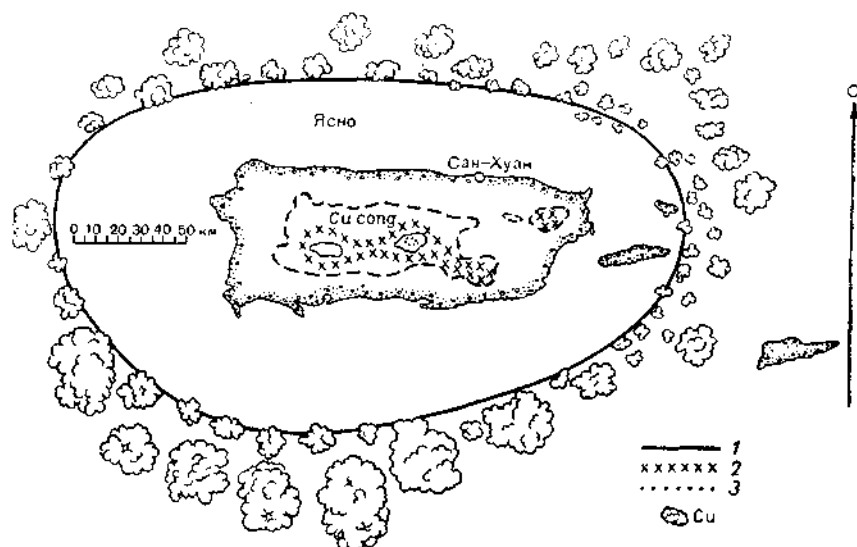


Рис. 115. Кольцо облаков около о. Порто-Рико. 25 июня 1952 г. По Дж. Малкус.

1 — высота местности 300 м, 2 — 600 м и 3 — 1200 м над ур. м.

через $M + \delta M$. Без смешения температура потока на уровне $p + \delta p$ была бы равна

$$T_p \left(\frac{p + \delta p}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = T(p) \left(1 + \frac{\kappa + 1}{\kappa} \frac{\delta p}{p} \right). \quad (98.2)$$

Обозначим $(\kappa - 1)/\kappa = \xi$, а также через T^* и q^* — температуру и удельную влажность на уровне $p + \delta p$ при наличии смешения, но без учета эффекта конденсации и выделения скрытой теплоты. Теплосодержание (энтальпия) смешанной массы складывается из теплосодержания первоначальной и вовлеченной массы:

$$c_p (M + \delta M) T^* = c_p M T \left(1 + \xi \frac{\delta p}{p} \right) + c_p \delta M (T' + \delta T') \quad (98.2')$$

или, пренебрегая $\delta M \delta T'$

$$(M + \delta M) T^* = M T + M T \xi \frac{\delta p}{p} + \delta M T'. \quad (98.2'')$$

Аналогично складывается количество водяного пара первоначальной и вовлеченной массы:

$$(M + \delta M) q^* = Mq + q' \delta M. \quad (98.3)$$

Если происходит конденсация и удельная влажность уменьшается от q^* до наблюдаемого на уровне $p + \delta p$ значения $q + \delta q$, то выделяется тепло, идущее на нагревание воздуха от T^* до $T + \delta T$

$$L [q^* - (q + \delta q)] = c_p (T + \delta T - T^*). \quad (98.4)$$

Исключая из (98.2'), (98.3), (98.4) q^* и T^* , имеем

$$M \delta q + (q - q') \delta M = - \frac{c_p}{L} \left[M \delta T + (T - T') \delta M - M T \xi \frac{\delta p}{p} \right].$$

Деля на $M \delta p$ и переходя к дифференциалам, получаем

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dp} = \frac{L \frac{dq}{dp} + c_p \frac{dT}{dp} - (c_p - c_v) T}{c_p (T - T') + L (q - q')}. \quad (98.5)$$

Из (98.5) можно определить увеличение потока массы, если известны из наблюдений T , q , T' и q' — температура и удельная влажность в восходящем потоке (в облаке) и вне его. Величина $d \ln M / dz$ в средних кучевых облаках — порядка 10^{-5} — $8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Пример расчета роста M с высотой приведен в табл. 78.

Таблица 78

Характеристики кучевого облака, $h = 600 \text{ м}$

Давление, мб	948	898	843	808
Высота, м	600	1050	1650	2050
M усл. ед.	1,00	1,36	1,66	2,70
$\bar{W}$ г/кг	0,00	0,90	1,25	0,50
$\bar{W}_0$ г/кг	0,00	1,70	2,70	3,50
w м/сек.	0,0	4,8	8,1	—

В облаке поток влаги (водяной пар плюс вода) вверх равен $M(q + \bar{W})$, где $\bar{W}$ — количество граммов воды в 1 г воздуха.¹ Количество вовлекаемой влаги равно $\delta M q'$. В сумме они дают поток влаги на уровне $p + \delta p$

$$M(q + \bar{W}) + \delta M(q) = (M + \delta M)(q + \delta q + \bar{W} + \delta \bar{W}).$$

Деля это выражение на δp , опуская малые величины второго порядка и переходя к дифференциалам, имеем

$$\frac{d\bar{W}}{dp} = (q' - q - \bar{W}) \frac{1}{M} \frac{dM}{dp} - \frac{dq}{dp}. \quad (98.6)$$

¹ Не смешивать это $\bar{W}$ с водностью W , очевидно, что $W = \rho_v \bar{W}$.

Интегрируя (98.6) от уровня конденсации, где $\bar{W}=0$, определяют водность облака при наличии вовлечения. По наблюдаемой водности, наоборот, можно определить dM/dp . В частности, например, по данным зондирования атмосферы внутри и вне кучевого облака с основанием на уровне 948 мб (600 м) над о. Порто-Рико 27 апреля 1946 г. получены приведенные в табл. 78 значения M (в условных единицах), $\bar{W}$, рассчитанного по (98.6), и $\bar{W}_0$, рассчитанного без учета вовлечения.

Очевидно, при вовлечении сухого воздуха существенно уменьшается водность облака. В образовании кучевого облака принимает участие гораздо большая масса воздуха, чем та, которая утекает через его основание.

Чтобы вычислить вертикальную скорость w в облаке, используем уравнение движения тела переменной массы по И. В. Мещерскому

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = Z + \frac{dm}{dt} \left(\gamma - \frac{dz}{dt} \right)$$

или

$$m \frac{dw}{dt} = Z + \frac{dm}{dt} (\gamma - w),$$

где dm/dt — масса частиц, присоединяющихся за 1 сек., γ — их первоначальная скорость, а Z — внешняя сила, в нашем случае архимедова сила $\left(mg \frac{T - T'}{T'} = g' \right)$.

Если окружающий воздух неподвижен ($\gamma=0$) и $m=M$, имеем

$$\frac{d(wM)}{dt} = \frac{d(wM)}{dz} \frac{dz}{dt} = g' M,$$

отсюда

$$2Mw \frac{d(Mw)}{dz} = 2g' M^2$$

и, интегрируя, получаем

$$M^2 w^2 = M_0^2 w_0^2 + 2 \int_0^z g' M^2 dz.$$

Приведенные в табл. 78 скорости w довольно велики, хотя и меньше, чем без учета вовлечения.

Высоты облаков Сб могут достигать в умеренном климате 11—12 км, в тропическом, например, в тайфунах (см. § 144) 18—21 км; Сб пробивают иногда тропопаузу благодаря большим скоростям восходящих движений. Так, С. М. Шмидт наблюдал 12 июля 1962 г. в районе Бологое вершину Сб на 1,4 км выше тропопаузы. Скорости роста вершин Сб достигают 17 м/сек., а ско-

рости восходящих потоков внутри его нарастают в верхней части облака до 5—7 м/сек., а порой и до 30—40 м/сек., убывая затем быстро к вершине. Скорости нисходящих движений на периферии облака доходят до 24 м/сек. Те и другие очень опасны для самолетов, тем более что в плотном Сб дальность видимости может уменьшаться до 7 м и могут возникать сильные электрические разряды. В распадающемся облаке восходящие движения сменяются нисходящими, ослабевающими со временем.

Конвективные восходящие течения — струи — подробно изучил Н. И. Вульфсон в СССР при полетах на самолете [27]. Средний размер струй под облаками был равен 117 м (57 струй приходилось на 1 км²), но отдельные из них достигали диаметра 1000 м и более. В облаках струи были значительно шире: по С. М. Шметеру, в каждом Сб может иметься по несколько струй диаметром от 0,3 до 3 км. Превышение температуры внутри облака по сравнению с окружающей атмосферой невелико около его основания (порядка 0,1°) и возрастает в среднем до 0,9° на высоте 2,7 км над основанием, доходя иногда, за счет скрытой теплоты конденсации, до 4°. Верхняя часть облака может быть заметно (по Хачатряну, до 2,7°) холоднее атмосферы на той же высоте. Очевидно, здесь движение вверх идет лишь по инерции.

Облако, питаемое воздухом из нижних слоев атмосферы и охваченное перемешиванием, может иметь иную горизонтальную скорость, чем окружающий его воздух. Если ветер, например, нарастает с высотой, то облако может опережать нижний поток и отставать от верхнего. При этом, как показал Шметер, над его вершиной ветер усиливается, как, например, над вершиной горы.

Турбулентность внутри облака очень значительна, особенно вблизи его верхней границы, где, по Н. П. Тверской, k превышает иногда 300 м²/сек.

Очень важно то обстоятельство, которое наблюдал Вульфсон и другие авторы, что развивающееся кучевое облако активно втягивает в себя конвективные струи из подоблачного пространства (и сбоку, подтверждая гипотезу о вовлечении) значительно большего по площади, чем само облако. Это поясняет, как «пузыри» могут постепенно перерождаться в струи.

Оледенение, т. е. кристаллизация капель верхней части облака, от которой зависит начало дождя или града и переход облака затем в стадию распада, по Дессану [174], происходит на уровне, где $t = -35^\circ \pm 2^\circ$.

§ 99. Облачные формы горных стран

Над горными странами наблюдаются некоторые характерные для них типы облаков. Когда воздушный поток натекает на ориентированный перпендикулярно к нему горный хребет, то на наветренной стороне хребта ускоряется процесс конденсации,

облака уплотняются и осадки из них усиливаются. Если к горам подходит холодный фронт, то он обостряется, его конвективные облака бурно растут вверх и вширь и осадки охватывают большую площадь на наветренной стороне хребта. Если водность этих облаков велика, они могут как бы переливаться через хребет в виде «фенового вала», либо облачного водопада. При этом капли испаряются и облако тает ниже гребня хребта. В долинах за хребтом может возникнуть «тень» — сравнительно безоблачная и лишенная осадков область.

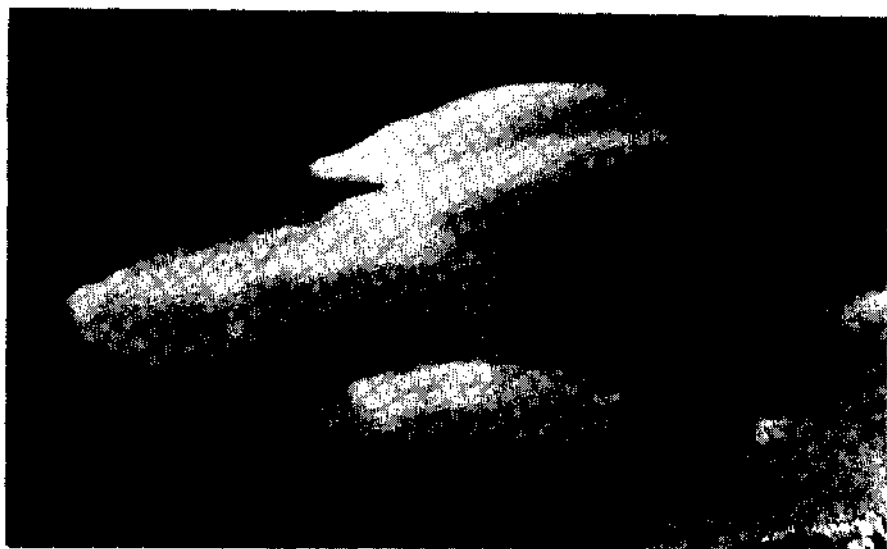


Рис. 116а. Чесвицеобразное облако над ялтинской Яйлой, 2 августа 1958 г.
По Т. Н. Бибиковой.

Над гребнем, иногда очень высоко (до 12—13 км), и за ним в потоке ветра образуется система параллельных хребту воздушных волн, теорию которых (см. гл. XXI) изучили А. А. Дородницын, Р. Скорер, Ш. А. Мусаэлян и др. Волны эти имеют длину 6—20 км (она в общем растет с увеличением скорости ветра) и амплитуду 0,2—0,5 км (редко до 1 км) (рис. 116). Там, где линии тока в гребне волны поднимаются на $\Delta z = (T - \tau) / \gamma_a$ выше исходного уровня, начинается конденсация, возникает облачный вал, в долинах же волн облако тает. Облачные волны стоят на месте, воздух течет «сквозь них», и его линии тока можно иногда наблюдать по мелким деталям облака.

Иногда подветренные волны дают толчок для образования своего рода ячейковой конвекции — параллельных хребту рядов кучевых облаков. Это происходит подобно тому, как волны

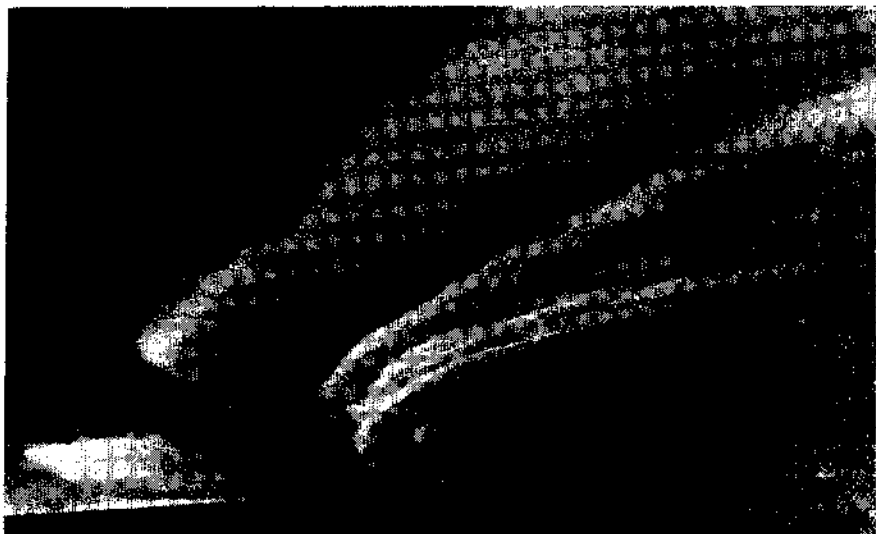


Рис. 116б. Чечвицеобразное облако над ялтинской Яйлой, 2 мая 1966 г.



Рис. 116в. Винтообразное облако над Ай-Петри, 3 июля 1958 г.

Гельмгольца порождают конвекцию, образующую облака *As* и *Sc*. Эти горные кучевые облака могут быстро расти вверх, в виде высоких столбов.

Следует различать:

1. Подветренные облачные волны и гребни, располагающиеся параллельными рядами вдоль хребта. Иногда они образуют целые облачные поля.

2. Изолированные облака у отдельно стоящих вершин, имеющие вид огромных чечевиц, иногда до 25 км длиной и толщиной до 0,5 км. Изредка эти чечевицы располагаются несколькими слоями, на больших высотах приобретая перистую структуру, т. е. состоят из кристаллов льда. Как наблюдала Т. Н. Бибилова, чечевицы эти иногда пульсируют, возникая и распадаясь с периодом 25—30 мин.

3. Облачные линии или «улицы», протянувшиеся вдоль по ветру от отдельных островов в океане или отдельных гор.

§ 100. Количество и высота облаков

Количество облаков N , т. е. доля поверхности небесного свода (условно для наблюдения берется часть его выше 15° над горизонтом), покрытая облаками, выражается в десятых долях — в баллах. При этом ясному небу соответствует 0 баллов, пасмурному — 10 баллов¹. На метеорологических станциях, кроме общей облачности, отдельно отмечается еще и нижняя облачность — количество облаков нижнего яруса (включая кучевые).

В умеренном и полярном климате чаще всего наблюдается $N=10$ и $N=0$, а промежуточные значения N намного реже (рис. 117). Кривая распределения N имеет там две типичные вершины на краях интервала при $N=10$ и $N=0$ баллов (кривая типа II, по Пирсону). Климатологи поэтому предпочитают иногда характеризовать климат не средним N , а повторяемостью ясного (0—2 балла) и пасмурного (8—10 баллов) неба. Этот прием не годен в тропическом климате, где почти всегда наблюдаются отдельные кучевые облака, а чистое или целиком облачное небо бывает редко.

Легко показать из простых геометрических соображений, что двухвершинная кривая распределения должна иметь место, если размеры l облачных систем (полей или покровов), а также интервалов между ними существенно больше, чем поперечник наблюдаемого горизонта $R=H \operatorname{ctg} \theta$, где H — высота облаков.

Поскольку количество облаков зависит от частоты прохождения фронтов и циклонов (см. гл. XX), то главные фронтальные

¹ Участок неба ниже $0=15^\circ$ над горизонтом при этом не учитывается. Иногда вместо десятых долей N выражают в восьмых долях (октах) площади небосвода.

зоны, вдоль которых чаще всего идут циклоны, являются самыми облачными местами земного шара. Таковы, например, северные части Атлантического и Тихого океанов (см. рис. 118 а, б), побережья Антарктики и т. п. Велика облачность в районе Белого моря, где в ноябре—декабре в среднем она равна 9,1 балла, а также в районе Магелланова пролива, где в Еванхелистас весь

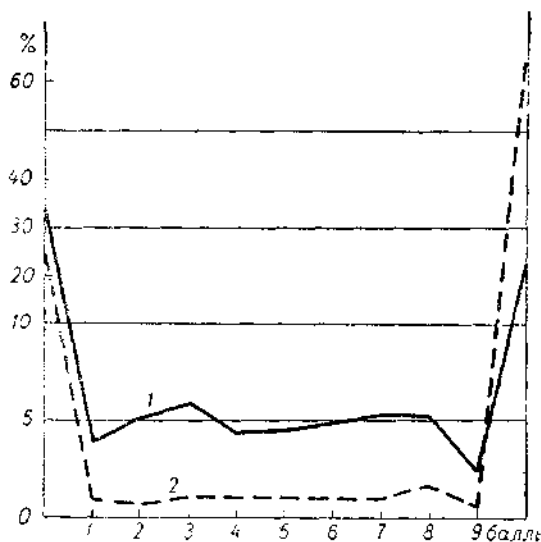


Рис. 117. Повторяемость отметок облачности.
Москва, 1958—1965 гг.

1 — зима (ноябрь—февраль), 2 — лето (июнь—август)

год средняя облачность не меньше 8,5 баллов. Наименьшая облачность наблюдается летом в поясе пустынь. В августе в Термезе (Узбекская ССР) средняя облачность равна 0,3 балла, в Мултане и Джакобабаде в Пакистане, на окраинах пустыни Тар — 0,1—0,2 балла и т. д.

Большое практическое значение имеет высота нижней границы облаков. Низкий «потолок» ограничивает работу авиации, при высоте его 100—200 м взлет и, особенно, посадка самолетов чрезвычайно затруднительны. В связи с этим все метеорологические станции тщательно наблюдают, а нередко и непрерывно регистрируют с помощью самописцев высоту нижней границы. Последняя зависит от многих атмосферных процессов. Как мы говорили, основание кучевых облаков находится на уровне конденсации (рассчитанном по (34.3)), а нижняя граница St и Sc (определенная по (96.1)) — выше этого уровня, рассчитанного по

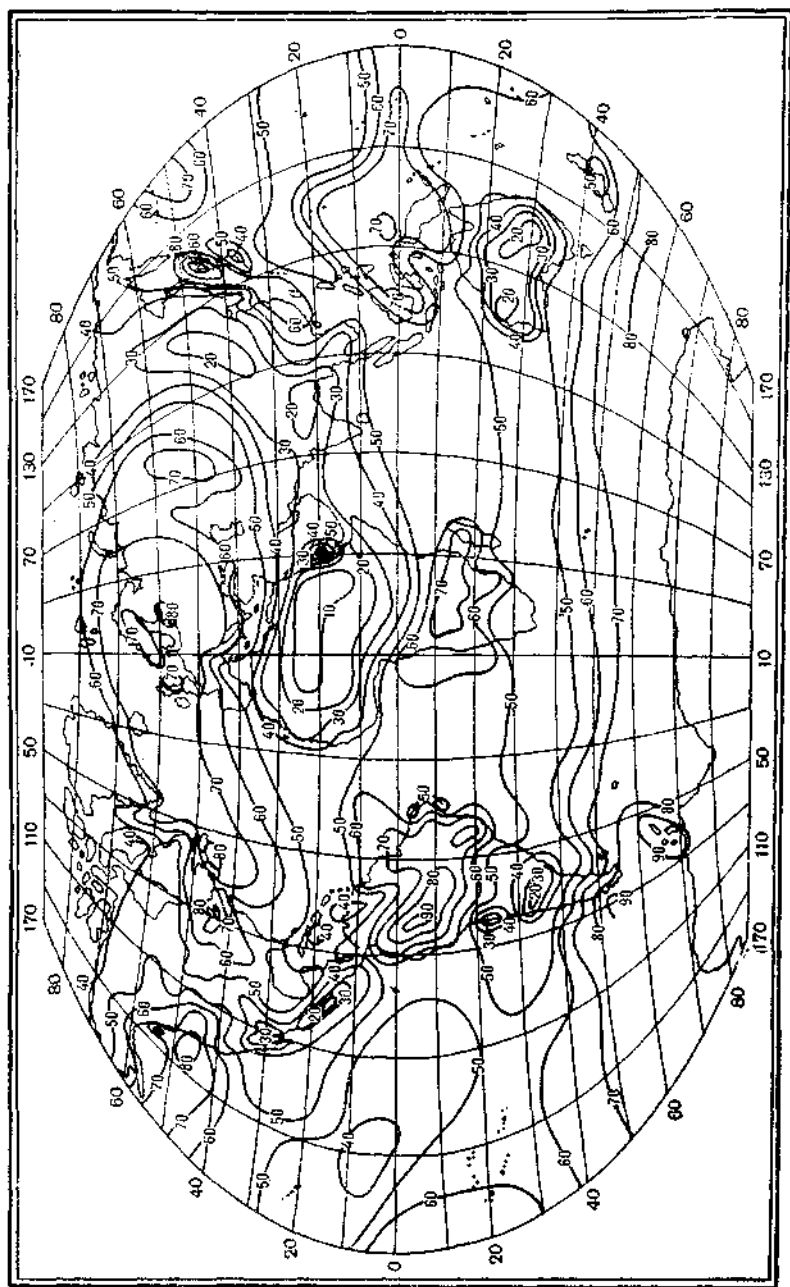


Рис. 118а. Средняя облачность на земном шаре в баллах в январе.

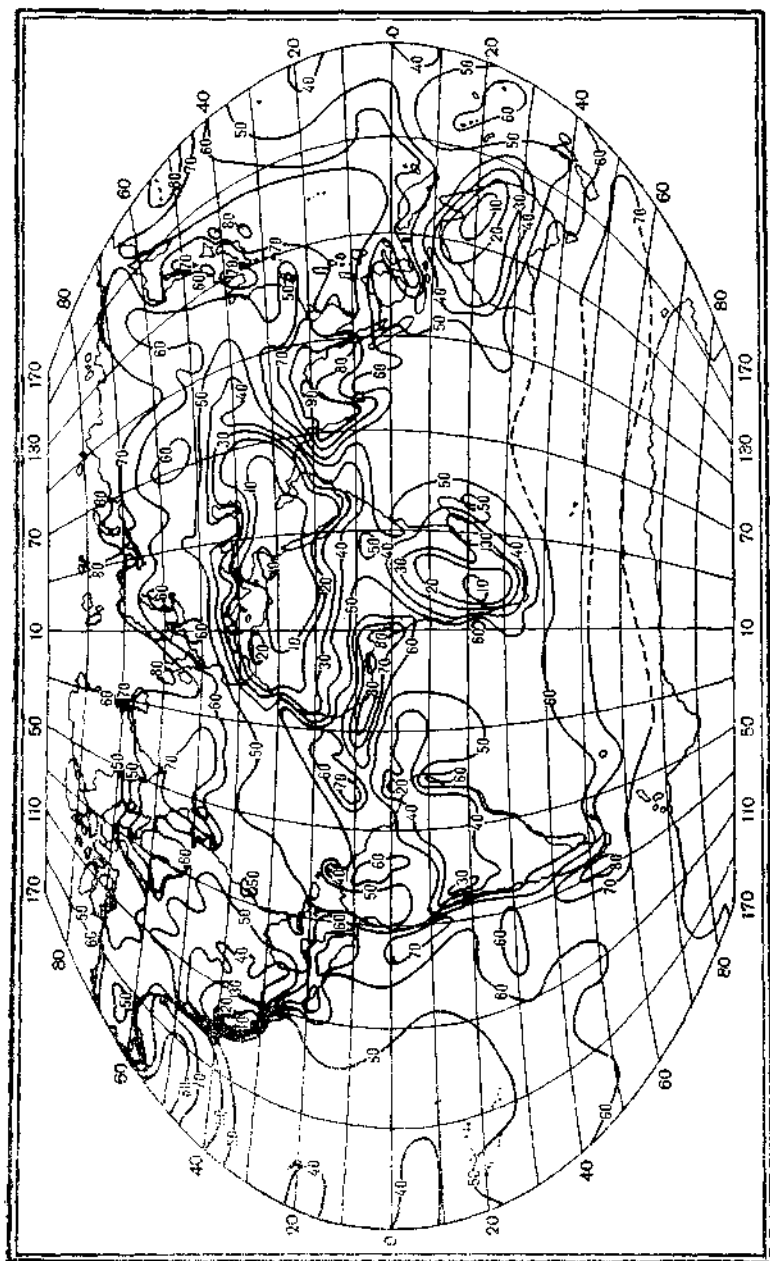


Рис. 1186. Средняя облачность на земном шаре. Июль.

наземной влажности. Высота фронтальных облаков уменьшается с приближением фронта и т. д.

В табл. 79 приведены средние годовые высоты нижней границы облаков в Европе и Азии. Облака одной и той же формы располагаются зимой ниже, а летом — выше, что вызвано повышением уровня конденсации с уменьшением относительной влажности. Наиболее высокие облака — над засушливыми областями Земли.

Таблица 79

Средняя высота нижней границы слоистых и слоисто-кучевых облаков (км)

Облака	Москва, СССР	Гамбург, ФРГ	Олдерферне, Иран	Суестерберг, Голландия	Хельсинки, Финляндия	Сотанкола, Северная Финляндия	Симла, Индия	Мадрас, Индия
Sc	1,07	0,98	1,11	0,90	1,12	1,10	2,0	2,8
St	0,47	0,85	0,68	0,69	0,98	0,35	1,4	1,0

§ 101. Туманы и дымка

Сходное с облаком явление конденсации водяного пара в самом нижнем, прилежащем к земле слое атмосферы, называется *туманом*. В тумане дневная горизонтальная дальность видимости менее 1 км. При дальности видимости 1—2 км говорят о *дымке*, впрочем, слой дымки могут наблюдаться и в свободной атмосфере. Туман (как и облака) обычно состоит из капель различного размера, хотя, например, в Восточной Сибири, на Аляске при $T = -35^\circ$, -40° наблюдаются и *ледяные туманы*. Средний радиус капель тумана, как и в облаках, около 5—7 мкм, он несколько уменьшается при низких температурах. Мелки, например, капли туманов парения ($r = 1 \div 2$ мкм).

Водность тумана изредка достигает $0,5\text{--}0,6$ г/м³, но обычно она ниже $0,1$ г/м³. При температуре ниже -6° , по данным Охита (Япония), она часто меньше $0,01$ г/м³. В зимних туманах, по-видимому, много мелких капель, с трудом наблюдаемых непосредственно, но ухудшающих видимость.

В табл. 80 приведена для примера, по Г. М. Забродскому, повторяемость Q различных значений дальности видимости L в туманах Арктики.

Таблица 80

Повторяемость Q туманов разной плотности

L м	<26 м	27—50	51—100	101—200	201—300	301—400
Q %	1,0	5,4	10,3	32,9	21,7	11,3
L м	401—500	501—600	501—700	701—800	801—900	901—1000
Q %	6,9	6,4	1,0	0,6	1,0	0,5

Теоретически, горизонтальная дальность видимости L черного предмета равна (см. подробнее гл. XXIII, § 161)

$$L = \frac{1}{k_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_0}, \quad (101.1)$$

где ε_0 — так называемый порог контрастной чувствительности зрения, близкий к 0,02, а k_0 — объемный коэффициент рассеяния.

Ряд наблюдений в естественных и искусственных туманах, сделанных Е. И. Бочаровым, Г. М. Забродским, В. Г. Морачевским, В. Е. Зуевым [62] и др., при которых капли улавливались и считались с помощью специальных ловушек, показал, что наблюдаемое k_2 обычно существенно (в 1,5 раза, а иногда в 8 раз) больше, чем рассчитанное. Это различие объясняется наличием в тумане очень мелких (не захватываемых ловушками) капель и ядер конденсации, а также, возможно, присутствием растворенных веществ в каплях, увеличивающих электропроводность и меняющих механизм рассеяния света на них.

Плотность дымок и величина k_2 в них, по наблюдениям Кнестрика и др. [202], существенно увеличиваются с относительной влажностью (если только последняя больше 70%). Это подтверждает, что дымка включает много мелких гигроскопических частиц.

В зависимости от процесса образования различают следующие виды туманов:

1. Туманы радиационные, образующиеся обычно ночью благодаря излучению воздуха и имеющимся в нем ядрам. Конденсации способствует и соприкосновение с охлаждающейся поверхностью почвы или снега, а после того, как слой тумана образовался — излучение его верхней границы (как у слоистообразных облаков).

2. Туманы адвективные, образующиеся, когда воздух течет над более холодной подстилающей поверхностью, точнее, когда он переходит в области с более низкой температурой лучистого равновесия.

3. Туманы испарения, возникающие в холодном воздухе, движущемся над теплой поверхностью воды (осенью или зимой над морем или большими реками, как, например, Ангара и пр.).

4. Туманы фронтальные образуются чаще всего перед теплым фронтом в воздухе, насыщенном водяным паром благодаря выпадающему дождю. Понижение давления перед фронтом вызывает при этом дополнительное охлаждение.

Дымка может образовываться также при конденсации пара на растворимых ядрах конденсации. Так, например, по наблюдениям Пайлата и Чарлсона [225], при росте частиц от начального радиуса $r=0,01$ мкм ($v=10^{-17}$) до превращения в каплю насыщенного раствора $r=0,05$ мкм коэффициент рассеяния k_2 увеличился на 1—2 порядка. Такой характер имеет, например, посто-

янная дымка над Красным морем, где как температура, так и влажность воздуха всегда очень высокие (см. § 22).

В радиационных туманах как концентрация капель, так и средний радиус их существенно больше, чем, например, в адвективных (по Месарош [210], соответственно в 7,5 и 2,8 раза). Они тем плотнее и мощнее, чем благоприятнее условия для излучения, чем влажнее воздух и длиннее ночь. Днем радиационный туман, вообще говоря, рассеивается, но если зимний день короток и турбулентности нет, то туман может «пережить» день и снова усиливаться ночью. Так в Сибири зимой образуются постепенно слои тумана мощностью до 2 км. В летнюю же, короткую ночь обычно образуются лишь тонкие (2—3 м) слои просвечивающего вверх тумана, стелющегося по земле, в долинах над болотами и т. д.

Адвективные туманы, типичные для арктического лета, возникают при притоке теплого воздуха с юга, с континента на холодное ($T \approx 0^\circ$) море. При слабом ветре вместе с туманом в нем образуется инверсия температуры, а при свежем ветре — в самом нижнем приводном слое возникает слой с положительным градиентом температуры, как в подоблачном слое при слоистообразных облаках (см. § 96). Адвективные туманы тут имеют мощность порядка 150 м, иногда до 400 м, но они довольно кратковременны и в 83% случаев сохраняются менее 12 час. из-за большой изменчивости воздушных течений.

Аналогичные туманы образуются над такими холодными морскими течениями, как Лабрадорское, Калифорнийское и др. У берегов Перу такой туман, называемый гаруа, имеет характерную, еще не объясненную форму небольших клубов — пятен. На континенте адвективные туманы сильнее всего при большом горизонтальном градиенте температуры $\partial T/\partial x$, если к тому же скорость ветра (вернее, ее слагающая, направленная вдоль градиента) достаточно велика. Так, например, 25—27 октября 1948 г. поток воздуха, имевший вначале на западе, над Португалией температуру у земли $+16^\circ$, за 2,5 дня прошел путь до Москвы со средней скоростью 15 м/сек. и, охладившись при этом до $2-3^\circ$, образовал слой тумана мощностью до 400 м.

Если из фронтальных облаков выпадает дождь, то, испаряясь, он насыщает паром нижний слой воздуха перед линией фронта. Поскольку здесь давление падает (см. гл. XX) то, следовательно, происходит некоторое охлаждение, которое способствует образованию предфронтального тумана. По Т. А. Цитович, насыщение воздуха перед фронтом, при осадках 3—5 мм/час., достигается за 2—4 часа. После этого при наличии турбулентных движений (наиболее интенсивны они в этих условиях на высоте около 200 м) образуется слой разорванных, неоднородных, но достаточно плотных облаков, называемых разорванно-слоистыми. Если турбулентность слаба, то он обычно распространяется до самой земли, т. е. возникает туман.

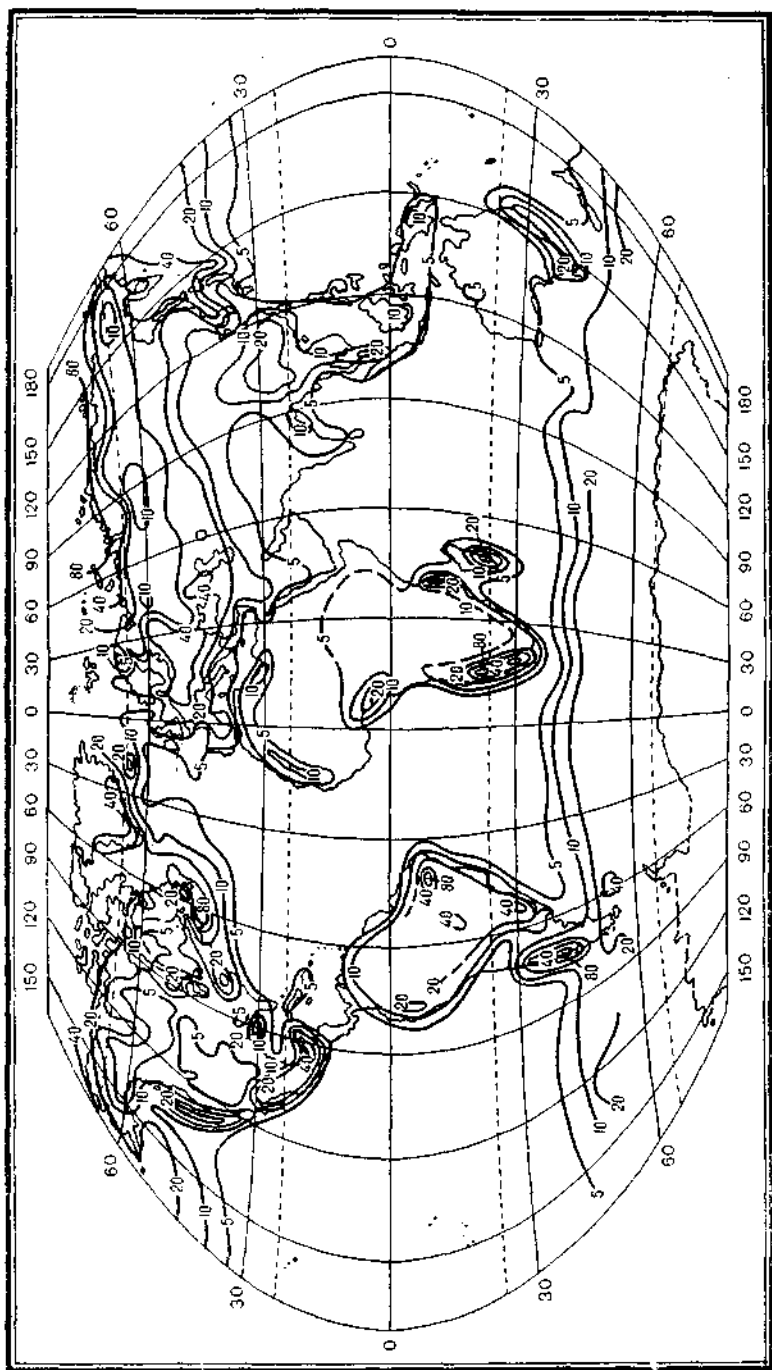


Рис. 119. Среднее годовое число дней с туманом на земном шаре. По Болзй и др.

При очень низких температурах также могут образовываться туманы смешения. Дым печей, выхлопные газы самолетов и автомобилей при смешении с воздухом, даже сухим, с температурой ниже -40° образуют плотный туман. В Восточной Сибири такие туманы называют печными. Они наблюдаются и на Аляске. Если частицы такого тумана замерзают, то он будет устойчив даже в воздухе, не насыщенном по отношению к воде (например, при влажности выше 68% при $T = -40^\circ$).

Географическое распределение туманов изображено на рис. 119. Районы холодных морских вод, холодных течений, Арктики отличаются повышенной частотой туманов, до 100 и более дней с туманом в год. На континенте туманы наблюдаются реже. Они бывают в некоторых тропических областях (Мадагаскар, Бразилия) и совсем редко в засушливых материковых областях. В Антарктике, у побережья повторяемость туманов довольно велика, а для материка типична так называемая белая мгла — ледяная дымка, даже в хорошую погоду существенно затрудняющая работу авиации.

§ 102. Перламутровые и серебристые облака

Перламутровые облака — очень тонкие просвечивающие облака, весьма редко наблюдающиеся в стратосфере на высотах от 17 до 32 км. В сумерки вблизи Солнца (до 40° от него) и на расстоянии 144—166° от Солнца они имеют яркую радужную окраску — красную, золотистую, зеленую, лилово-розовую в виде пятен или полос, бледнеющую днем. Она объясняется дифракцией света на весьма однородных облачных каплях диаметром 2,5 мкм и менее или, возможно, на кристаллах льда. Законы этой дифракции для частиц такого малого размера довольно сложны.

Перламутровые облака наблюдаются преимущественно зимой (в северном полушарии с ноября по март) над горными странами — Скандинавией, Шотландией, Аляской, Антарктидой, по-видимому, тогда, когда стратосфера очень холодна, температура ее ниже -80° , и ветер очень силен. Они имеют вид больших почти параллельных волн на расстоянии около 40 км друг от друга и сходны с подветренными облаками горных стран. Заметим, что зимой в околополярных широтах на высоте 20 км дефицит точки росы $\Delta t = T - \tau = 15-20^\circ$ и условия для конденсации более благоприятны, чем летом (когда $\Delta t \approx 50^\circ$).

По-видимому, в области перламутровых облаков число ядер конденсации столь мало, что они все используются при образовании облака. Капли растут одновременно и радиусы их одинаковы, что и создает яркие цвета дифракции. По оценке Гесстедта [191], облака эти содержат 1—7 капель в 1 см^3 и водность их порядка $1 \div 4 \cdot 10^{-5} \text{ г/м}^3$.

К тому же типу облаков, вероятно, относится облако, которое наблюдала над Кавказом в 1953 г. А. Я. Дривинг в луче прожектора ночью. Оно было столь прозрачно и тонко, что днем на фоне рассеянного солнечного света его нельзя было видеть.

Серебристые (ночные, светящиеся или мезосферные) облака, находящиеся на высотах 75—92 км (средняя высота 82 км) намного выше всех прочих облаков. Это очень тонкие облака, настолько прозрачные, что сквозь них хорошо видны все звезды.

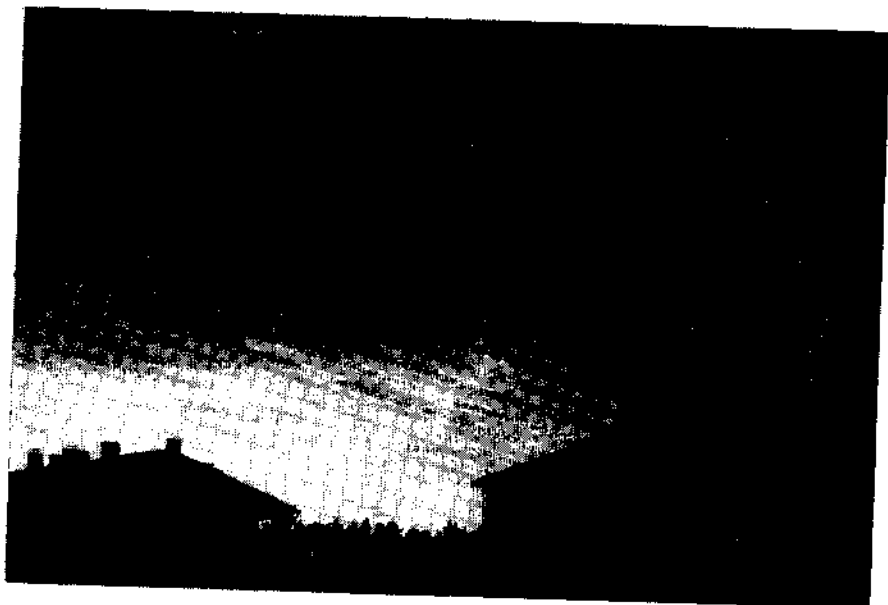


Рис. 120. Серебристые облака. Кучино, под Москвой. 7 июля 1951 г., 0 час. 39 мин. Фото А. Ф. Дюбюка.

Невидимые из-за своей тонкости днем, они хорошо различимы со многими деталями в сумерки на фоне темного неба, если Солнце находится ниже 4° под горизонтом (рис. 120). Они имеют серебристый или даже голубоватый оттенок. В солнечном свете, рассеянном частицами серебристых облаков (альбедо их порядка $1 \div 50 \cdot 10^{-6}$), несколько ослаблен красный конец спектра, следовательно, согласно графику функции $F(\rho)$ (см. рис. 228), радиус их облаков $r \leq 0,3 \div 0,4$ мкм. Свет их сильно поляризован. Яркость этих частиц бывает иногда столь велика, что их удается фотографировать светосильными фотоаппаратами с экспозицией в $1/25$ сек.

Следует различать следующие формы серебристых облаков: 1) флер — тонкий, почти однородный слой их; 2) полосы, размытые или резко очерченные, вытянутые в направлении движе-

ния облаков, иногда сходящиеся к одной точке горизонта в силу перспективы; 3) гребешки — мелкие волны сравнительно малой длины (в том числе волнообразные изгибы всего поля серебристых облаков); 4) завихрения, вплоть до образования целых облачных вихрей или коец с темным пространством в середине, диаметром 60—100 км.

Расстояния между соседними гребешками равны обычно 5—8 км, между полосами — значительно больше, от 30 до 100 км.

Серебристые облака располагаются тонким слоем под мезопаузой (см. гл. I), над которой температура в термосфере быстро повышается вверх и вертикальные движения затруднены. Наличие волн, вихрей и пр. в серебристых облаках говорит о том, что гидродинамические механизмы на этих высотах еще аналогичны тем, которые действуют, например, в тропосфере, по крайней мере для движений масштабом в десятки километров.

Как показали ракетные наблюдения (см. § 75), на высоте 80 км в умеренных и полярных широтах лето холоднее зимы на 23° на 50° с. ш. и на 57° на 80° с. ш. Это значит, что серебристые облака образуются в области, где средняя температура летом $170^\circ\text{—}190^\circ\text{K}$.

Серебристые облака наблюдаются в поясе между 50 и 75° с. ш. в основном летом, с мая по сентябрь, и не появляются зимой. В 1963 г. их видели над Аддис-Абебой (9° с. ш.) и в 1965 г. над Алертом (82° с. ш.), но такие случаи крайне редки. В южном полушарии серебристые облака наблюдаются между 40 — 60° ю. ш. Поля серебристых облаков нередко очень обширны. В августе 1963 г. над Аляской и Канадой их площадь достигала $2,5$ млн. км². В ночь с 30 июня на 1 июля 1908 г. (напомним, что в 0 час. 16 мин. мирового времени 1 июля в земную атмосферу проник так называемый Тунгусский метеорит) серебристые облака покрывали огромную площадь от Атлантического океана до Средней Азии и до Байкала. Хотя было доказано, что отдельные облака в эту ночь появились еще до падения метеорита, гипотеза о том, что серебристые облака состоят из космической пыли, привлекла к себе внимание. В ее пользу говорило сделанное Кребсом наблюдение диффракционного кольца, так называемого кольца Бишопа в 1908 г. в серебристых облаках. В 1951 г. И. А. Хвостиков привел ряд важных аргументов в пользу «ледяной» структуры серебристых облаков (в частности, то, что они образуются лишь при очень низких температурах).

В 1962 г. американско-шведской экспедиции в Кроногарде (Северная Швеция) удалось запустить ракеты с устройствами для захвата аэрозольных частиц в слой серебристых облаков и для контроля — ракеты вне его. Захвачены были твердые минеральные частицы, содержавшие железо и никель, вероятно, внеземного происхождения. Размеры частиц были от $0,01$ до $0,20$ мкм, число их в столбе воздуха — около $8 \cdot 10^6$ 1/см³. Число частиц в об-

лаке было примерно в тысячу раз больше, чем вне его. Значительная доля частиц, 25% при $r=0,05$ мкм и 100% при $r=0,085$ мкм, была покрыта «летучей» оболочкой, испарявшейся в процессе захвата. Вероятно, серебристые облака состояли из частиц (космических или вулканических) с ледяной оболочкой, образовавшейся путем сублимации. Сублимация происходит быстро, так как коэффициент диффузии на этой высоте велик, из-за низкого давления воздуха. Это новое представление о комплексной структуре серебристых облаков объясняет их связь с метеоритами. Оно предполагает, что водяной пар переносится снизу из стратосферы в мезосферу со скоростью, достаточной для формирования серебристых облаков. Известно, что выше 80 км пар диссоциирует под действием ультрафиолетового излучения Солнца (в частности, линии L_{α}). Концентрация его молекул должна убывать примерно от 10^9 до 10^5 см $^{-3}$ в слое от 80 до 95 км [245], поэтому выше 90 км серебристых облаков не бывает.

Наблюдение форм и движения серебристых облаков должно помочь изучить динамику и циркуляцию верхней атмосферы.

Глава XVI

ОБРАЗОВАНИЕ ОСАДКОВ

Перейдем теперь к изучению процесса возникновения осадков, т. е. образования таких больших капель или снежинок, которые имеют заметную скорость падения и быстро выпадают из облака. Можно считать, что капли радиусом более 50 мкм (имеющие скорость падения более 30 см/сек.) являются частицами осадков.

Капли в облаках могут расти как путем непосредственной конденсации пара, так и путем слияния мелких капель (*коагуляции*), вызванного: 1) неодинаковой скоростью падения мелких и крупных капель (гравитационная коагуляция); 2) молекулярно-кинетическим (броуновским) движением; 3) электрическими силами притяжения; 4) атмосферной турбулентностью; и некоторыми другими факторами. Крупные капли образуются также при таянии больших снежинок, которые могут расти как путем сублимации пара, так и благодаря коагуляции с мелкими переохлажденными каплями.

§ 103. Конденсация

Предположим, что атмосфера пересыщена относительно водяной капли радиуса r_0 . Обозначим парциальную плотность пара вдали от капли через ρ_0 , причем она больше плотности насыщающего пара ρ_{0s} над плоской поверхностью при температуре

воздуха T_0 . При этом ρ_{0s} связана с упругостью пара e_{s2} над каплей (см. § 87) уравнением состояния $\rho_{0s} = e_{s2}/R_n T_0$. Величина $\sigma = (\rho_0/\rho_{0s}) - 1$ может быть названа пересыщением. Учтем, что растущая благодаря конденсации капля теплее воздуха, т. е. что ее температура $T_s > T_0$. Предположим сначала, что у поверхности капли пар является насыщенным при температуре T_s и его плотность равна ρ_s . В сферических координатах (начало их поместим в центре капли) уравнение диффузии пара запишется так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right), \quad (103.1)$$

где D — коэффициент диффузии, при краевых условиях

$$\rho = \rho_0 \quad \text{при} \quad r = \infty \quad \text{и} \quad \rho = \rho_s \quad \text{при} \quad r = r_0. \quad (103.2)$$

В стационарном случае, когда $\partial \rho / \partial t = 0$, легко проверить, что нужным решением будет:

$$\rho = \rho_0 - (\rho_0 - \rho_s) \frac{r_0}{r} \quad (103.3)$$

и соответственно приток пара к поверхности капли $r = r_0$, иными словами, скорость роста ее массы будет равна

$$\frac{dm}{dt} = \left(4\pi r^2 D \frac{\partial \rho}{\partial r} \right)_{r=r_0} = 4\pi D r_0 (\rho_0 - \rho_s). \quad (103.4)$$

Чтобы определить температуру капли T_s , предположим, что выделяющееся скрытое тепло конденсации $L \frac{dm}{dt}$ удаляется путем теплопроводности, аналогично процессу диффузии

$$L \frac{dm}{dt} = 4\pi \lambda_v r_0 (T_s - T_0), \quad (103.5)$$

где λ_v — коэффициент теплопроводности воздуха.

Далее, по уравнению состояния для пара

$$\rho_s = e_s / R_n T_s, \quad \rho_{0s} = e_{s0} / R_n T_0. \quad (103.5')$$

Согласно § 34, $e_s = e_{s0} e^{\lambda(T_s - T_0)}$ и, учитывая, что $\ln \frac{T_s}{T_0} \approx \frac{T_s - T_0}{T_0}$, имеем

$$\rho_s = \rho_{0s} e^{\lambda(T_s - T_0) - \frac{T_s - T_0}{T_0}} = \rho_{0s} e^{\left(\lambda - \frac{1}{T_0} \right) (T_s - T_0)}, \quad (103.6)$$

где λ — коэффициент, который легко определить по формуле Магнуса, как это сделано в § 34. При температуре 0° $\lambda' = \lambda - \frac{1}{T_0} = 0,069$.

Используя (103.6), можно написать

$$\rho_0 - \rho_s = (\rho_0 - \rho_{0s}) + (\rho_{0s} - \rho_s) = \rho_{0s}\sigma - \rho_{0s}\lambda' \frac{L}{4\pi\lambda_B r_0} \frac{dm}{dt}$$

и, подставляя это в (103.4), получим

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi D r_0 \rho_{0s} \sigma}{1 + \lambda' L \frac{D}{\lambda_B} \rho_{0s}} = \frac{4\pi D r_0 (\rho_0 - \rho_{0s})}{1 + \eta}, \quad (103.7)$$

где $\eta = \lambda' L D \rho_{0s} / \lambda_B$. Знаменатель $(1 + \eta)$, растущий с температурой, показывает, насколько процесс конденсации замедляется благодаря явлению нагрева растущей капли. При 0°C $\eta = 0,84$. Согласно (103.5) и (103.7), капля будет теплее воздуха на $T_s - T_0 = \Delta T = L D \rho_{0s} \sigma / \lambda_B (1 + \eta) = \eta \sigma / (1 + \eta) \lambda'$. При $\sigma = 0,16\%$ и температуре 0°C $\Delta T = 0,011^\circ$.

Поскольку $m = \frac{4}{3} \pi \rho_w r_0^3$, $\frac{dm}{dt} = 4\pi \rho_w r_0^2 \frac{dr_0}{dt}$ (где ρ_w — плотность воды), очевидно

$$r_0 \frac{dr_0}{dt} = D \frac{\rho_0 - \rho_{0s}}{\rho_w (1 + \eta)} \quad (103.7')$$

и, полагая, что в начальный момент радиус капли-зародыша очень мал и что пересыщение относительно капли постоянно ($\rho_0 - \rho_{0s} = \text{const}$), интегрируя, имеем

$$r_0 = \sqrt{\frac{2D(\rho_0 - \rho_{0s})}{\rho_w (1 + \eta)} t}. \quad (103.7'')$$

При $\sigma = 0,16\%$, чему соответствует избыток упругости пара примерно на $0,01$ мб при $T = 0^\circ$, $r = 0,31 \cdot 10^{-4} \sqrt{t}$ и через 1 сек. радиус капли будет равен $0,3$ мкм, через 50 сек. — $2,3$ мкм и через 5 мин — $5,6$ мкм. Это — средний радиус капель облаков, которые, очевидно, могут вырастать за несколько минут.

Окита [217], наблюдая на о. Хоккайдо возникновение тумана, нашел, что за 5 мин. капли вырастали до $r = 8$ мкм, а потом они увеличивались очень медленно.

Нетрудно показать, что принятое нами условие стационарности удовлетворяется очень точно. Решая полное уравнение (103.1), полагая, что в начальный момент пересыщение всюду

было одинаково ($\rho = \rho_0$), при том же условии на поверхности капли ($\rho = \rho_s$) имеем вместо (103.3)

$$\rho = \rho_0 - (\rho_0 - \rho_s) \frac{r_0}{r} \left[1 - \Phi \left(\frac{r - r_0}{2 \sqrt{Dt}} \right) \right]$$

и

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=r_0} = (\rho_0 - \rho_s) \left[\frac{1}{r_0} + \frac{1}{\sqrt{\pi Dt}} \right], \quad (103.8)$$

где Φ — функция ошибок (см. § 82). Второй член в квадратной скобке в (103.8), характеризующий нестационарность, при $r_0 = 5$ мкм уже через 0,004 сек. становится в сто раз меньше, чем первый. Н. А. Фукс, затем М. П. Тимофеев и М. Е. Швец (1948) и В. И. Смирнов (1964) уточнили краевые условия на поверхности капли, считая по аналогии с процессом испарения, что там пересыщение не успевает исчерпываться мгновенно и что поэтому при $r = r_0$ следует принимать краевые условия (81.3). При этом решение (103.3) запишется в виде

$$\rho = \rho_0 - \frac{\rho_0 - \rho_s}{1 + \lambda(\alpha) \frac{l}{r_0}} \frac{r_0}{r},$$

где l — длина свободного пробега молекул, $\lambda(\alpha)$ — функция коэффициента адаптации α , по В. И. Смирнову, равная при $l \ll r_0$ $\lambda(\alpha) = \frac{4}{3\alpha} \approx 0,62$. Мгновенная скорость роста капли соот-

ветственно будет в $\sqrt{1 + \lambda(\alpha) l / r_0}$ раз меньше, чем найденная из (103.7').

Практически, наиболее важно при использовании (101.7') условие постоянства $\rho_0 - \rho_{0s}$. При численном интегрировании (103.7'), однако, легко учесть зависимость ρ_{0s} от кривизны поверхности и от солености.

Принципиально, как указал впервые В. И. Беляев [9], важно учесть, что σ пульсирует, в зависимости от турбулентных пульсаций температуры (и давления). Тогда в (103.7'') величина $(\rho_0 - \rho_{0s}) t$ заменится через $s = \rho_{0s} \int_0^t \sigma dt$, причем если колебания σ распределены по гауссову закону с дисперсией σ_0 , то и s будет распределено по такому закону с дисперсией σ . Это значит, что за время t будут вырастать капли различных радиусов, спектр которых будет постоянно расширяться. Появятся отдельные, очень большие капли и может быть некоторые капли, росшие вначале, затем испарятся. Появление среди мелких капель хотя бы немногих крупных капель очень важно для вступления в игру механизмов гравитационной, турбулентной и др. коагуляции.

Если пульсации температуры (и пересыщения) создать при

помощи мощного звукового потока, то, как показали Ю. С. Седунов и Э. Л. Александров, мелкие капли радиусом меньше некоторого $r_{кр}$ испарятся, а большие с $r > r_{кр}$ будут расти. Теоретически, таким путем можно осаждать облака. При частоте колебаний $f=10$ гц $r_{кр}=20$ мкм, при $f=200$ гц $r_{кр}=3$ мкм.

Если в атмосфере имеется восходящий поток со скоростью w_z , то выше уровня конденсации в нем возникнет и будет нарастать

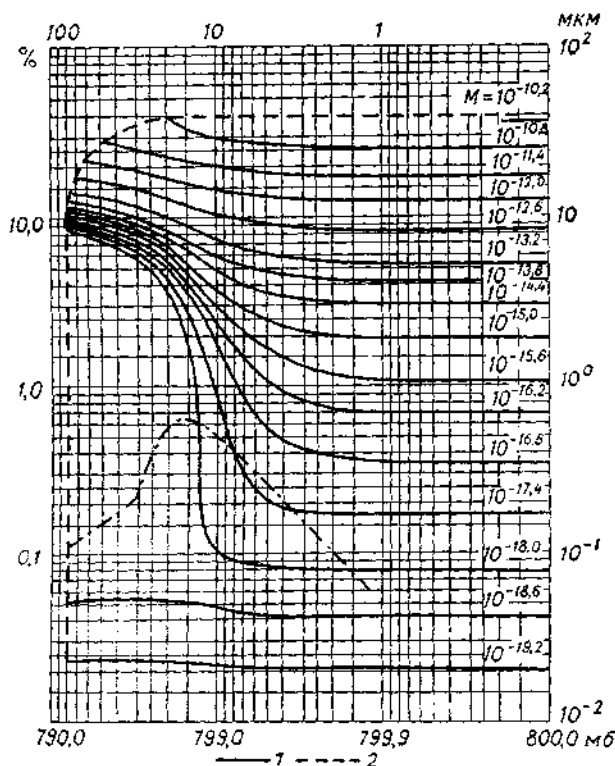


Рис. 121. Рост радиуса капель (1) и изменение пересыщения (2) с высотой. По Морди.

пересыщение. Избыточный водяной пар будет удаляться путем конденсации на ядрах, крупных и мелких. Над теми и другими ρ_{0s} будет различным, в зависимости от содержания соли v и от радиуса капли r , согласно (87.4) и (103.5'). С ростом капель, как следует из (103.7), общее поглощение ими пара усиливается и пересыщение поэтому начинает уменьшаться. В результате этого замедляется рост капель, в первую очередь содержащих самое меньшее количество соли v .

Детальный расчет роста такого коллектива капель, образовавшихся на совокупности разнообразных ядер конденсации

различных размеров, сделали, используя ЭВМ, Хауэлл в 1949 г., Морди в 1959 г. [211] и Нейбургер и Чин в 1960 г. Они учли приближенно изменение температуры растущей капли. Морди, например, изучил эффект малой (I) и большой (III) концентрации растворимых ядер со спектром их от $\nu=10^{-19.2}$ до $\nu=10^{-10.2}$. На рис. 121 показано, как растут капли при подъеме со скоростью $w_z=15$ см/сек. при малом числе ядер. Рост капель

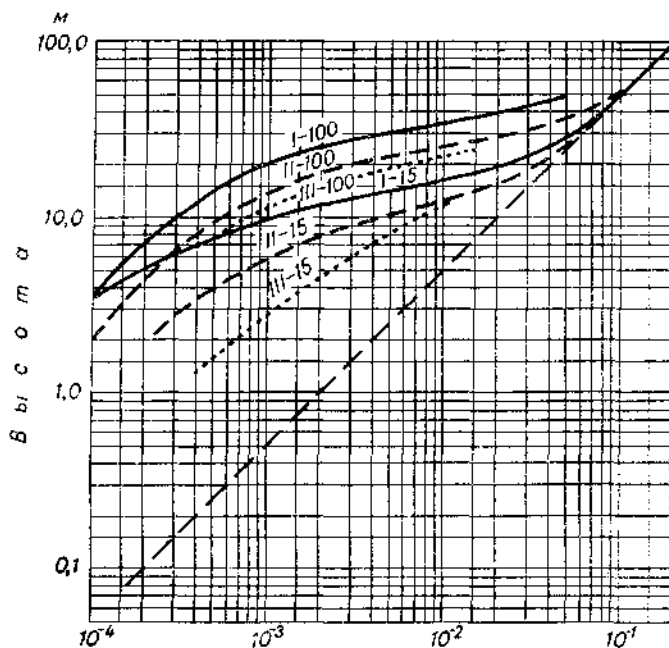


Рис. 122. Распределение влажности (г/м^3) над основанием облака. По Морди.

Пунктирная прямая — ход адиабатической влажности

начинается уже после подъема на 10—13 м, причем самые мелкие капли растут очень медленно. Для активации их нужен тем больший зародыш соли, чем меньше скорость w_z и чем крупнее вся совокупность ядер. При малом числе ядер образуется очень узкий спектр размеров капель (кривые на рис. 121 тесно сближаются). О таком явлении мы уже упоминали, говоря о перламутровых облаках. Большая концентрация ядер, при которой появляются, очевидно, и гигантские ядра, — дает более широкий спектр капель.

На рис. 121 штрих-пунктиром дана кривая пересыщения, которое быстро возрастает в самом нижнем слое облака до величины порядка 0,6—2,0% (увеличиваясь со скоростью подъема) и

затем снова убывает вверх. На рис. 122 показано также, как возрастает с высотой водность образующегося облака по сравнению с «адиабатической водностью» — той, какая была бы при конденсации всего избытка пара. Расчет сделан для упомянутых трех типов спектров ядер и скоростей 15 и 100 см/сек. Видно, что на высотах до 30—50 м водность существенно, на 1—2 порядка, меньше адиабатической; она тем меньше, чем больше скорость восходящего движения.

Подобные расчеты показали, что процесс конденсации в обозримое время в облаках обычной вертикальной мощности не может привести к образованию достаточно крупных капель осадков.

§ 104. Коагуляция капель. Общая теория

Одновременно с конденсацией может происходить и коагуляция, т. е. слияние и укрупнение капель.

Предположим, что в единице объема заключено всего N капель общим объемом V и предположим также, что число капель, объем которых заключен в пределах от v до $v + dv$, равно $n(v)dv$. Функция $n(v)$, следовательно, характеризует *спектр объемов капель*. Очевидно, что

$$N = \int_0^{\infty} n(v) dv \quad \text{и} \quad V = \int_0^{\infty} vn(v) dv.$$

Допустим вначале, что ни испарения, ни конденсации не происходит, но что $n(v)$ может меняться со временем благодаря коагуляции. Обозначим через $f(u, v)$ вероятность того, что две капли с объемами u и v , находящиеся в 1 см³, столкнутся в течение 1 сек. Иначе $f(u, v)$ можно назвать *вероятностью коагуляции*. Величина $f(u, v)$ зависит от физических процессов, способствующих коагуляции, которые мы рассмотрим подробнее ниже. Поскольку в 1 см³ имеется $n(u)$ капель объема u и $n(v)$ капель объема v , среднее число столкновений, образующих каплю объемом $u + v$ и уменьшающихся $n(v)$, в 1 сек. времени равно

$$n(v) \int_0^{\infty} n(u) f(u, v) du.$$

Параллельно $n(v)$ может увеличиваться благодаря слиянию капель объема u и объема $v - u$. Число таких слияний в 1 см³ за 1 сек. равно

$$\frac{1}{2} \int_0^v n(u) n(v-u) f(u, v-u) du$$

(множитель $\frac{1}{2}$ введен потому, что при интегрировании фактически каждая капля учитывается дважды).

В результате

$$\begin{aligned} \frac{dn(v)}{dt} = & -n(v) \int_0^{\infty} n(u) f(u, v) du + \\ & + \frac{1}{2} \int_0^v n(u) n(v-u) f(u, v-u) du. \end{aligned} \quad (104.1)$$

В простейшем случае, если принять, что вероятность столкновений не зависит от размеров капель, уравнение (104.1) решается в аналитическом виде. Положим, что $f(u, v) = \kappa = \text{const}$. Тогда

$$\frac{dn(v)}{dt} = -\kappa n N + \frac{\kappa}{2} \int_0^v n(u) n(v-u) du. \quad (104.2)$$

Одновременно скорость изменения N можно найти независимым способом. Очевидно, что

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{2} \kappa N^2,$$

так как число возможных и равновероятных столкновений в 1 см^3 равно $\frac{\kappa N(N-1)}{2} \approx \frac{\kappa N^2}{2}$. Интегрируя, находим

$$N = \frac{N_0}{1 + pt}, \quad (104.3)$$

где $p = \frac{1}{2} \kappa N_0$ и N_0 — начальное число капель. Подставляя N в (104.2), имеем

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{2np}{1+pt} + \frac{\kappa}{2} \int_0^v n(u) n(v-u) du. \quad (104.4)$$

Подстановка $\Theta = \frac{1}{1+pt}$, $\Phi = \frac{n}{2p}(1+pt)^2$ приводит (104.4) к виду

$$\frac{d\Phi}{d\Theta} + \int_0^v \Phi(u) \Phi(v-u) du = 0.$$

Частное решение этого уравнения есть

$$\Phi = Ae^{-A\Theta v}.$$

Вычисляя общий объем капель

$$V = \int_0^{\infty} \frac{2p}{\pi} \frac{1}{(1+pt)^2} A e^{-A\theta v} v dv$$

легко найти, что $A = \frac{N_0}{V}$ и, следовательно, учитывая (104.3)

$$\begin{aligned} n(v) dv &= \frac{N_0^2}{V(1+pt)^2} e^{\frac{-N_0 v}{V(1+pt)}} dv = \\ &= \frac{N^2}{V} e^{-\frac{N}{\bar{v}} v} dv = \frac{N}{\bar{v}} e^{-\frac{v}{\bar{v}}} dv, \end{aligned} \quad (104.5)$$

где $\bar{v} = \frac{V}{N}$ — средний объем капель в данный момент t .

Начальное распределение, соответствующее этому решению, есть

$$n_0(v) dv = \frac{N_0^2}{V} e^{-\frac{N_0 v}{V}} dv. \quad (104.5a)$$

Таким образом, (104.5) есть частное решение (104.2), соответствующее начальному условию (104.5a).

Очевидно, поскольку $dv = 4\pi r^2 dr$ и число капель, радиус которых заключен между r и $r + dr$, равно $n(v) 4\pi r^2 dr$, и кривую распределения капель в функции от их радиуса можно представить, преобразуя (104.5), в виде

$$n(r) dr = \frac{4\pi N}{\bar{v}} r^2 e^{-mr^2} dr. \quad (104.6)$$

Функция $n(r)$ очень быстро убывает с ростом r и при больших r не соответствует наблюдаемому распределению (92.1). Очевидно, большие капли растут быстрее и число их увеличивается скорее, чем число малых, т. е. $f(u, v)$ должно расти с ростом u и v . При малых r оно ближе к постоянной κ .

Уравнение (104.1) представляет собой частный случай применения кинетического уравнения Больцмана к «населению» капель в облаке. В более общем случае $n(v)$ может меняться также за счет: 1) изменения массы благодаря конденсации, 2) различной скорости роста частиц разной массы (объема) и 3) движению (например, выпадению) капель при наличии градиента их концентрации. Тогда уравнение (104.1), согласно М. В. Буйкову [20], в случае, когда движение происходит лишь по одной координате z со скоростью w и нет диффузии, переписывается в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial t} \frac{\partial n}{\partial v} + \frac{\partial^2 n}{\partial v \partial t} n + w \frac{\partial n}{\partial z} = -J^- + J^+, \quad (104.7)$$

где J^- и J^+ — интегралы, выписанные в правой части уравнения (104.1). В более общем случае можно учесть и зависимость n от обеих других координат, а также от скоростей движения частиц, диффузии и других факторов [122, 20].

§ 105. Броуновская коагуляция

Пример того, когда удается получить приближенное аналитическое решение (104.1), дает коагуляция частиц, сталкивающихся благодаря броуновскому движению. Как показал М. Смолуховский, вероятность коагуляции капель с радиусами r_1 и r_2 равна

$$\kappa_{\text{в}} = f(r_1 r_2) = 6 \left(\frac{\pi k T}{\rho_w} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{(r_1 + r_2)^2 (r_1 r_2)^{\frac{3}{2}}}{(r_1^3 + r_2^3)^{\frac{3}{2}}}, \quad (105.1)$$

где ρ_w — плотность воды. Выразив $\kappa_{\text{в}}$ в функции объемов капель u и v , вычислим, следуя Шуману [237], среднее взвешенное значение $\kappa_{\text{в}}$ для данного момента, придавая каждому значению $\kappa_{\text{в}}$ вес, пропорциональный произведению чисел капель соответствующих объемов u и v . Поскольку при больших r по (105.1) $\kappa_{\text{в}}$ мало, можно использовать для $n(u)$ и $n(v)$ значение, взятое из (104.5), годное при малых r . Веса, придаваемые функции $\kappa_{\text{в}}$, будут про-

порциональны $e^{-\frac{u+v}{\bar{v}}}$. Тогда среднее значение $\kappa_{\text{в}}$ будет равно, при $T=273^\circ$

$$\begin{aligned} \bar{\kappa}_{\text{в}} &= 1,62 \cdot 10^{-6} \frac{\int_0^\infty \int_0^\infty \frac{(u^{1/3} + v^{1/3})^2 (uv)^{1/2}}{(u+v)^{3/2}} e^{-\frac{u+v}{\bar{v}}} du dv}{\int_0^\infty \int_0^\infty e^{-\frac{u+v}{\bar{v}}} du dv} = \\ &= 1,62 \cdot 10^{-6} \bar{v}^{1/6} = \kappa_{1\text{в}} \bar{v}^{1/6}. \end{aligned} \quad (105.2)$$

По мере роста капель функция $\bar{\kappa}_{\text{в}}$ медленно возрастает со временем. Предположим для приближенного расчета, что в данный момент процесса броуновской коагуляции скорость ее определяется средним значением $\bar{\kappa}_{\text{в}}$, которое лишь постепенно меняется со временем. Тогда можно написать

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{\kappa_{1\text{в}}}{2} \bar{v}^{1/6} N^2, \quad (105.3)$$

и интегрирование после простых преобразований и замены $\bar{v} = \frac{V}{N}$ дает

$$N^{-\frac{5}{6}} = \frac{6x_{18}}{10} V^{\frac{1}{6}} t + C.$$

Полагая, что в начальный момент $t=0$ радиус капль очень мал, получаем:

$$\frac{1}{N} = \left(\frac{6x_{18}}{10} \right)^{6/5} V^{1/5} t^{6/5},$$

$$r_m = \left(\frac{6x_{18}}{10} \right)^{2/5} \cdot \left(\frac{5}{3} \right)^{1/3} (Vt)^{2/5} = 0,00466 (Vt)^{2/5}.$$

В облаке, в котором водность составляет $0,25 \text{ г/м}^3$, r_m возрастает со временем следующим образом:

r_m мкм (от—до) . . .	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5
Время, мин.	4,4	25,3	70	143	250

Броуновское (молекулярно-кинетическое) движение, таким образом, ведет к сравнительно быстрому слиянию очень мелких капль радиусом до 1 мкм, но мало влияет на рост более крупных частиц. Оно не может объяснить образования капль осадков.

§ 106. Гравитационная коагуляция

Большие капли, имеющие значительную скорость падения, могут догонять малые, падающие медленно, и сливаться с ними. Это явление, подробно изученное в 1947 г. Н. С. Шишкиным, называется *гравитационной коагуляцией*. При этом, очевидно, вероятность коагуляции:

$$f(Rr) = \pi(R+r)^2(v_R - v_r)$$

(где v_R и v_r — скорости падения большой и малой капли) быстро возрастает с увеличением радиуса более крупных капль.

Число всех меньших капль, которые одна большая присоединит за 1 сек., очевидно, равно

$$\pi \int_0^R (R+r)^2 (v_R - v_r) n(r) dr$$

и рост ее объема V в 1 сек. выразится через

$$\frac{dV}{dt} = \frac{4\pi^2}{3} \int_0^R (R+r)^2 (v_R - v_r) n(r) r^3 dr. \quad (106.1)$$

При расчете dV/dt большое значение имеет еще коэффициент захвата E , не учтенный пока в (106.1). Действительно, далеко не все малые капли, нацеленные вначале на большую, попадают на нее. Поскольку поток воздуха, набегающий на большую падающую каплю, расходится перед последней, находящиеся в нем малые капли также отчасти «расступаются» и некоторые из них избегают столкновения с большой (рис. 123). E определяем, как отношение сечения σ трубки тока, из которой малые капли оседают на большую, к сечению $\pi(R+r)^2$; E может меняться от 0 до 1 при больших прицельных скоростях¹.

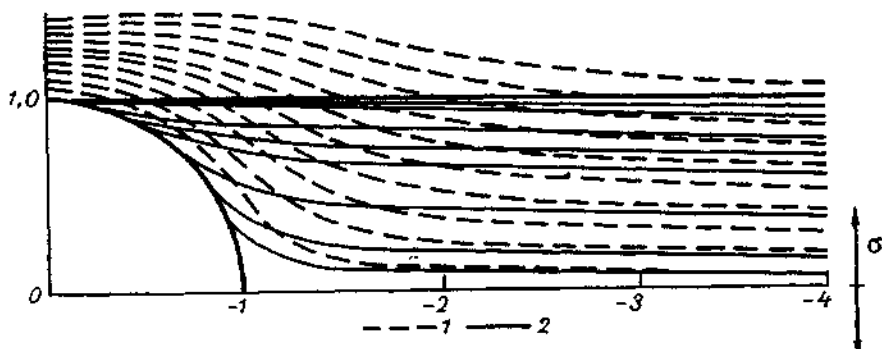


Рис. 123. Зацепление капель. 1 — линии тока, 2 — критические (крайние) траектории капель при различных p (σ — сечение захвата).

Поскольку к малой капле приложена [см. (16.1)] сила $\mathbf{F} = 6\pi r\eta(\mathbf{u} - \mathbf{v}_r)$, где $(\mathbf{u} - \mathbf{v}_r)$ — векторная разность скоростей окружающего воздуха и самой капли, то уравнение ее движения запишется в виде

$$m \frac{d\mathbf{v}_r}{dt} = 6\pi r\eta(\mathbf{u} - \mathbf{v}_r). \quad (106.2)$$

Обозначим начальную скорость малой капли относительно большой, вдали от последней, через $\mathbf{u}_\infty = (\mathbf{u}_R - \mathbf{v}_r)$. Вводя безразмерную скорость $\mathbf{v}' = \mathbf{v}/\mathbf{u}_\infty$, безразмерное время $t' = \frac{tv_\infty}{R}$, уравнение (104.2) запишем в виде

$$p \frac{d\mathbf{v}'}{dt'} = (\mathbf{u}' - \mathbf{v}'), \quad (106.2a)$$

где

$$p = \frac{mv_\infty}{6\pi rR\eta} \quad (106.2б)$$

¹ При наличии между каплями притяжения (например, электростатического) E может быть даже больше единицы.

— отношение инерционных и аэродинамических сил, приложенных к малой капле. В частности, при потенциальном обтекании сферы радиусом R (см. рис. 123), составляющие скорости u в полярной системе координат (r, θ) равны:

$$u_r = -v_\infty \left(1 - \frac{R^3}{r^3}\right) \cos \theta, \quad u_\theta = v_\infty \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R^3}{r^3}\right) \sin \theta \quad (106.2в)$$

или в безразмерном виде, обозначая $v'_r = \frac{u_r}{v_\infty}$, $u'_\theta = \frac{u_\theta}{v_\infty}$, $\tilde{r}/R = r'$:

$$u'_r = -\left(1 - \frac{1}{r'^3}\right) \cos \theta, \quad u'_\theta = \left(1 + \frac{1}{2r'^3}\right) \sin \theta. \quad (106.2г)$$

Из (106.2а) и (106.г) легко заключить, что и форма траекторий малых капель около больших, и определяемый этими траекториями коэффициент захвата E зависят от одной постоянной,

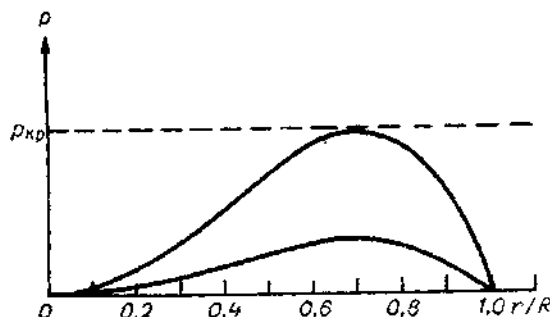


Рис. 124. Кривые изменения ρ в функции r/R при различных R . Верхней кривой соответствует большее R .

в которую входят радиусы R и r (рис. 123). Очевидно, что E растет с увеличением скорости и массы набегающих частиц, т. е. с увеличением ρ .

При данном R , очевидно, ρ равно нулю при $r=0$, возрастает с увеличением малой капли и затем, после некоторого максимума, начинает убывать, когда разность скоростей падения обеих капель приближается к нулю (рис. 124). Чем больше R , тем выше лежит соответствующая кривая ρ , так как в выражении для ρ числитель растет примерно пропорционально R^2 .

Л. М. Левин показал, что для $\rho = \rho_{kp} = \frac{1}{12} E = 0$, т. е. малая капля настолько тормозится воздушным потоком перед большой,

что не «садится» на нее. Значит, только для такого R , для которого кривая p на рис. 124 поднимется до $p_{кр} = 1/12$, может начаться процесс захвата. Это происходит при $R = 15 \div 19$ мкм. Чтобы мог начаться процесс гравитационной коагуляции, следовательно, нужно наличие достаточно крупных капель с $R \geq 18$ мкм. Значения E по наиболее подробным расчетам Нейбурге-ра и Шаффира представлены на рис. 125.

Зная E и подставляя его в (106.1), можно вычислить скорость роста большой капли

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= \frac{1}{4\pi R^2} \frac{dV}{dt} = \\ &= \frac{\pi}{3R^2} \int_0^R (R+r)^2 (v_R - \\ &- v_r) E(R, r) r^3 n(r) dr. \end{aligned} \quad (106.3)$$

Опыт расчета роста совокупности капель облака, согласно (106.1), сделал Бартлетт [158], используя значения E , вычисленные Нейбурге-ром и Шаффиром. Он использовал начальные распределения размеров капель, соответствующие: 1) Си в условиях морского климата, с малой концентрацией ядер над

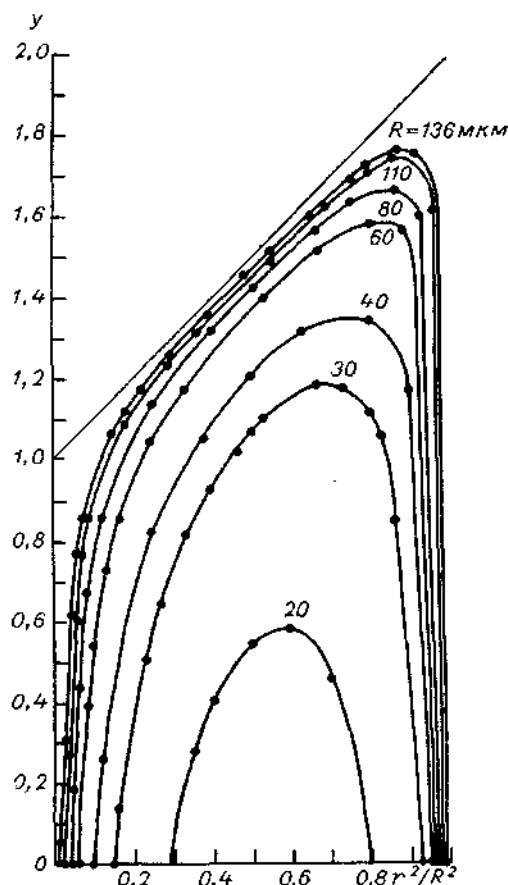


Рис. 125. Радиус захвата $y = \sqrt{E}$ в функции r/R и R . По Нейбурге-ру и Шаффиру.

морем, $N = 60 \text{ см}^{-3}$, 2) Си в условиях континентального климата, $N = 300 \text{ см}^{-3}$, с распределением капель, обрезанным соответственно при $r_{\max}$ от 26 до 20 мкм, 3) то же распределение с уменьшенной водностью за счет отсутствия больших капель. В первом случае уже через 2 мин. в 1 дм^3 облака появлялась хотя бы одна капля с $r \geq 40$ мкм — капля осадков, во втором случае для этого потребовалось бы от 4 до 12,5 мин., а в третьем случае — более 30 мин.

§ 107. Другие механизмы коагуляции

Турбулентная коагуляция. Капли (частицы) в облаке могут сталкиваться друг с другом также потому, что их увлекают пульсирующие струи турбулентного потока воздуха. Вероятность столкновения (коэффициент коагуляции) большой капли радиусом R и малой радиуса r будет соответственно равен $\sigma v_{\text{ср}}$, где $v_{\text{ср}}$ — средняя (арифметическая) по модулю относительная скорость двух капель, а сечение столкновения $\sigma = \pi(R+r)^2 E$, где E — коэффициент захвата (см. § 106). $v_{\text{ср}}$ связана со средней квадратической скоростью капли v'' (при нормальном законе распределения скоростей) соотношением

$v_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} v''$. Обозначая чертой осреднение по различным парам частиц за достаточно длинный промежуток времени, можно записать $\overline{v''^2} = (\overline{v_1 - v_2})^2 = \overline{v_1^2} + \overline{v_2^2} - 2\overline{v_1 v_2}$. Вычисляя $\overline{v_1^2}$ и $\overline{v_2^2}$, нужно помнить, что частицы увлекаются пульсирующим воздушным потоком, несколько отставая от него, и, как показывает расчет,

$$\overline{v_{1,2}^2} = \overline{u_0^2} \left(1 - 2 \frac{\tau_{1,2}^2}{\tau_0^2} \right), \quad (107.1)$$

где времена релаксации капель равны соответственно

$$\tau_1 = \frac{2R^2 \rho_w}{9\eta}, \quad \tau_2 = \frac{2r^2 \rho_w}{9\eta} \quad \text{и} \quad \tau_0 = \frac{15}{\sqrt{2}} \frac{\overline{u_0^2}}{\epsilon_0}.$$

Здесь ϵ_0 — диссипация турбулентной энергии в эрг/г·сек., $\overline{u_0^2}$ — средний квадрат пульсационной скорости потока.

Далее, когда капли увлекаются одним и тем же потоком, между их скоростями возникает корреляция и $\overline{v_1 v_2} \neq 0$, ($\overline{v_1 v_2}$ было бы равно нулю при совершенно независимых движениях). В результате, как показали А. И. Ивановский и И. П. Мазин [63],

$$\overline{(v_1 - v_2)^2} = 2\overline{u_0^2} \left[\frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_0^2} + 2(R+r)^2 a \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_0(\tau_1 + \tau_2)} + a(R+r)^2 \right], \quad (107.2)$$

где

$$a = \frac{1}{15} \frac{\epsilon_0}{v} \frac{1}{\overline{u_0^2}}.$$

При этом первый член в квадратных скобках обычно заметно больше других, исключая тот вариант, когда размеры капель

близки друг к другу. Для капель воды в воздухе третий член всегда значительно больше второго. Константа турбулентной коагуляции существенно растет с увеличением размеров капель, например, при $\varepsilon_0 = 100$ она возрастает от $5,9 \cdot 10^{-11}$ при $r = 0,1$ мкм и $R = 1$ мкм до $4,4 \cdot 10^{-7}$ (т. е. на четыре порядка) при $r = 1$ мкм и $R = 10$ мкм. Правда, в обоих этих случаях она все еще несколько слабее гравитационной коагуляции (см. ниже, табл. 81).

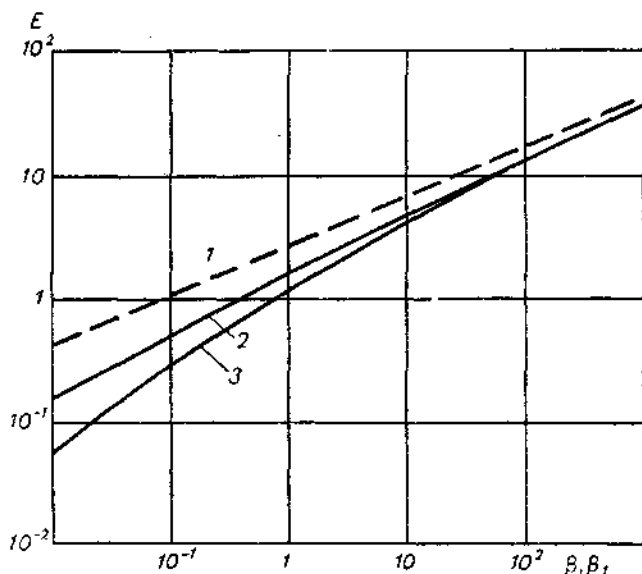


Рис. 126. Зависимость E от β и β_1 . По Л. М. Левину.

Электростатическая коагуляция. Частицы (капли), очевидно, могут притягиваться друг к другу и их столкновения более вероятны, если они несут электрические заряды. При этом притягиваются не только разноименно заряженные частицы, но и нейтральные частицы к заряженным. Именно, при приближении заряженной капли к нейтральной на стороне нейтральной капли, обращенной к заряженной капле, наводится заряд другого знака. Тогда между обеими частицами возникает так называемая *зеркальная* сила притяжения, приблизительно обратно пропорциональная кубу расстояния. Поскольку при слиянии таких капель заряд сохраняется и такое притяжение продолжается, то оно важнее, чем притяжение разноименных капель. На рис. 126 представлено рассчитанное Л. М. Левиным значение коэффициента захвата E в функции от β и β_1 . При этом, обозначая через q_1 и q_2 заряды большой и малой капли, принято, что

$\beta = q_2^2 / 6\pi\eta R^2 r u_\infty$ при $q_1 = 0$ (большая капля нейтральна) и $\beta_1 = q_1^2 r^2 / 6\pi\eta R^5 u_\infty$ при $q_2 = 0$ (малая капля нейтральна). Видно, что с ростом зарядов q_1, q_2 и убыванием радиуса частиц их взаимодействие усиливается.

Можно думать, что эффекты броуновской, турбулентной и электростатической коагуляции усиливаются взаимно. В табл. 81 приведены рассчитанные В. И. Смирновым для различных сочетаний R и r значения константы коагуляции: броуновской k_b , турбулентной k_t при довольно сильной турбулентности (при $\varepsilon_0 = 100$) и электростатической k_e при наблюдающихся обычно в природе зарядах капель. Заряды эти примерно пропорциональны радиусам капель и поэтому средние электростатические эффекты слабы для мелких капель (ср. вторую строку табл. 81 с первой).

Таблица 81

Константы ($\cdot 10^{-9}$) коагуляции для различных значений r и R								
r мкм	1	1	1	5	5	5	10	15
R мкм	1	5	10	5	10	15	15	15
k_b	0,58	1,06	1,78	0,59	0,66	0,78	0,61	0,59
k_{be}	7,2	—	—	36	—	—	—	109
k_t	0,25	7,9	51	31	112	330	650	810
k_{bt}	1,48	44	270	51	162	380	660	810
k_{btg}	1,48	40	260	51	194	470	3500	810

Рассчитаны были также и k (помеченные соответствующими индексами) при совместном действии этих механизмов.

Из таблицы видно, что турбулентность усиливает коагуляцию капель, кроме самых мелких. Заряды капель существенно ускоряют слияние капель, кроме сравнительно крупных. Замечательно, что совместное влияние турбулентной и броуновской коагуляции может давать гораздо больший эффект, чем каждая из них в отдельности.

Можно предположить также, что совместное действие этих механизмов с гравитационной коагуляцией заметно ускоряет последнюю.

§ 108. Вероятность слияния капель

Вопрос о том, все ли капли сливаются при столкновении или соприкосновении и какая доля столкновений $k_{\text{эф}}$ приводит к слиянию, весьма сложен.

Опыты Н. П. Тверской показали, что при «лобовом ударе» (по линии центров) при относительной скорости менее 90 см/сек. все столкновения капель радиусом 0,05—0,15 см приводят

к слиянию и коэффициент эффективности $k_{эф}$ при этом, следовательно, равен единице. При больших скоростях капли отражаются, как упругие шарики при ударе. При косом ударе отражение происходит и при меньших скоростях (рис. 127). Эти опыты были сделаны при влажности окружающего воздуха 40—50%. Ганну [188] удалось при помощи стробоскопического метода детально наблюдать и фотографировать взаимодействие

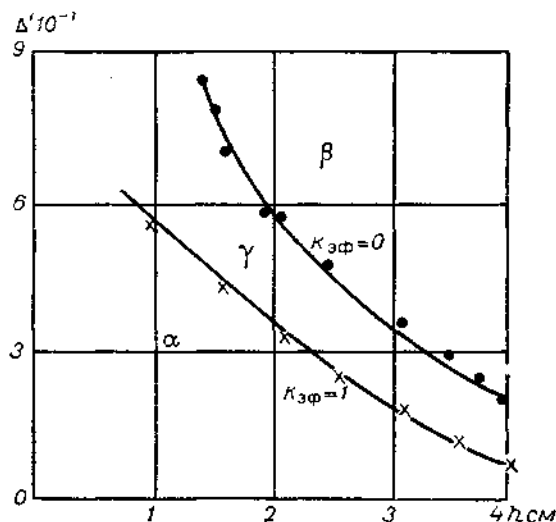


Рис. 127. Зависимость $K_{эф}$ от высоты падения капель и параметра $\Delta' = \Delta/(r_1 + r_2)$. По Н. П. Тверской.

Δ — расстояние между линиями падения капель.

капель. Он наблюдал упругое отражение капель и при малых относительных скоростях, при $v_\infty < \sqrt{4\sigma/\rho_w R}$. Слияние капель при больших скоростях может происходить различным образом. Слившиеся капли образуют в первый момент вытянутый эллипсоид, который затем дробится на цепочку капель. При относительной скорости более 2 м/сек. вначале образуется сплюснутый сфероид, который вращается, разбрызгивая мелкие капли, превращается в тороид и, наконец, весь распадается. Эти опыты были сделаны со сравнительно крупными каплями.

В лабораторных условиях Н. С. Шишкин и М. А. Химач нашли, что в тумане $k_{эф} = 0,97$, т. е. вероятность слияния капель велика.

Как показали экспериментально и теоретически Б. В. Дерягин и П. Г. Прохоров, слияние капель должно зависеть от влажности окружающего воздуха. При сближении капель (рис. 128) между

ними образуется «паро-воздушный зазор», тонкий и быстро насыщающийся паром за счет испарения с капель. Здесь $e = e_s$. В нем общее давление воздуха и пара будет больше, чем наружное давление, на малую величину Δp (меньшую, чем $e_s - e$, где e — упругость пара в наружном воздухе). Поток воздуха как вязкой жидкости из зазора наружу будет уравниваться диффузией воздуха (его «сухой» составляющей) внутрь. Диффузия будет происходить потому, что парциальное давление сухого воздуха вне капель будет больше, чем в зазоре. Действительно, снаружи оно будет равно $p - e$, в зазоре $p + \Delta p - e_s$, и так как $e_s - e > \Delta p$, то

$$p - e > p + \Delta p - e_s.$$

Этот избыток давления $\Delta p \approx 1$ мб и удерживает капли от слияния. Действительно, в опытах Дерягина и Прохорова капли радиусом 0,02—0,05 см при влажности воздуха 20% и 75% не сливались даже при центральном ударе и малых скоростях (как и в опытах Ганна). В насыщенном воздухе слияние происходило и при центральном, и нередко при косом ударе. Очевидно, при $e = e_s$, $\Delta p = 0$ и в зазоре нет избытка давления.

Таким образом, в облаке, в насыщенном воздухе, вероятность слияния велика, а под облаком капли дождя могут отражаться и разбрызгиваться при столкновении.

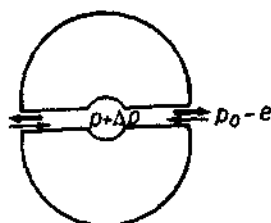


Рис. 128. Паровоздушный зазор между сближающимися каплями.

§ 109. Переконденсация или изотермическая конденсация

Переконденсацией называют процесс (довольно быстрый) роста кристаллов льда в переохлажденном капельном облаке, приводящий к образованию крупных снежинок. Последние при падении в более теплые слои атмосферы тают и превращаются в капли дождя.

Как было показано в § 87, упругость пара над льдом при $t < 0^\circ$ существенно меньше, чем над переохлажденной водой при той же температуре. Разность их Δe может достигать при $t = -12^\circ$ значения 0,27 мб (соответственно избыток удельной влажности равен $0,168 \cdot 10^{-3}$ и избыток плотности пара $\Delta p = 2,22 \cdot 10^{-6}$ г/см³ при $p = 1000$ мб). Этот избыток упругости гораздо больше, чем принятая нами величина при расчете конденсации в § 103, где при $\sigma = 0,16\%$ она была порядка 0,01 мб. Поэтому в окружении капель переохлажденной воды кристаллы действительно должны расти очень быстро, пока не испарятся все капли и не исчерпается избыток водяного пара.

Считая, что в облако попала очень малая ледяная частица и что она растёт, в первом приближении, как ледяной шарик, легко вычислить по формуле (103.7") при $\rho_{\text{л}} = 0,917 \text{ г/см}^3$ (плотность льда) и $\Delta\rho = 2,22 \cdot 10^{-6}$, что за 1 сек. её радиус вырастет до 3 мкм, за 100 сек. — до 30 мкм и за 600 сек. — до 74 мкм (масса $1,52 \cdot 10^{-6} \text{ г}$). Учитывая, что даже в плотных капельных облаках водность редко превышает $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$, мы видим, что одна ледяная частица примерно за 10 мин. может поглотить всю воду, находящуюся в 1 см^3 облака. Такая большая снежинка должна затем быстро выпасть из облака.

Можно учесть скорость роста, учитывая те формы снежинок, которые наблюдаются в природе, — формы шестиугольной пластинки и шестигранной призмы. Пользуясь электростатической аналогией между полем ρ при процессе диффузии и полем потенциала и оценивая с её помощью поток вещества к растущей частице, Максвелл и позднее Джеффрис показали, что для тела любой формы уравнение (103.4) можно записать в виде

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi DC (\rho_0 - \rho_s), \quad (109.1)$$

где C — электростатическая ёмкость тела.

Для шара $C = r_0$ (как в (103.4)), а для круглого тонкого диска радиусом r_0 (которому можно уподобить кристалл в виде пластинки) $C = 2r_0/\pi$. Скорость роста массы такого диска будет равна 0,64 от её скорости для шара радиуса r_0 . Для вытянутого эллипсоида с полуосями a и b (которому можно уподобить шестигранную призму — столбик)

$$C = \frac{2ae}{\ln \frac{1+e}{1-e}},$$

где e — эксцентриситет ($e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$).

При низких температурах, переконденсация замедляется (например, при -30° она идет вдвое медленнее, чем при -12°), но все еще остается мощным процессом, быстро образующим снежинки. Благодаря ей, например, даже из тонких высоко-слоистых облаков (см. § 96) может идти сильный снег.

Рост снежинок при переконденсации сопровождается выделением заметного количества тепла. Так, например, в облаке с водностью $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$ при $p = 760 \text{ мм}$ поглощение всех капель снежинками повысит температуру на $0,6^\circ$. Поэтому название «изотермическая конденсация», иногда употребляемое как синоним переконденсации, не вполне удачен.

Из сказанного следует, что кристаллы перистых облаков, выпадая в нижерасположенные облака, способствуют возникновению в них осадков. Аналогично, в грозовом облаке образование

снежинок, снежной крупы, града и, в результате таяния их, больших капель ливня начинается только тогда, когда в верхней части облака появятся ледяные кристаллы, т. е. она «оледенеет» (см. § 98). Этот процесс, с которого начинается разрушение облака Сб, зимой (из-за более низких температур), очевидно, начинается на меньших высотах, чем летом, и поэтому зимние Сб у нас гораздо меньше, ниже и менее плотны, чем летние.

§ 110. О форме ледяных кристаллов

Форма, а значит и скорость падения растущей снежинки зависят, кроме притока массы (109.1), и от ряда других факторов. Начнем с рассмотрения самых малых кристаллов.

Упругость насыщающего пара над различными гранями одного и того же кристалла различна, как это впервые предположил Ю. В. Вульф. Над гранью, находящейся на расстоянии l от центра симметрии кристалла, упругость пара равна

$$e = e_i + \frac{k\sigma_l}{l}, \quad (110.1)$$

где k — некоторая постоянная, а σ_i — поверхностное натяжение льда.

Как показали Дюфур и Дефей [176], при $\sigma_i = 110$ дин/см избыток упругости над гранью составляет 1,9% при $l = 0,1$ мкм и всего 0,2% при $l = 1$ мкм, т. е. быстро убывает с ростом кристалла. У малой, но относительно длинной призмы над ее основаниями упругость пара будет меньше, чем над боковыми гранями и призма будет расти в длину. Такой рост столбиков относительно сильнее при малых внешних пересыщениях, например при низких температурах. Из (110.1) ясно, что он типичен лишь для малых кристаллов.

Около кристалла распределение плотности пара не обладает сферической симметрией, как около капли, согласно (103.3). Поверхности равной плотности ρ будут сближаться у меньших граней и особенно около ребер кристалла, например, около углов пластинок. Здесь градиент $d\rho/dn$ будет велик и большой приток пара вызовет усиленную конденсацию. На углах пластинки будут образовываться новые (одинаковые на всех шести углах) кристаллы, «лучи» снежинки будут ветвиться и расти все дальше, а между ними, к центру снежинки будет поступать все меньше пара (см. рис. 131). Этот эффект различий $d\rho/dn$ не ослабевает с ростом кристалла и может приводить к образованию очень больших и сложных по форме снежинок — «дендритов». Плотность такой снежинки (отношение массы к занимаемому ею объему) мала.

Аналогично, у призмы—столбика наибольший градиент dp/dn будет вблизи периметра ее основания и больше всего льда будет образовываться именно здесь: в середине основания конденсация будет ослабевать и более крупный столбик вырастет с пустотами с обоих концов (см. рис. 110).

Когда грань кристалла льда «застраиивается» новыми слоями молекул, формирующих кристаллическую решетку, то для образования нового слоя важное значение имеет появление на поверхности предыдущего слоя ядра конденсации (сублимации) — точечного или линейного (в виде ступеньки). Молекулы пара, попадающие на поверхность грани, будут частично отражаться от нее, а некоторые молекулы будут испаряться с этой грани аналогично тому, как это происходит на поверхности воды (см. § 80). В отличие от воды, однако, осевшие на грань молекулы перемещаются под действием поверхностной диффузии вдоль поверхности уже застроенной грани и около зародыша начинают формировать новый, разрастающийся оттуда слой. Если этот новый слой еще не успеет застроиться, когда на нем появятся зародыши следующего, то в кристалле могут появиться пустоты или образоваться внутренний рисунок, подобный тому, который виден на рис. 107. Теорию такой поверхностной диффузии дали Гоббс и Скотт [192].

§ 111. Искусственное воздействие на облака и осадки

Опыты искусственного воздействия на облака и осадки ведутся в последние двадцать лет во всем мире в довольно широком масштабе, предложены разнообразные физические методы такого воздействия. Их успех может иметь большое значение (для увеличения урожая сельскохозяйственных культур, борьбы с засухой, успешной работы авиации в плохую погоду, борьбы с градом и пр.).

Легко доказать, что искусственная конденсация пара и образование облаков в больших масштабах практически невозможны, ибо требуют огромных, пока недоступных нам, затрат энергии. Поэтому проблемы, которые сейчас можно ставить и решать, следующие:

а) осаждеение уже имеющихсся над данной областью облаков — вызывание из них осадков по мере того, как облако возобновляется за счет естественного процесса конденсации; осаждеение вызывается путем переконденсации малых частиц на большие, быстрее выпадающие;

б) рассеяние туманов и облаков — тем же методом;

в) борьба с градом путем ускорения процесса образования мелких ледяных частиц (тающих затем под облаком) в начале

развития градового облака, еще до того, как в нем вырастут большие градины.

Внося в атмосферу, например сбрасывая с самолета, при температуре ниже 0° кусочки «сухого льда» — твердой углекислоты, имеющей при испарении температуру около -70° , можно наблюдать, как вблизи них первичные капли, конденсирующиеся в пограничном слое очень холодного воздуха, почти мгновенно замерзают. Число образующихся при таком «засеве» кристаллов льда по оценке, например, Кунцевского и Роева, достигает $5,8 \cdot 10^{11}$ на 1 г CO_2 при -1° . При более низких температурах воздуха оно еще значительно больше, например, вдвое больше при понижении температуры CO_2 от -5 до -11° . Распространяясь в облаках St, Sc в процессе диффузии (турбулентной) или ячейковой конвекции, эти кристаллы становятся центрами переконденсации (см. § 109). При $t < -3^{\circ}$ на этих ледяных зародышах вырастают крупные снежинки, выпадающие затем в виде снега. При этом облако становится все более прозрачным и разрушается. Для этого необходим расход CO_2 около 1—2 кг на 1 км пути самолета. Радиус области распространения кристаллов в облачном слое можно оценить по формуле $R = \sqrt{2Dt}$. При $D = 60 \text{ м}^2/\text{сек.}$ через 20 мин. R должен достигнуть 400 м. Распространению кристаллов способствуют также неодинаковые скорости ветра в различных слоях облака. Для роста больших снежинок, как было показано в § 109, требуется время около 10 мин. или несколько более. Просвет, образовавшийся после прохода самолета, сбрасывающего CO_2 , через 20—30 мин. начинает затягиваться снова, и воздействие нужно возобновить.

В слоисто-дождевых облаках этот способ мало эффективен, ибо они сами содержат много ледяных частиц.

Широкое распространение получил способ внесения в переохлажденное облако мелких частиц иодистого серебра AgI . Кристаллическая решетка AgI сходна с решеткой льда и предполагают, что кристаллы льда образуются на такой «подложке» гораздо скорее, чем на других ядрах. Способ этот эффективен при $t < -5^{\circ}$. При этом либо частицы AgI , адсорбируясь (за счет броуновского движения) на каплях облака, становятся для них ядрами замерзания, либо на кристаллах AgI непосредственно происходит сублимация пара. Мельчайшие частицы AgI можно создавать, например, путем сжигания раствора его в ацетоне или в смеси с пиротехническими составами, испарения его с нагретой проволоки и пр. Так можно распылить 1 г AgI на 10^{15} активных ядер при температуре окружающего воздуха -22° . Для «заброса» частиц в облако дешевле и проще всего применять либо наземные горелки (когда дым AgI уносится восходящими токами воздуха), либо небольшие ракеты, взрывающиеся в облаке. Так, противоградовая ракета «Облако», применяемая в СССР,

может на расстоянии до 10 км вносить в облако от 3 до 4,5 кг реагента (например, AgJ или CO_2).

Иодистое серебро применялось при опытах в СССР, Румынии, Японии, Франции, Австралии, Пакистане, Пуэрто-Рико, США, Израиле и т. д., т. е. в странах как с засушливым, так и очень влажным климатом.

Существенным недостатком AgJ , кроме его дороговизны, является частичное его разрушение на свету. Поэтому было предложено заменить его иодистым свинцом, при возгонке которого в электропечи при $t=800^\circ$ можно получить до $1,5 \cdot 10^{12}$ ядер из 1 г PbJ_2 . Сжигая некоторые органические вещества, содержащие кремний, можно получить очень мелкие частицы кремнезема SiO_2 , кристаллографически очень близкие к льду и, вероятно, весьма активные.

Для подобных воздействий были предложены и различные органические вещества — флороглюцин, триптофан и пр. Предложение использовать аммиак NH_3 основано на гипотезе, что он должен с озоном в атмосфере образовывать азотистую соль NH_4NO_2 , частицы которой, предположительно, также весьма активны.

Для рассеяния облаков применяются и гигроскопические вещества — такие, как хлористые натрия или кальция. Частицы их, диаметром 5—10 мкм, должны играть роль гигантских ядер конденсации и, например, в мощных облаках, где пути падения отдельных частиц велики, ускорять коагуляцию. Этот метод пригоден и даже эффективен, в отличие от предыдущих, и в теплых облаках, т. е. при $t > 0^\circ$; он с некоторым успехом был использован в Индии.

Коагуляции тумана при любой температуре способствует мощная звуковая волна низкой частоты. Достаточно удачные опыты этого рода выполнил В. В. Вяльцев [28] в Высокогорном геофизическом институте в СССР, но применение сильных источников звука вызывает везде большие неудобства.

Рассеяние облаков при введении CO_2 или AgJ , образование просветов и пр. легко непосредственно наблюдать (и использовать на практике для раскрытия аэродромов от тумана), а образуется ли при этом заметное количество дополнительных осадков, выяснить гораздо труднее. Для этого нужно сравнивать район, где облака подвергались воздействию с аналогичным районом, где воздействия не было. Отдельные опыты при этом мало показательны. Из-за огромной изменчивости осадков со временем и в пространстве, надежно проверить успех воздействия можно лишь после ряда лет (не менее 10) систематических опытов и сравнений с контрольной площадью. Кроме того, нужны специальные статистические приемы такого сравнения.

По наиболее оптимистическим оценкам [84] (хотя и основанным на наблюдениях всего одного сезона) при систематическом

засеве *Ns*, *St* зимой можно получить 12—15% дополнительных осадков, а из конвективных облаков 8—15%. Ряд авторов считает [196], что практические результаты засева незначительны и что тем более невозможна борьба с засухой таким способом.

Есть гипотеза, что рассеяние облаков может ослабить горизонтальные градиенты давления, уменьшить кривизну изобар и скорость ветра в циклоне (или даже в урагане), и уменьшить его энергию. Некоторые опыты засева облаков *AgI* с этой целью, сделанные в США в 1953—1954 гг., однако, были неудачны. Несомненно, для проверки этой гипотезы нужны опыты очень большого масштаба, пока еще неосуществимые.

Существенный и самостоятельный интерес имеет также воздействие на грозовые облака *Cb* с целью предотвращения выпадения из них града (о природе града см. § 112). Следует помнить, что градобития наносят большой ущерб сельскому хозяйству, например виноградникам Молдавии и Грузии в СССР, чайным плантациям в Кении (Восточная Африка) и т. д., измеряемый многими миллионами рублей. Идея такого воздействия заключается в своевременном введении в облако достаточно большого числа ледяных зародышей (не менее 200 на 1 л воздуха), чтобы ускорить рост многочисленных и поэтому очень мелких градин, которые мало опасны и к тому же быстро тают в теплом воздухе под облаком. Для такой цели реагент (CO_2 , *AgI*) нужно своевременно вводить с помощью снарядов, ракет, шаров-пилотов в переохлажденную часть облака, когда водность ее достигнет опасных размеров. Такие опыты в СССР широко проводятся рядом исследователей (Г. К. Сулаквелидзе, И. И. Гайворонский, А. И. Карцивадзе, В. П. Ломинадзе и др.), во многих случаях с успехом. При таких экспериментах важно непрерывно следить за развитием и движением облака *Cb* при помощи радиолокатора. Нужен и опыт физика, детально и практически знакомого со стадиями развития *Cb*. Кроме того, нужно пустые земли, граничащие с защищаемым районом, чтобы при надобности «разрывать» над ними опасные облака.

Глава XVII

ВИДЫ ОСАДКОВ

Большие капли и ледяные кристаллы, вырастающие в облаках, образуют *атмосферные осадки* различных форм, выпадающие на поверхность земли. К ним относятся дождь, морось, снег, крупа, град. Некоторые формы осадков, жидких и твердых, возникают на земной поверхности (наземные осадки). Это — роса, иней, изморозь и гололед.

Количество осадков *R* измеряется толщиной (в миллиметрах или сантиметрах) того слоя воды, который они образовали бы

на поверхности земли, если бы не было испарения или стока. Интенсивность осадков I характеризует количество осадков (мм), выпадающих в минуту, час и т. д. По аналогии с облаком (§ 93) водностью дождя ω можно назвать массу капельной воды, находящейся при дожде в 1 м^3 воздуха.

Различают *обложные* осадки — длительные и довольно равномерные, постепенно усиливающиеся и затем ослабевающие, и *ливневые* — внезапно начинающиеся, обычно сильные и скоро проходящие. И дождь, и снег могут быть обложными и ливневыми. К ливневым осадкам относятся также град и крупа.

§ 112. Дождь и морось

Капли дождя имеют диаметр примерно от 0,5 до 6 мм. Крупные капли дождя, падающие в воздухе, меняют свою форму,

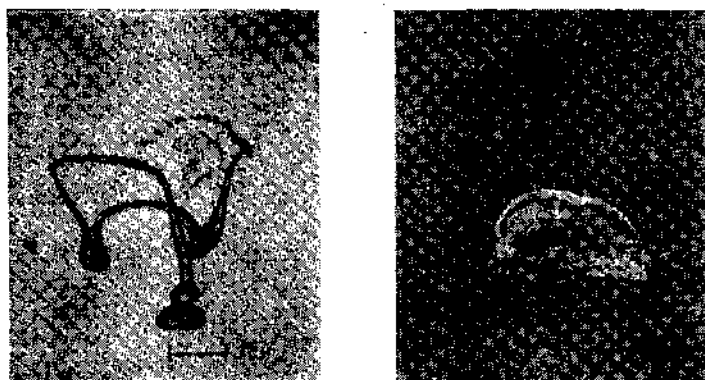


Рис. 129. Деформация и разрушение крупных падающих капель. По Кенигу.

сплюсциваются и пульсируют. Капли диаметром более 6 мм очень неустойчивы при падении, могут принимать разнообразные формы (рис. 129) и легко разбиваются в воздухе на более мелкие. Капли мороси имеют диаметр 0,05—0,5 мм. Морось отличается от дождя только более медленным падением, как бы постепенным оседанием в воздухе.

В дожде мелких капель значительно больше, чем больших. Число больших капель растет с усилением (ростом интенсивности) дождя. Средний спектр капель дождя, по наблюдениям у земли, часто характеризуют формулой Маршалла и Пальмера (1948 г.)

$$n(r) = n_0 e^{-\lambda r}, \quad (112.1)$$

где r — радиус, $n_0 = 0,08 \text{ см}^{-4}$, множитель λ зависит от интенсивности дождя J

$$\lambda = 82J^{-0,21} \text{ см}^{-1}. \quad (112.1a)$$

Как показали Мейсон и Эндрюс [209], формула (112.1) несколько преувеличивает число малых капель, особенно при слабом дожде (см. рис. 130).

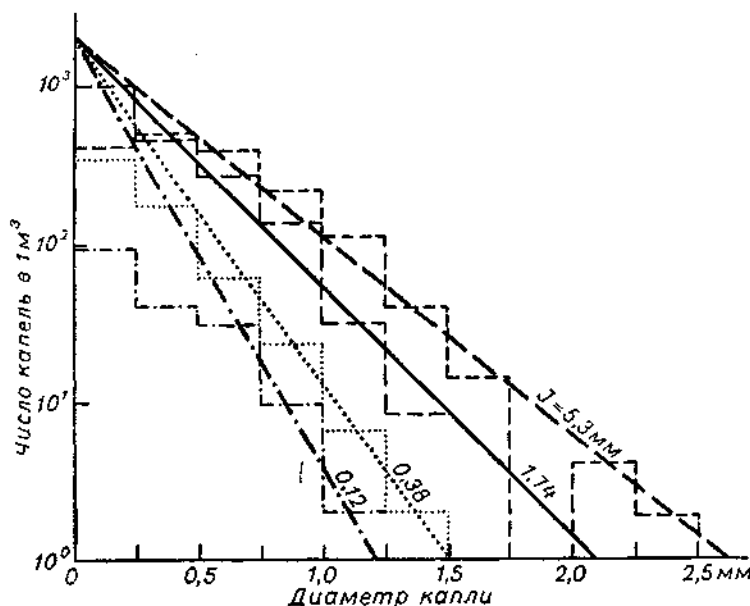


Рис. 130. Спектры размеров капель дождя теплого фронта при различной интенсивности J мм/час.

По исследованиям И. В. Литвинова, спектры дождя сильно меняются при росте или спаде его интенсивности, когда сдвиг ветра может заметно разделять в пространстве капли с разной скоростью падения. Спектры дождей, образованных таянием необзерненных (см. § 113) снежинок, отличаются малым количеством мелких капель, а спектры дождей из обзерненных снежинок резким спадом n в крупнокапельной области. Заметим, что испарение капель по пути падения сильно меняет спектр их у земли по сравнению с тем, который существует в облаках. Радиолокационная отражаемость в осадках Z существенно больше, чем в облаках (см. § 92). Так, по наблюдениям А. М. Боровикова, В. В. Костарева и А. Б. Шупяцкого, при осадках из Сб в нижней части облака Z равно $14 \cdot 10^{-13} \div 110 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3$ и доходит до $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3$ в наиболее плотном слое осадков [15].

Был ряд попыток связать отражаемость Z в дождях с интенсивностью их J при помощи эмпирической формулы вида

$$Z = AJ^\beta. \quad (112.2)$$

Значения A и β , однако, очень непостоянны: β меняется в дождях различного происхождения от 1,24 до 1,72, в зависимости от выбора β будет значительно меняться и A .

Установившаяся скорость падения капель дождя (вне облака) v значительно меньше той, которую дает закон Стокса (см. гл. III, уравнение (16.2)). Действительно, у более крупных капель сила сопротивления F быстро возрастает с ростом v

$$F = 6\pi r\eta v (1 + 0,17 \text{Re}^{2/3}), \quad (112.3)$$

где $\text{Re} = 2rv\rho_a/\eta$ — число Рейнольдса.

Увеличение Re замедляет поэтому падение больших капель. В табл. 82 указаны, по Ганну, определенные в лаборатории скорости падения отдельных капель при $p = 1013$ мб и $T = 293^\circ \text{K}$.

Таблица 82

Скорость падения капель дождя

r см	v см/сек.	r см	v см/сек.	r см	v см/сек.
0,005	27	0,10	649	0,22	898
0,01	72	0,12	727	0,24	907
0,02	162	0,14	782	0,26	912
0,04	327	0,16	826	0,28	916
0,06	464	0,18	860	0,29	917
0,08	565	0,20	883		

В свободной атмосфере, из-за меньшей ее плотности, Re уменьшается и v соответственно несколько возрастает.

Заметим, что скорость падения системы или совокупности многих частиц существенно отличается от v отдельной частицы. Известно, что дождь увлекает воздух с заметной скоростью вниз и создает даже, например, в начале грозового ливня кратковременный рост давления воздуха на 1—2 мб, так называемый «грозовой нос» на барограмме.

Как показал В. Г. Хоргуани [134], скорость совокупности капель v_s , частично увлекающих среду, в которой они падают, существенно возрастает с уменьшением $\frac{L}{r}$ (где L — среднее расстояние между ними) и с уменьшением числа Рейнольдса. Для

совокупности из 100 капель с $L=1,59$ мм и при $Re=0,0023$ v , оказалось в 3,2 раза больше, чем v одиночной капли. При этом в облаке падающих капель возникает характерная циркуляция — снаружи вперед и затем внутрь облака, в середине которого капли относительно облака поднимаются.

Интенсивность дождя может быть выражена через спектр капель, объем $V(r)$ и скорость их падения в см/сек.

$$J = \int v n(r) V(r) dr \quad (112.4)$$

или в г/см² · сек.

$$J = \bar{v} w,$$

где $\bar{v}$ есть некоторая средняя взвешенная скорость падения капель.

Интенсивность осадков, в особенности ливней, имеет большое практическое значение. Ливневые осадки лишь в малой степени используются растениями, так как их вода быстро стекает, не впитываясь в почву. Нередко они приносят вред, смывая плодородный слой почвы, размывая овраги и пр. Они вызывают высокие паводки на малых реках. Если водосборная площадь реки мала, то дождевая вода стекает с нее быстро и уровень воды в реке стремительно повышается, хотя и ненадолго. Мосты на таких реках нужно строить такие высокие, чтобы они могли пропустить самые сильные ливневые паводки, случающиеся на этой реке. Для расчета моста нужно знать поэтому наибольшую интенсивность дождя в данной местности.

Примером весьма интенсивных осадков был дождь 13 июля 1925 г. в Москве — за 10 мин. выпало 30,5 мм осадков. Гораздо обильнее был ливень, вызванный холодным фронтом в с. Шебанцево Московской области 23 июня 1927 г., когда за день выпало 162 мм осадков. Еще сильнее ливни на Черноморском побережье Кавказа, например, 14 сентября 1913 г. в Сочи интенсивность осадков достигла 3,74 мм/мин., а в августе 1885 г. в Батуми выпало за день 261 мм осадков. В Юнионвилле (штат Мэриленд, США) 4 июля 1956 г. за 1 мин. выпало 30,8 мм осадков, а в Хольте (штат Миссури, США) 22 июня 1947 г. выпало 305 мм за 42 мин. на Филиппинских островах 14—15 июля 1911 г. прошел колоссальный ливень, давший 1168 мм за одни сутки (больше, чем в Москве выпадает в среднем за два года).

Капли, падающие в ненасыщенном воздухе, частично испаряются и поэтому несколько холоднее окружающего воздуха. Процесс испарения большой капли довольно сложен, так как ее фронтальная часть обтекается быстрым потоком воздуха, а за ней образуется турбулентная зона. В лабораторных условиях скорость испарения капель изучала Е. Г. Зак, а также

Н. П. Тверская. Тверская показала, что для капель радиусом 1,2—1,5 мм пригодна формула

$$\frac{d(r^2)}{dt} = - \frac{2D \Delta p}{\rho w} (1 + 0,230 \text{Re}^{1/2}), \quad (112.5)$$

где $\Delta p = \rho_s - \rho_0$.

Она отличается от (103.7') лишь знаком и стоящим в скобках «ветровым множителем», который сходен с множителем, описывающим в (112.3) увеличение механического сопротивления воздуха движению больших капель.

Иногда осадки благодаря испарению не достигают до земли и бывают видны лишь в виде темных косм, так называемых полос падения, свисающих из облаков. Сходными полосами падения являются и нити перистых облаков.

§ 113. Снег и крупа

В природе формы снежинок очень разнообразны (см. § 106—107). Некоторые из них представлены на рис. 131. Согласно международной классификации, следует различать: а) пластинки, б) звездчатые кристаллы, в) столбики, г) иглы, д) пространственные дендриты (разветвленные), е) столбики с «крышками», ж) неправильные частицы, а также крупу, ледяные зерна и град. На рис. 132 представлена диаграмма У. Накайя, характеризующая появление различных форм (в несколько иной классификации) в зависимости от температуры и пересыщения. Дендриты — звезды с очень разветвленными лучами — растут при $t \approx -16^\circ$ и больших пересыщениях (относительно льда и воды), а столбики — при малых пересыщениях, как при более высоких, так и при низких температурах. Изредка звездчатые снежинки достигают в диаметре 9—10 мм. В табл. 83 указаны величина снежинок и скорость падения снежинок некоторых форм.

Таблица 83

Форма	Размер, мм	Вес, мг	v см/сек.
Иглы	1,53	0,004	50
Плоские дендриты . .	3,26	0,043	31
Пространственные дендриты	4,15	0,146	57
Кристаллы, покрытые изморозью	2,45	0,176	100
Крупа	2,13	0,80	180

Скорость падения игл и особенно зерен крупы растет с их размером, а у дендритов почти не зависит от их диаметра. По Магоно, $v = 377 (\rho_s - \rho_v)^{1/4}$, где ρ_s — плотность снежинки. Пластинчатые формы снежинок, по Мейсону и Джайавара, при $\text{Re} > 0,07$

падают плашмя, так что сопротивление воздуха наибольшее, при $Re \approx 1$ за пластинкой образуется вихревое кольцо, при $Re =$

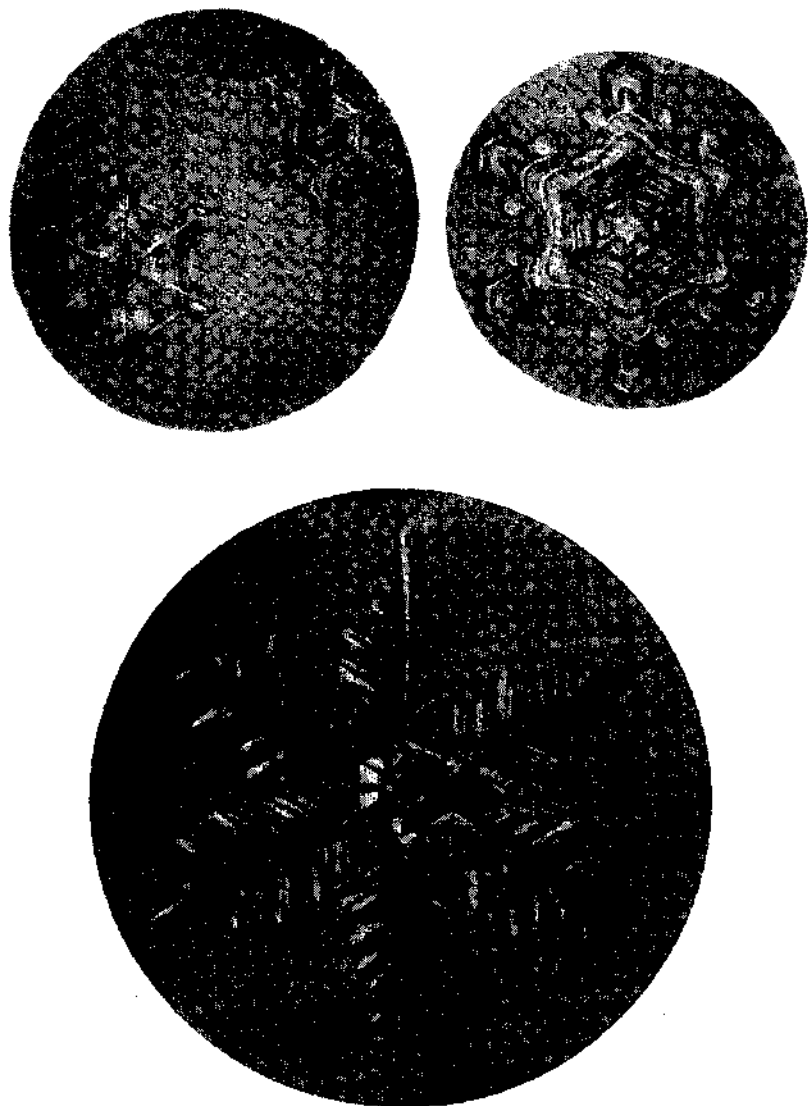


Рис. 131. Формы снежинок. По Накайя.

$= 100 \div 200$ начинается флаттер и падение становится колеблющимся (за пластинкой возникает вихревая дорожка), при $Re = 400$ они падают по винтовой линии, вращаясь.

Со снежинкой может происходить: а) «заиневение», когда она покрывается, обычно с одной стороны, беспорядочно выросшими мелкими кристаллами; б) «обзернение», когда на ней, также с одной стороны, намерзают капли облаков с r от 5 до 40 мкм.

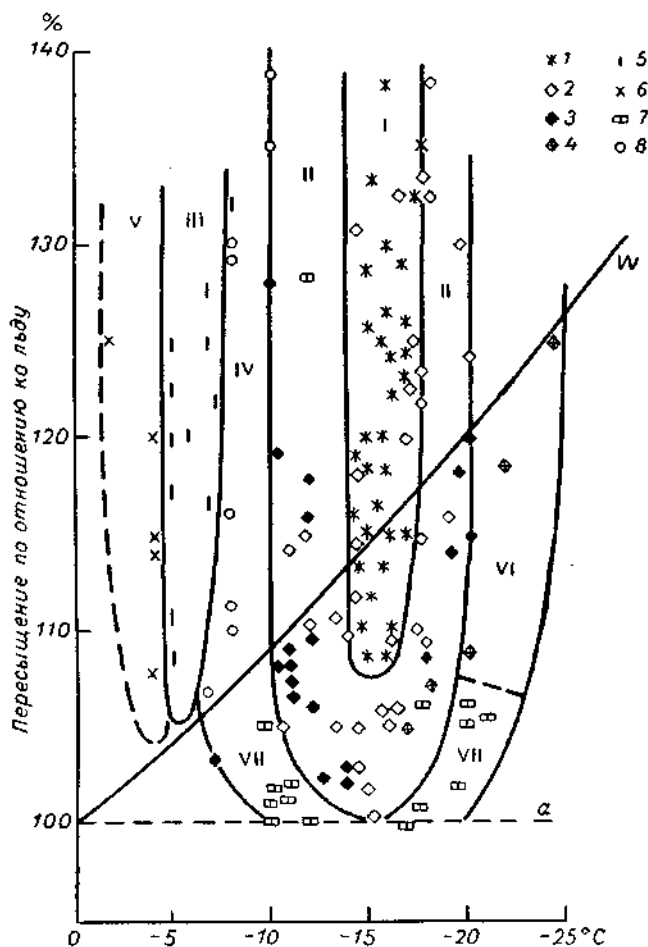


Рис. 132. Диаграммы Накайя. Формы снежинок в зависимости от температуры и пересыщения.

1 — дендриты, 2 — секторы и пластинки, 3 — толстые пластинки, 4 — пространственные пластинки, 5 — иглы, 6 — неправильные иглы, 7 — столбики, 8 — свиток или чаша, кривая α — разность упругостей пара над водой и льдом в зависимости от температуры.

Именно благодаря этим каплям снег содержит заметное количество солей, равное в среднем по Р. И. Грабовскому, 1,1 мг/кг.

Самое сильное обзернение происходит в верхних частях обла-

ков Сб, при этом образуются более плотные, чем обычно, снежинки, аморфные зерна крупы. Для них уравнение роста массы (103.4) запишется в виде

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R D \Delta p + \pi R^2 E W (v_R - v_r), \quad (113.1)$$

где W — водность облака, второй член справа описывает процесс обзёрнения. С помощью (113.1) Ладлам нашел, что уже через 10 мин. после начала ее роста такая частица на 90% состоит из намерзших капель. Диаметр зерен крупы иногда достигает 3 мм.

Значительная часть осадков на земном шаре выпадает в виде снега. По Е. А. Гейнцу, в Березово на Оби снег составляет 35% осадков, в Москве — 28%, в Астрахани — 23%, в Херсоне — 11%. С вторжением холодного воздуха снегопады изредка распространяются далеко на юг, в субтропическую зону. Так, например, метель в феврале 1899 г. намела в г. Гальвестон (США, 29° с. ш.) слой снега в 37 см толщиной, а в Вашингтоне (39° с. ш.) 27 января 1922 г. под тяжестью выпавшего снега толщиной 70 см провалилась крыша театра.

Зимой обширные пространства материков и замерзших морей покрыты снегом. По Г. Д. Рихтеру, в СССР наибольшая средняя продолжительность залегания снежного покрова наблюдается на Северной Земле и Таймыре — 270 дней в году, уменьшается к западу — до 80 дней на побережьях Балтийского моря и к югу — почти до 0. На равнинах наиболее мощный снежный покров наблюдается в среднем течении Енисея (в среднем до 110 см) и в предгорьях Урала (90 см). В горных долинах снегу бывает еще значительно больше. Там, на больших высотах, выше так называемой снеговой линии (на Кавказе, например, находящейся на высоте около 3200 м) накопление снега от зимы к зиме дает начало большим ледникам. В Антарктике накопление снега (соответствующее примерно 50—200 мм осадков в год на материке и до 600 мм — у побережья) в течение веков создало огромный слой льда и фирна (уплотненного и перекристаллизованного снега) мощностью до 4000 м, прогнувший заметно земную кору в этой области.

Плотность снежного покрова весьма изменчива. Свежий он очень легкий и его плотность порядка 0,15 г/см³, к весне она увеличивается до 0,33 г/см³ и более (например в Арктике) благодаря оседанию и перекристаллизации снега.

Для распределения снега на земной поверхности большое значение имеют метели, при которых ветер переносит снежинки и их обломки на далекие расстояния. Метель может происходить либо при выпадении снега, либо без него. Перенос снега только у самой поверхности земли называется лоземкой. Заметный перенос снега начинается уже при скорости ветра 4 м/сек. на высоте 2 м и

быстро усиливается с увеличением скорости ветра. По А. К. Дюнину [45], полный перенос Q снега метелью через один погонный метр в 1 сек. выражается эмпирической формулой [55]

$$Q = 0,686(v_5 - 2)^3 \text{ г/м} \cdot \text{сек.},$$

где v_5 — скорость ветра на высоте 5 см.

Большая часть этого переноса (87—91%) происходит в приземном слое толщиной всего 10 см, а снег, переносимый на больших высотах, представляет лишь безвредную декорацию, хотя он иногда и существенно ухудшает видимость.

Там, где поток ветра, несущего снег, встречает понижение рельефа — обрыв, лошину или железнодорожную выемку, скорость его уменьшается и часть переносимых снежинок оседает, образуя снежный надув или занос.

Большое значение имеют метели для баланса снега и льда Антарктиды. Очень сильные стоковые ветры у ее побережья сносят в море огромное количество снега, оцениваемое на разных участках от 3—5 до 25 млн. т через 1 пог. км в год. Значительный перенос часто наблюдается и на ст. Пионерская, в 375 км от побережья.

Статистическая теория течения снего-ветрового потока как двухфазной жидкости (в принципе, сходная с теорией движения лавин) в последние годы довольно интенсивно разрабатывается благодаря идеям Ф. И. Франкля и упомянутым уже экспериментально-теоретическим исследованиям А. К. Дюнина. Теория эта предполагает, что работа взвешивания твердых частиц происходит за счет диссипации турбулентной энергии воздушного потока. Поэтому интенсивность и вертикальная мощность снеговетрового потока возрастают с ростом диссипации ϵ .

§ 114. Град

Град — сферические частицы или кусочки льда разнообразнейшей, часто неправильной формы, диаметром от 5 до 50 мм и изредка более. Они бывают также конической формы, имеют на своей поверхности выступы или состоят из многочисленных «лепестков» и т. д. В градине есть ядро, с которого начался ее рост — обычно белая круглая или коническая частица крупы, на которую намерзли несколько слоев (3—4, иногда до 28) льда. Последние бывают прозрачные, либо непрозрачные — молочно-белые, пористые и содержащие включения воздуха. В прозрачных слоях, которые образуются из более крупных капель дождя при температуре лишь немного ниже 0°, концентрация солей меньше, чем в непрозрачных (рис. 133).

По наблюдениям во Франции в 1947—1958 гг. из 28 600 градин 53% имело диаметр 5—9 мм, 13% — 10—14 мм и лишь 1,5% — более 25 мм, бывают и более крупные градины. В Хейдграбене (ФРГ) 10 августа 1925 г. градина весом 2 кг пробила

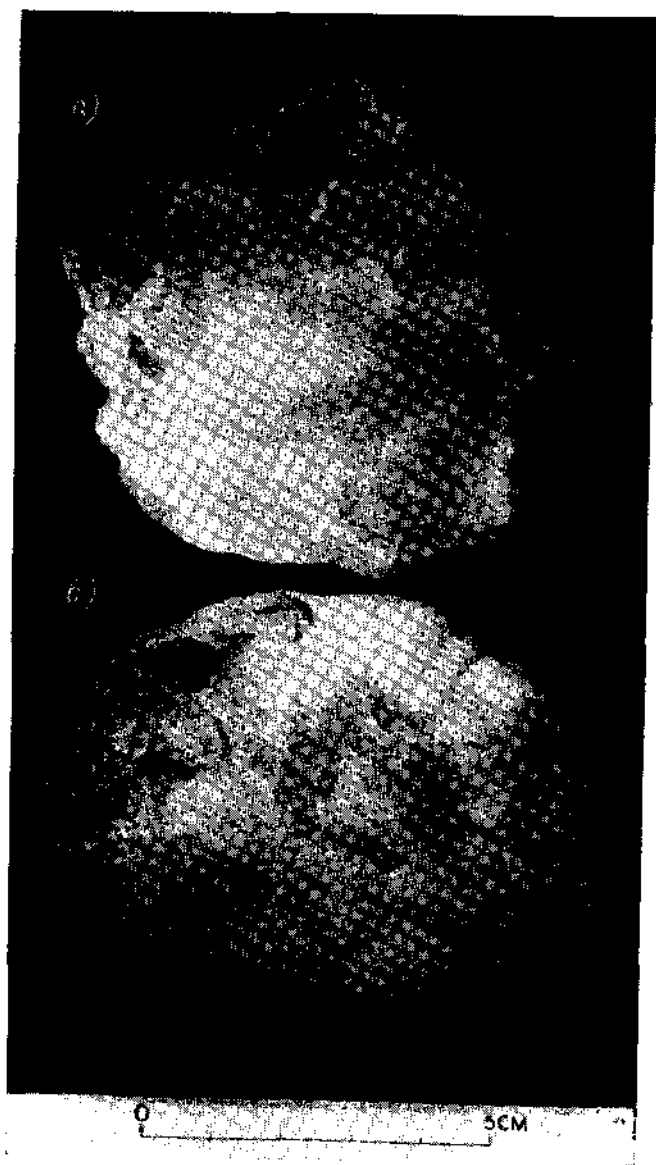


Рис. 133а. Формы градин. По Браунингу и Карте. Внешний вид градин в случаях, когда внешний растущий слой — прозрачный (а), и наоборот — молочный (б).

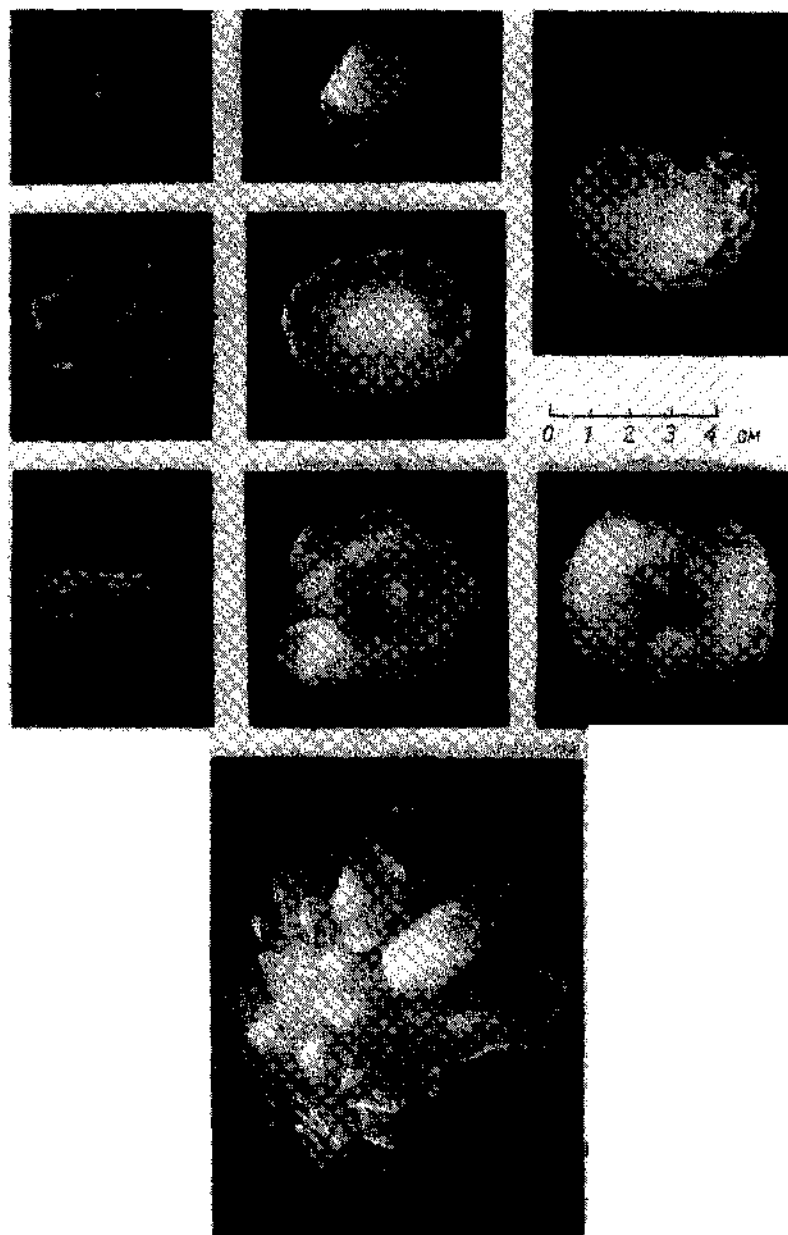


Рис. 1336. Различные формы градин.

крышу дома, в Хайдерабаде (Индия) 17 августа 1939 г. упала градина весом 3,4 кг. В США за 1951—1959 гг. было отмечено 272 случая повреждения градом самолетов, причем диаметры отдельных градин достигали 12 см.

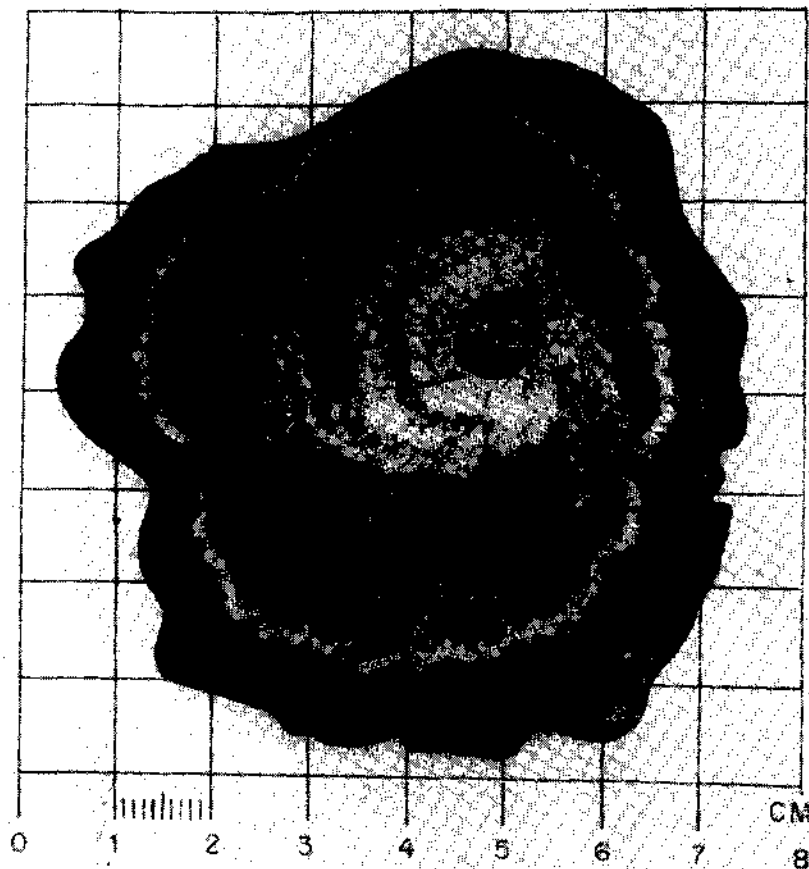


Рис. 133в. Сечение через центр роста градины В. На снимке молочный лед — белый, прозрачный лед — темный.

Градины больших размеров могут вырасти в переохлажденном облаке только тогда, когда их достаточно долго поддерживает или даже поднимает в нем сильный восходящий поток воздуха. Скорость этого потока должна быть сравнима со скоростью падения градины v_r , очень значительной.

Скорость роста градины рассчитывается по методу, предложенному Л. Крыстановым, с использованием уравнений И. В. Мещерского (§ 96). Считая окружающие, захватываемые капли неподвижными, для градины имеем

$$m \frac{dv}{dt} + v \frac{dm}{dt} = mg - F. \quad (114.1)$$

Скорость падения градины v направлена вниз, а сила сопротивления воздуха F выражается через число Рейнольдса приближенно так:

$$F = 6\pi r \eta v \frac{c_x}{24} \text{Re} = \frac{c_x}{2} \pi \rho_B r^2 v^2.$$

При r от 0,4 до 3 мм Крыстанов принимает для сферы, что $c_x = 0,6$. Тогда

$$\frac{d(mv)}{dt} = mg - \frac{c_x}{2} \pi \rho_B r^2 v^2. \quad (114.1a)$$

Предположим, что за время dt градина на пути dz захватывает все капли дождя (или облака) из проходимого ею объема $\pi r^2 dz = \pi r^2 v dt$. (Если коэффициент захвата $E < 1$, то его среднюю величину можно включить в значение водности дождя $\bar{W}$.) Прирост массы льда будет равен при этом

$$dm = d\left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_A\right) = 4\pi r^2 \rho_A dr$$

или

$$dm = \pi \bar{W} r^2 v dt, \quad dr = \frac{\bar{W} v}{4\rho_A} dt. \quad (114.2)$$

Раскрывая (114.1a), заменяя $\frac{dv}{dt}$ на $\frac{dv}{dr} \frac{dr}{dt}$, получим, используя (114.2)

$$v \frac{dv}{dr} + 3 \left(1 + \frac{c_x \rho_B}{2\bar{W}}\right) \frac{v^2}{r} - \frac{4g\rho_A}{\bar{W}} = 0.$$

Интегрируя, находим

$$v^2 = \left(v_0^2 - \frac{q}{p+1}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^p + \frac{q}{p+1} r, \quad (114.3)$$

где $q = \frac{8g\rho_A}{\bar{W}}$, $p = 6 \left(1 + \frac{c_x \rho_B}{2\bar{W}}\right)$, r_0 и v_0 — начальные значения радиуса и скорости градины.

Так как p велико и $\frac{r_0}{r}$ быстро уменьшается со временем, то в (114.3) можно пренебречь первым членом в правой части и вычислить скорость падения градины

$$v_r = \sqrt{\frac{g}{p+1} r} = \sqrt{\frac{8g\rho_{\text{л}}}{7\bar{W} + 3c_x\rho_{\text{в}}}} r,$$

медленно увеличивающуюся с ростом r . Она существенно зависит от коэффициента сопротивления c_x (поскольку $3c_x\rho_{\text{в}} \gg 7\bar{W}$). Поэтому v_r зависит от формы градины, которую, в отличие от капли, нельзя считать сферической. Маклин и Ладлам [207] на основании ряда опытов с градинами и их моделями в атмосфере нашли, что для вытянутых форм с размерами 1:1:0,5 $c_x = 0,70 \div 0,75$ для $R=1$ см. Для округлых «камней» c_x порядка 0,48—0,63; c_x увеличивается при наличии на них выступов и пр. c_x очень медленно убывает с ростом размеров градины. Наблюденные этими авторами, а также Р. Листом скорости падения естественных градин весом 20 г достигали 25—27 м/сек. Абсолютная скорость падения градины, очевидно, равна $v_r - v_0$, где v_0 — скорость восходящего потока. Градина может, в зависимости от знака $v_r - v_0$, опускаться или подниматься, попадая то в мелкокапельные, то в крупнокапельные слои облака и наращивая слои различной структуры. Для роста градины благоприятно кучево-дождевое облако большой мощности и большой водности. Учитывая (114.3), Шуман рассчитал, как будет расти градина, падающая в облаке с высоты 7 км (где $t = -22^\circ$ и $p = 416$ мб) до высоты 4 км ($t = 0^\circ$ и $p = 633$ мб). Оказалось, что для того чтобы при восходящем потоке со скоростью 10 м/сек. радиус градины достиг 1 см, нужна водность 2,2 г/м³, а для $r=4$ см — водность 18,7 г/м³. Если же коэффициент захвата $E \ll 1$ (например, в мелкокапельном облаке), то необходимы, как экспериментально показал Бартишвили [5], еще большие водности. Это поясняет, почему большие градины наблюдаются очень редко.

При быстром росте градины выделяющееся скрытое тепло не успевает рассеяться теплопроводностью воздуха и не позволяет всей воде замерзнуть — происходит так называемый мокрый рост градины. Поэтому скорость намерзания льда зависит и от температуры воздуха.

Град выпадает преимущественно из фронтальных кучево-дождевых облаков полосами или пятнами, смещающимися вместе с фронтом. Выпадение града обычно недолговременно, но град причиняет большой вред посевам, садам, самолетам в воздухе и даже строениям. Так, например, в США средний убыток от града достигает 100 млн. долларов ежегодно.

§ 115. Формы наземных осадков

Росой называют мелкие капли воды, образующиеся ночью на поверхности земли, на траве и листьях деревьев, путем конденсации пара из приземного слоя воздуха или даже из почвенного воздуха (например, на нижней поверхности свободнолежащих камней). Возникновению росы содействует радиационное охлаждение в ясные, но влажные ночи, при штиле или небольшом ветре. Благоприятно и перемешивание воздуха, поскольку при этом конденсирующийся пар черпается из его слоя мощностью 50—70 м. В лесу высотой, например, 10 м, под деревьями росы может не быть тогда, когда она обильно оседает на их верхушках. Это доказывает, что для образования росы нужен значительный слой охлаждающегося воздуха.

В Москве бывает в среднем 86 ночей с росой в году, но ее количество (слой воды) за лето достигает лишь 0,5—2,2 мм, т. е. незначительно по сравнению с дождем. В тропическом климате роса очень обильна, так что в лесу капли ее, стекая с листьев деревьев, стучат подобно дождю.

Сходен с росой *иней* — мелкие замерзшие капли или кристаллы льда, появляющиеся ночью на поверхности земли и на малотеплопроводных и поэтому быстро охлаждающихся наземных предметах, как, например, на опавших листьях.

К опасным явлениям, которые нужно предвидеть (предсказывать), относятся *изморозь* и *гололед*, образующиеся на ветвях деревьев, телеграфных и высоковольтных проводах и пр. Большие отложения изморози и гололеда ломают деревья, рвут провода и т. п. Они почти всегда возникают при ветре, еще усиливающим эти разрушения.

Кристаллическая изморозь состоит из легких пластинчатых кристаллов, растущих на ветвях и проводах за счет сублимации пара в тумане или, при сильном морозе, просто во влажном воздухе, особенно близ незамерзших водоемов и пр. Кристаллы ее растут навстречу ветру, несущему пересыщенный воздух.

Зернистая изморозь, более плотная и опасная, как и обмерзевший снег, включает, кроме кристаллов, замерзшие капли тумана.

Гололед — плотное отложение льда, образующееся из переохлажденных капель дождя или мороси, реке тумана, обычно при температуре -1 , -6° . Капли их, несомые ветром, замерзают на ветвях, проводах и пр. или с наветренной стороны, или в виде общего неправильной формы прозрачного или беловатого слоя.

Рост гололеда на проводе можно количественно описать как явление захвата (см. § 106) малых капель. При обтекании цилиндра радиусом R поперечным к нему потоком ветра со скоростью v_∞ составляющие скорости ветра, если обозначить $x^2 + y^2 = r^2$ (рис. 134), будут равны:

$$u_x = v_\infty \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \cos 2\theta \right); \quad u_y = v_\infty \frac{R^2}{r^2} \sin 2\theta. \quad (115.1)$$

С помощью подстановки, использованной в § 106, уравнения траекторий каплей около цилиндра приводятся также к виду (106.2а), в котором, по-прежнему, $p = mv_\infty / 6\pi r \eta R$. Построив крайние траектории, еще касающиеся цилиндра, при разных p , И. П. Мазин

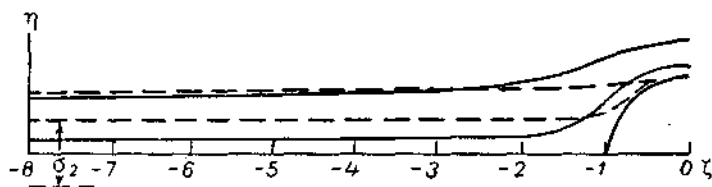


Рис. 134. Осаждение гололеда на цилиндрическое тело.

Сплошные линии — линии тока, прерывистые — крайние (критические) траектории каплей при $p=1$ и $p=5$. Стрелкой отмечено сечение захвата.

определил коэффициент захвата цилиндра $E(p)$ для небольших скоростей ветра (малых Re), приведенный в табл. 84.

Таблица 84

$E(p)$ для цилиндра									
p	...	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0	20,0	50,0	100
$E(p)$	...	0,17	0,37	0,57	0,78	0,89	0,94	0,97	0,98

При $p < p_{кр}$ (для цилиндра $p_{кр} = 0,125$) оседания каплей нет, т. е. при мелких каплях и слабом ветре гололед не образуется. Масса льда, оседающего на 1 см длины провода в 1 сек., равна:

$$Q = 2RE(p)\bar{W}v_\infty. \quad (115.2)$$

Так, например, при большом гололеде в Пятигорске 14 февраля 1944 г., по данным Н. С. Муретова, на проводах радиусом 2,5, 12,5 и 24 мм образовалось соответственно 253, 597 и 811 г льда на метр. Чем выше над землей, тем сильнее гололед. Массы гололеда, образующегося на высотах 2, 6 и 12 м, относятся как 59:100:141. Это зависит от увеличения скорости ветра v_∞ и, вероятно, плотности тумана с высотой.

Примеры профилей отложения гололеда приведены на рис. 135. Для гололеда характерно то, что с его ростом форма «захватывающего» тела меняется, оно вытягивается навстречу потоку воздуха. При этом $p_{кр}$ убывает, если профиль эллиптический. Для эллиптического цилиндра $p_{кр} = \frac{1}{4}(A+1)$, где A — отношение его продольной и поперечной осей. Поэтому коэффициент захвата E со временем растет и накопление льда ускоряется.

Особенно опасен гололед в смеси с зернистой изморозью, объемистый и представляющий большое сопротивление ветру. Так,

по Н. С. Муретову, в декабре 1938 г. в районе Малгобека на Северном Кавказе на линии электропередачи отложения такой смеси в поперечнике до 24 мм и весом до 3 кг на метр, поломали при сильном ветре многочисленные мачты-опоры этой линии. Гололед и изморозь, особенно в горных странах, ведут к перерывам в электроснабжении и телеграфной связи.

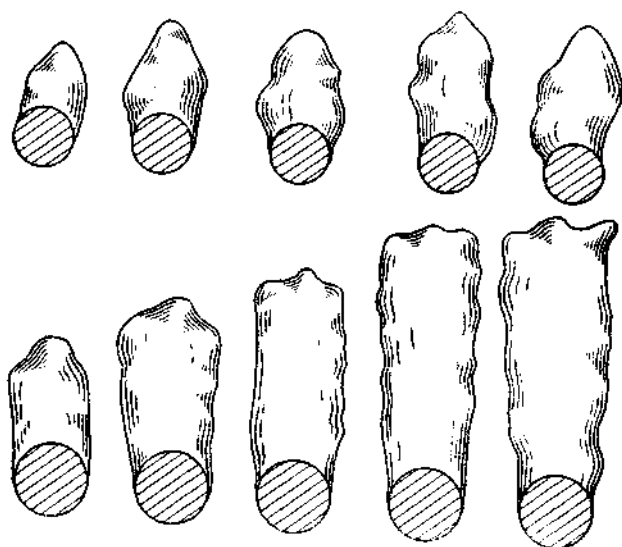


Рис. 135. Формы поперечного сечения нарастающего мощного гололеда. По Н. С. Муретову.

§ 116. Обледенение самолетов

При полете самолета в переохлажденных облаках образуется отложение более или менее толстого слоя льда на передних кромках крыльев, на винте, рулях управления, а также на мелких деталях, например, на трубке Пито, антенне и даже на заклепках. Явление это сходно с гололедом, но интенсивнее его из-за большей скорости полета современных самолетов.

Величина обледенения, по аналогии с (115.2), пропорциональна водности облака, капельного или смешанного, скорости полета и коэффициенту захвата для данного профиля, например крыла. Так как скорости капель относительно воздуха в возмущенной части потока, сравнимые со скоростью самолета, велики, для них закон Стокса не соблюдается и сила сопротивления F вычисляется [88] с поправкой, указанной в § 112.

Поскольку для малых деталей параметр r больше, чем для крупных, то их коэффициент захвата велик и их обледенение мо-

жет происходить даже тогда, когда большие детали свободны от льда ($\rho < \rho_{кр}$). В частности $\rho_{кр} = 0,003 \div 0,005$, для крыла самолета, если за характерный размер взять хорду крыла.

Обледенение увеличивает вес самолета, уменьшает подъемную силу крыльев и тяговую силу винта и может привести его к вынужденной посадке. Оно наиболее опасно в облаках Сб, а также в Sc, St, Ns и мало заметно в высоких и тонких слоях As и As. Опасность обледенения возрастает, если большие водности наблюдаются в облаках на значительном протяжении. Так, например, в тропических районах Африки в 1959 г. Хаулетт наблюдал $\bar{W} = 7$ г/м³ на отрезке 3 км при $t = -10^\circ$ и $\bar{W} = 4$ г/м³ при $t = -20^\circ$. Скрытое тепло, выделяющееся при намерзании льда, повышает температуру крыла и может ослабить частично процесс обледенения, что надо учитывать при его прогнозе.

При полете сверхзвукового самолета воздух непосредственно перед его крылом не возмущен, капли не «расступаются» перед ним и коэффициент захвата равен единице, т. е. обледенение такого самолета — максимальное. В то же время выделяющееся в воздухе тепло торможения, количество которого пропорционально v^2 , нагревает крыло и при достаточно большой скорости (при числе Маха 1,3—1,4) опасность обледенения исчезает.

§ 117. Распределение осадков на земном шаре

Сумма осадков, выпадающих за год или за тот или другой месяц — важная характеристика погоды или климата места.

Количество осадков, выпавших весной и летом, определяет урожай сельскохозяйственных культур. Многие из них зависят также и от зимних осадков, увлажняющих почву к моменту посева. Это особенно относится к степным областям, отличающимся умеренно влажным, а местами и полусухим климатом, которые в СССР и во всем мире являются основными производителями зерна. Суммы осадков определяют водность рек и их пригодность для искусственного орошения, возможность судоходства и водоснабжения городов.

Осадки — наиболее изменчивый во времени и в пространстве элемент погоды и климата. Они зависят от разнообразных сочетаний атмосферных процессов и условий местности. В жарком климате, при высокой удельной влажности воздуха, процессы конденсации, если они возникают, протекают очень интенсивно и дают много осадков (рис. 136), в холодном климате, наоборот.

Области сходимости воздушных потоков, где легко развиваются восходящие движения, например внутритропическая зона сходимости пассатов (см. § 153), обычно богаты дождями. Так, на Тринидаде (11° с. ш.) выпадает в год в среднем 149 см осадков, на Сейшельских о-вах (5° ю. ш.) — 240 см, на о-вах Молден

(4° ю. ш.) — 73 см. Аналогичны им зоны фронтов умеренного пояса, например та, которая от Великих озер США пересекает Атлантический океан вблизи берегов Исландии и Норвегии и достигает Новой Земли. Связанные с ней осадки в Галифаксе (Ньюфаундленд) составляют 139 см, на Фарерских о-вах — 128 см, в Бергене (Норвегия) — 194 см и местами в горах Норвегии достигают 600 см.

Область субтропических антициклонов, около 30° — широты, где, как предполагают, формированию облаков и осадков мешает общее нисходящее движение воздуха, образует обширный пояс пустынь и степей. Такой пояс простирается через Сахару, Аравию, Иран, Среднюю Азию до пустыни Гоби. Местами тут по многу лет не бывает капли дождя, хотя изредка прорывы холодного воздуха с севера приносят кратковременные ливни. Аналогичные пустыни других континентов — Калахари и Южной Африке, Атакама в Южной Америке — менее обширны.

Поскольку восходящее движение воздуха у линий сходимости воздушных течений и у фронтов ускоряется, когда они приближаются к горам, то вблизи гор осадки всегда усиливаются. Так, в Богоре, в горах Явы, количество осадков достигает 437 см в год (в то время, как в Джакарте у берега моря всего 180 см), в Дебундже у подножия пика Камерун — 1047 см. В Индии при летнем муссоне, дующем с моря, на суше формируется много небольших циклонов с умеренными дождями, которые, дойдя до гор, вызывают катастрофические ливни. Так, в Черрапунджи, в предгорьях Гималаев (Восточная Индия), в среднем за год выпадает 1094 см осадков, а в 1861 г. выпало даже 2300 см, а за один день 14 июня 1876 г. — 104 см. В горах на больших расстояниях различие осадков может быть огромно. Так, на Аляске с наветренной западной стороны высоких гор, в Латуше выпадает 428 см, а в Атлин — 28 см. Заметное влияние на осадки оказывают и такие малые возвышенности, как Среднерусская. Потому распределение осадков на Европейской территории СССР очень пестрое. У побережий, даже плоских, увеличенное трение над континентом помогает постепенному развитию восходящих движений в набегающем потоке ветра. Так, по А. И. Бузу, в Прибалтике количество осадков увеличивается на расстоянии 30—40 км от берега на 100—140%, а далее снова убывает.

В СССР наиболее дождливым является район Батуми (246 см в год), у подножия Аджарских гор, где над Черным морем часто развиваются циклоны. Наиболее сильные ливни, до 26—30 см в день, выпадают также в Приморье (на Дальнем Востоке). В Средней Азии количество осадков невелико (10—35 см в год). В Туркмении есть места, где их практически не бывает. В Ленинграде, Москве, Томске и Хабаровске выпадает около 55 см осадков в год, а далее на север их количество уменьшается.

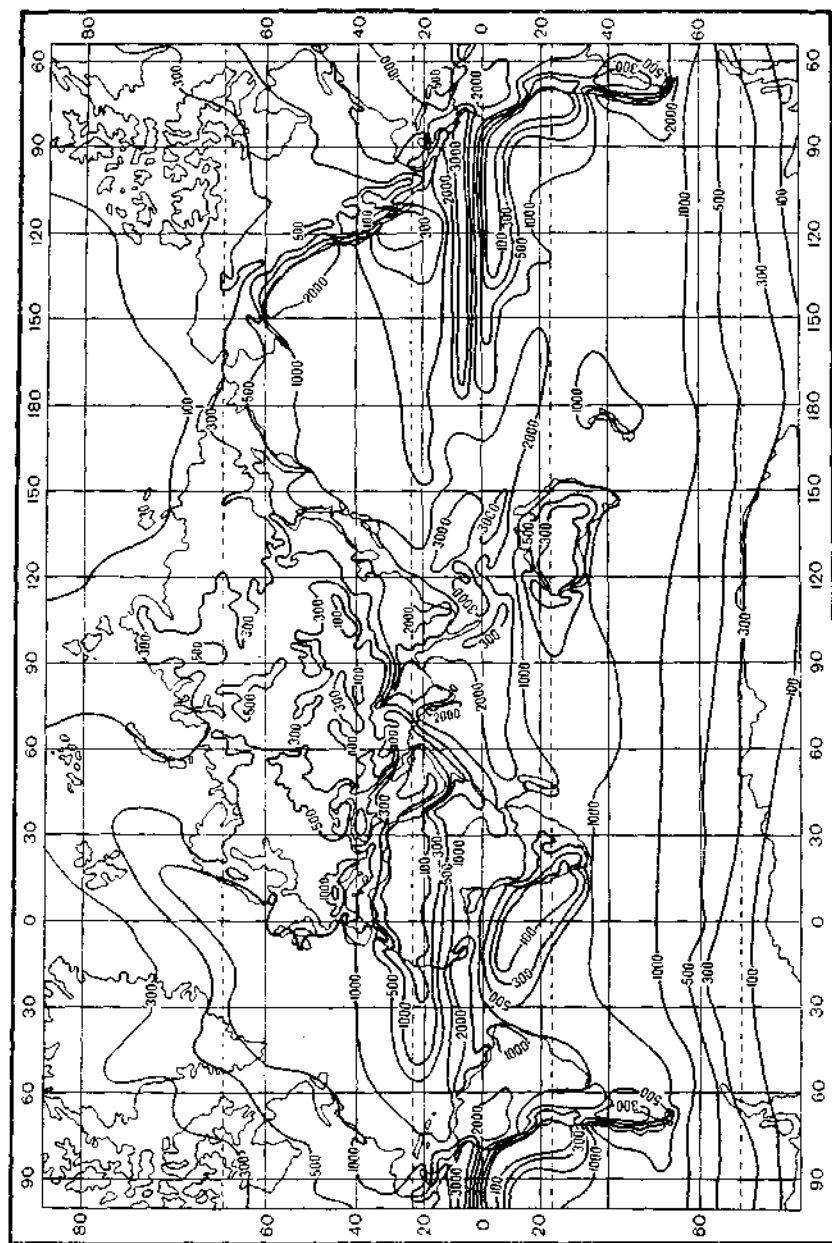


Рис. 136. Годовое количество осадков на земном шаре в см.

РАЗДЕЛ IV

ТЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Глава XVIII

ВЕТЕР И КИНЕМАТИКА ВОЗДУШНЫХ ТЕЧЕНИЙ

§ 118. Скорость ветра

Наблюдение показывает, что воздух, от самых нижних, приземных слоев, до наиболее разреженных высоких слоев атмосферы находится в постоянном движении. Движение это исключительно сложно и изменчиво, скорость его меняется от нуля (штиль) до величин, приближающихся к скорости звука.

Горизонтальную составляющую скорости движения воздуха называют *ветром* и говорят о скорости и направлении ветра — южного, западного и т. д., смотря по тому, *откуда* он дует. Различают восемь основных румбов ветра — северный, северо-восточный и т. д., сокращенно С, СВ, ... (или N, NE, ...), и восемь добавочных промежуточных румбов ССВ, ВСВ, ... (NNE, ENE, ...). Следует помнить, что при изучении движений ионосферы и метеорных следов до сих пор часто используют румбы, указывающие, *куда* дует ветер, хотя такой метод не рекомендован Всемирной метеорологической организацией.

Скорость ветра измеряют обычно в м/сек. или в узлах: 1 узел = 1 морская миля/час = 1,852 км/час = 0,514 м/сек. Для визуальной оценки силы ветра существует так называемая шкала Бофорта, дающая характеристику ветра различной скорости (см. табл. 85).

Очень большие скорости ветра наблюдаются при сильных бурях. Так, например, при боре 9 февраля 1934 г. в обсерватории на Мархотском перевале над Новороссийском ураганом отмечил скорость ветра 62 м/сек. По свидетельству заведующего об-

Шкала Бофорта

Количество баллов, по Бофорту	Скорость, м/сек.	Характеристика ветра
0	0—0,5	Штиль
1	0,6—1,7	Тихое дуновение ветра, дым из труб поднимается не вполне вертикально
2	1,8—3,3	Легкий ветер, заметно ощущаемый
3	3,4—5,2	Слабый ветер, колеблющий листья и тонкие ветви
4	5,3—7,4	Умеренный ветер, колеблющий мелкие ветви и вытягивающий вымпелы на судах
5	7,5—9,8	Свежий ветер, колеблющий большие сучья на деревьях
6	9,9—12,4	Крепкий ветер, колеблющий большие ветви и слышимый в домах
7	12,5—15,2	Сильный ветер, качающий небольшие стволы деревьев и поднимающий пенящиеся волны на море
8	15,3—18,2	Очень крепкий ветер, качающий большие деревья и заметно задерживающий движение человека против ветра
9	18,3—21,5	Шторм, ломающий ветви деревьев, сбрасывающий черепицу
10	21,6—25,1	Сильный шторм, ломающий деревья
11	25,2—29	Жестокий шторм, сопровождающийся разрушениями
12	>29	Опустошительный ураган

серваторией А. А. Лютницкого, во время бory 23—24 апреля 1912 г. скорость ветра была значительно больше, ветер выдавил в здании обсерватории двери и окна и сорвал крышу с балконами и стропилами. В Антарктике, где соседство очень холодного материка и сравнительно теплого моря создает большие градиенты давления, на мысе Деннисон средняя годовая скорость ветра равна 22 м/сек., а зимой, в июле, она достигает 26 м/сек., отдельные порывы ветра бывают до 90 м/сек. При тропических ураганах порывы ветра достигают 110 м/сек. Еще больше скорости ветра в свободной атмосфере. Так, над тропической частью Тихого океана в ноябре 1960 г. О. К. Ильинский наблюдал скорость 164 м/сек.

Как это следует из табл. 85, скорости ветра, обычно наблюдаемые в атмосфере, малы по сравнению со скоростью звука (равной 330 м/сек.). Поэтому динамические изменения плотности и давления в атмосферных потоках, определяемые теоремой Бернулли, незначительны.

§ 119. Вертикальное распределение средней скорости ветра

Средняя скорость ветра в большинстве случаев постепенно возрастает с высотой. Близ поверхности земли или воды движение воздуха задерживается благодаря трению, создаваемому неровностями (волнами) подстилающей поверхности. Теоретически обычно считают, что на уровне мелких неровностей (трава, шероховатости почвы или снежного покрова и пр.) скорость ветра равна нулю («условие прилипания»). Однако, по крайней мере для некоторых задач, например о переносе снежинок или пылинок, это крайнее условие требует уточнения.

С удалением от поверхности земли эффект трения убывает и скорость ветра возрастает вверх сначала быстро (до высоты нескольких метров), а затем все медленнее. Это происходит как при неустойчивой стратификации воздуха (подстилающая поверхность теплее воздуха), так и при устойчивой. Этот слой до высоты 50 м иногда называют *приземным*. Распределение скорости ветра в этом слое хорошо описывается логарифмической формулой (которая обоснована в § 132).

$$u = u_1 \frac{\ln z - \ln z_0}{\ln z_1 - \ln z_0}, \quad (119.1)$$

где u_1 — скорость на высоте $z=1$, а z_0 — так называемый параметр шероховатости — высота, на которой $u=0$. По Пристли, над ровным снежным покровом или короткой травой $z_0=0,005$ см, над скошенной травой высотой 3 см $z_0=0,7$ см и т. д., причем z_0 убывает при сильном ветре.

При устойчивой стратификации и небольших скоростях формула (119.1) неточна — вблизи земли скорости ветра меньше, чем следует из нее, очевидно, потому, что значительная доля энергии потока расходуется на работу против сил Архимеда.

С ростом z_0 знаменатель в (119.1) уменьшается скорее, чем числитель, так как скорость ветра сильно зависит от характера местности, иногда даже больше, чем от общих климатических условий.

Так, анализируя наблюдения на Европейской территории СССР, М. Е. Подтягин нашел, что на высоте 12 м на открытом берегу моря скорость ветра в среднем равна 5,8 м/сек., в степи — 4,6 м/сек., а вблизи леса или на поляне в лесу — всего 2,3 м/сек. Вероятно, ветер зависит от средней величины z_0 в довольно большой области вокруг пункта наблюдения.

Выше приземного слоя средняя скорость ветра также постепенно возрастает вверх. Иногда обнаруживается слабый макси-

мум ее на высотах 300—500 м над землей, возможно, связанный со струйным течением нижней атмосферы. Так называют местное усиление ветра внутри пограничного слоя, порой весьма значительное, но не получившее еще физического объяснения. Выше этого максимума ветер несколько слабее, но далее снова начинает усиливаться, поскольку в тропосфере горизонтальный градиент давления обычно увеличивается с высотой, в особенности зимой. Это усиление ветра, следовательно, отражает черты общей циркуляции атмосферы умеренных и полярных широт.

§ 120. Годовой и суточный ход скорости ветра

Средняя скорость ветра в умеренных и полярных широтах меняется в течение года весьма сходным образом как в тропосфере, так и в нижней стратосфере. Она максимальна зимой, когда разность температур между тропиками и полюсом наибольшая. Соответственно в это время велика и разность давления между

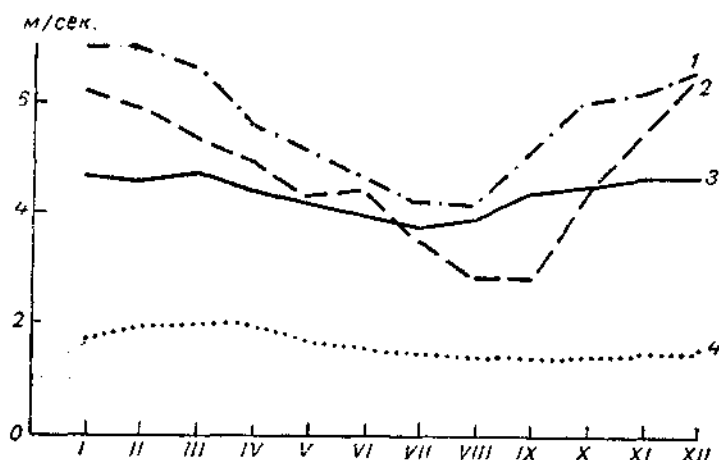


Рис. 137. Годовой ход скорости ветра (м/сек.) у земли.

1 — Териберка, 2 — Ленинград, 3 — Тихорецкая, 4 — Ташкент.

ними на всех уровнях. К лету, с уменьшением контраста температур и различий давления, ветры везде ослабевают. Циркуляция атмосферы в целом гораздо слабее летом и интенсивнее зимой. На рис. 137 приведены примеры годового хода скорости ветра у земли в ряде мест земного шара, а на рис. 138 указаны скорости ветра в свободной атмосфере над Веной, где максимум скорости ветра отмечается в январе и минимум — в июне.

Суточный ход ветра сложен, и многие черты его еще не объяснены. Над континентом на малых высотах, до 200 м, скорость ветра наибольшая в самые теплые послеполуденные часы, когда она может быть в 2—3 раза больше геострофической (см. § 124), и наименьшая — ночью. Такой ход ветра выражен лучше всего летом (рис. 139 а, нижние кривые). Особенно усиливается ветер, иногда до шторма, днем над степями и пустынями (например, в Центральной Азии), совершенно стихая затем ночью. При устойчивой стратификации воздуха этот ход исчезает — так, например, по наблюдениям А. И. Григорьева, на маленьком острове

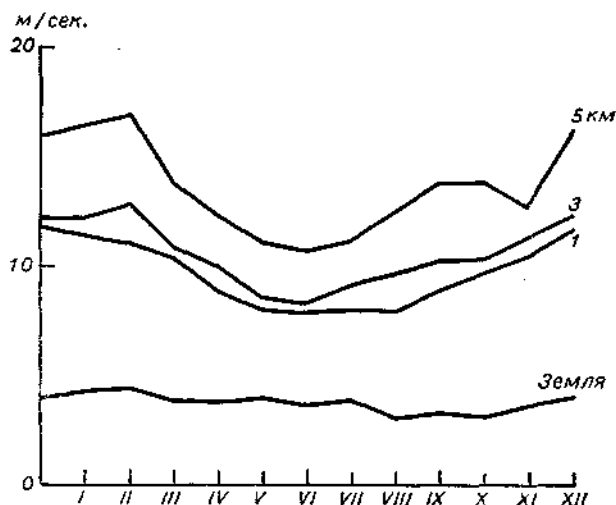


Рис. 138. Годовой ход скорости ветра над Веной в 1952—1960 гг. у земли и на высотах 1, 3 и 5 км. Среднее за 3 и 15 час. По Ф. Штейнхаузеру.

Сухо среди холодного Ладожского озера даже летом ветер заметно ослабевает днем (5 м/сек.) и усиливается ночью (7 м/сек.).

Летом уже примерно с высоты 150—200 м над почвой (а при сильной конвекции, как это наблюдалось в Голодной Степи, — выше) ход скорости ветра обратный, максимум ее наблюдается ночью и минимум — днем. Зимой обращение это наблюдается уже на высоте 50 м (см. рис. 139, верхние кривые).

Еще в 1882 г. А. И. Воейков указал, что дневное усиление ветра у земли можно объяснить усиленным перемешиванием, приносящим сверху частицы с большими горизонтальными скоростями в то время, как частицы, заторможенные у земли трением о ее поверхность, поднимаются наверх. При этом предполагается, что сумма количества движения сохраняется. Аналогично ослаблением турбулентности можно было бы объяснить и ночное усиление ветра выше приземного слоя. Однако, наблюдения пока-

зывают, что это ночное усиление так велико на высотах 0,5—1,0 км [190] и охватывает такой мощный слой атмосферы, до 2—3 км высоты, что гипотеза о сохранении количества движения уже не годна (рис. 140). Иногда на высотах менее 1 км, обычно ночью,

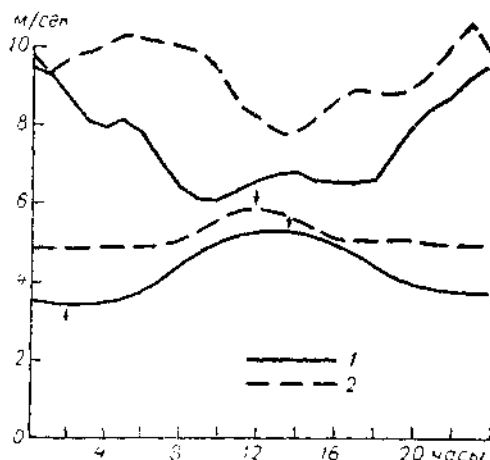


Рис. 139. Суточный ход скорости ветра в Науэне (ГДР) на высоте 16 м (а) и 258 м (б).

1 — теплое полугодие, 2 — холодное.

даже образуются очень сильные «струйные» течения нижней атмосферы (рис. 141).

Можно считать, как это предположил В. Д. Решетов и численным расчетом доказал Л. Т. Матвеев, что в дневное время большие скорости и турбулентность в приземном слое (над сушей) создают столь большую диссипацию энергии, что кинетическая энергия всей нижней тропосферы до 2—3 км заметно убывает и восстанавливается лишь ночью, заимствуя тогда часть энергии общей циркуляции атмосферы.

По некоторым данным, на высотах 3—5 км ветер усиливается днем и ослабевает ночью, а вблизи тропопаузы ход его снова (в третий раз) обращается. (О суточной смене ветра в горах и на побережьях см. § 149—151.)

Над океаном в субтропических широтах скорость ветра заметно возрастает ночью, как бы компенсируя ослабление его в это время над сушей.

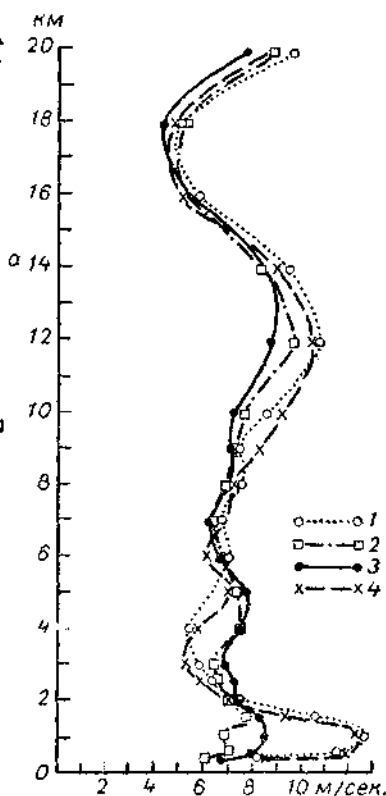


Рис. 140. Изменение скорости ветра с высотой в 6 час. (1), 12 час. (2), 18 час. (3) и 24 часа центрального времени США (CST) (4). Форт Уэрт, Техас, США, июль 1958 г.

По Херингу и Бордену.

Слабый суточный ход ветра в тропиках, в области пассатов, имеющий два максимума (в 9 и 23 часа, см. рис. 142 б), вероятно,

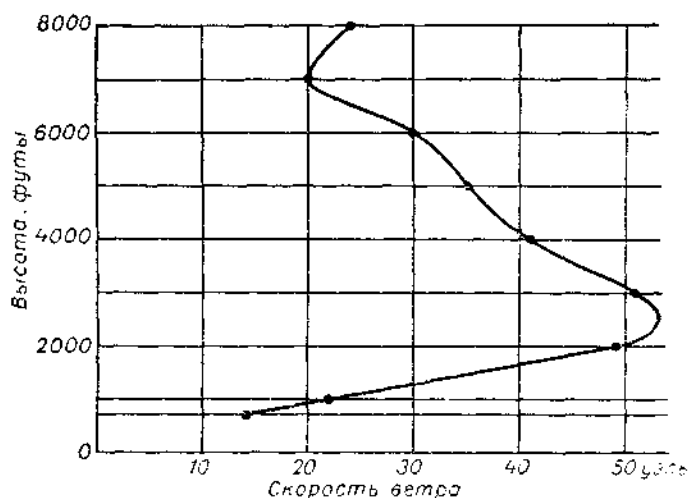


Рис. 141. Пример струйного течения пограничного слоя на высоте 600–1200 м. Талса, Оклахома, США, 8 августа 1951 г. По Блэкедеру.

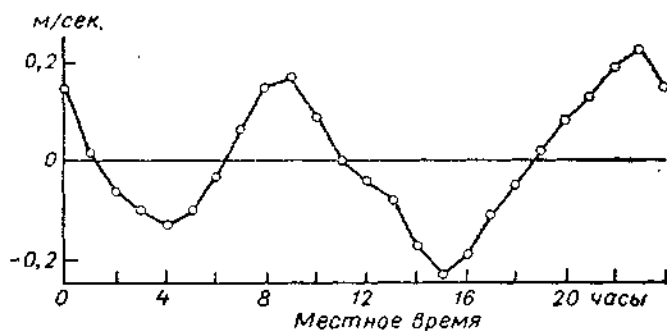


Рис. 142. Суточный ход скорости ветра над тропической (пассатной) зоной океана. Отклонения от средней суточной скорости, равной 7,95 м/сек. По Роллю.

связан с приливной волной давления воздуха. Эта волна движется с востока на запад, и с прохождением гребня этой волны связана добавочная восточная составляющая, а с прохождением ложбины — западная, со скоростями порядка 0,25 м/сек.

§ 121. Линии тока, траектории и вертикальные движения воздушных частиц

Линией тока, как известно, называется кривая, касательная к которой в данной точке параллельна вектору скорости ветра в этот момент. Совокупность линий тока дает как бы моментальную фотографию воздушных течений. На рис.143 приведен пример линий тока, построенных по наблюдениям ветра на уровне

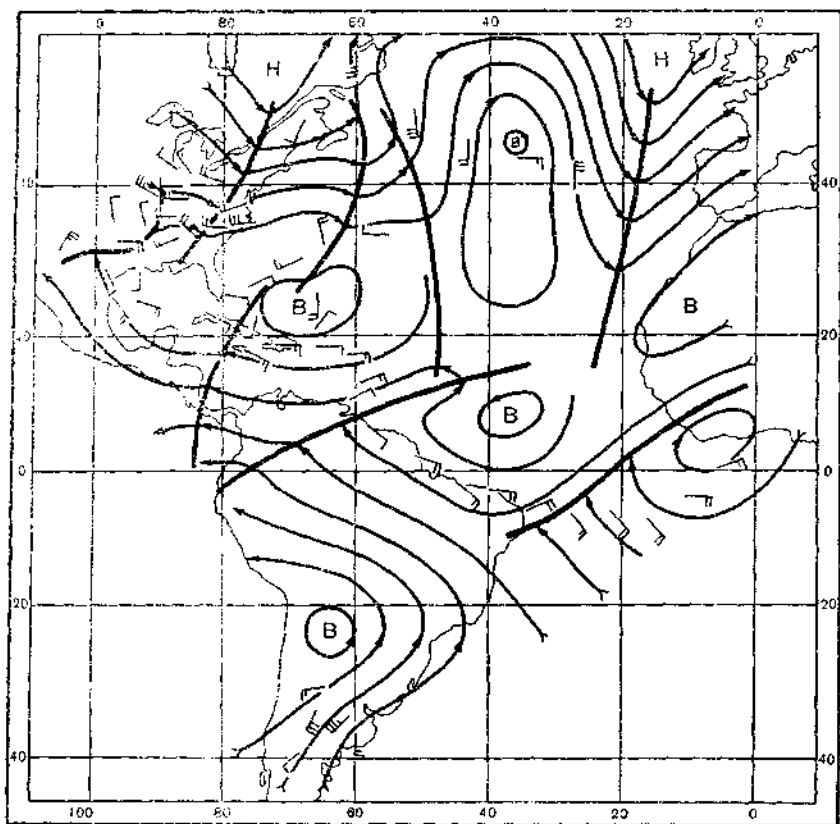


Рис. 143. Пример линий тока на уровне 3 км 6 сентября 1944 г. По Крессману.
Жирные линии — линии сходимости.

3 км над Атлантическим океаном и смежными континентами. Если $u(x, y, t)$ и $v(x, y, t)$ — составляющие ветра по осям x и y в момент t_0 , то уравнение линий тока запишется в виде

$$\frac{dx}{u(x, y, t_0)} = \frac{dy}{v(x, y, t_0)}. \quad (121.1)$$

Там, где линии тока сближаются, скорость увеличивается и наоборот, таким образом, по полю этих линий можно судить о поле ветра.

От линий тока нужно отличать *траектории* индивидуальных частиц воздуха. Их можно построить, проследив тем или иным способом за движением частицы в течение долгого времени. Касательные к траектории указывают направление скорости в тот момент, когда частица проходит точку касания. Траектория не совпадает с линией тока, поскольку за время движения частицы эти направления непрерывно меняются. Если же поле скоростей стационарно, как, например, в неподвижном и неизменяющемся циклоне, то траектории совпадают с линиями тока (на высотах более 1 км, выше уровня трения они почти совпадают с изобарами или изогипсами). Траектории можно строить, интегрируя уравнения:

$$\frac{dx}{dt} = u(x, y, t), \quad \frac{dy}{dt} = v(x, y, t), \quad (121.2)$$

задав начальное положение частицы (x_0, y_0) .

Представление о траекториях частиц несколько условно, так как благодаря турбулентным движениям частицы могут случайным образом далеко уклоняться от траекторий, вычисленных по среднему в данной точке ветру.

Между *кривизной траектории* K_T и *кривизной линии тока* K_L существует простое соотношение. По определению, кривизна K_T равна изменению направления ветра ψ при смещении на единицу пути вдоль траектории

$$K_T = \frac{d\psi}{ds}.$$

Так как $\frac{d\psi}{ds} = \frac{d\psi}{dt} \frac{dt}{ds}$, то раскрывая индивидуальную производную $d\psi/dt$ и обозначая через v скорость ветра, имеем

$$K_T = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + v \frac{\partial \psi}{\partial s} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = K_L + \frac{1}{v} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} \right). \quad (121.3)$$

где $\partial \psi / \partial s$ — изменение ψ вдоль линии тока s , построенной для данного момента $t = \text{const}$, есть кривизна линий тока K_L ; $\partial \psi / \partial t$ есть, очевидно, местная скорость поворота ветра со временем.

Траектории частиц, а вместе с ними скорость ветра и пр. в атмосфере изучали с помощью так называемых уравновешенных шаров, летящих свободно на одной и той же высоте. Способ этот, однако, опасен для находящихся в том же районе самолетов и редко применяется сейчас, так как дает мало новой информации в поле течений.

В некоторых местах сближение линий тока, а поэтому и усиление ветра может быть создано рельефом местности. Поток ветра, вступающий в узкое ущелье, ускоряется, поскольку там линии тока вынуждены сближаться. Таков, например, сильный ве-

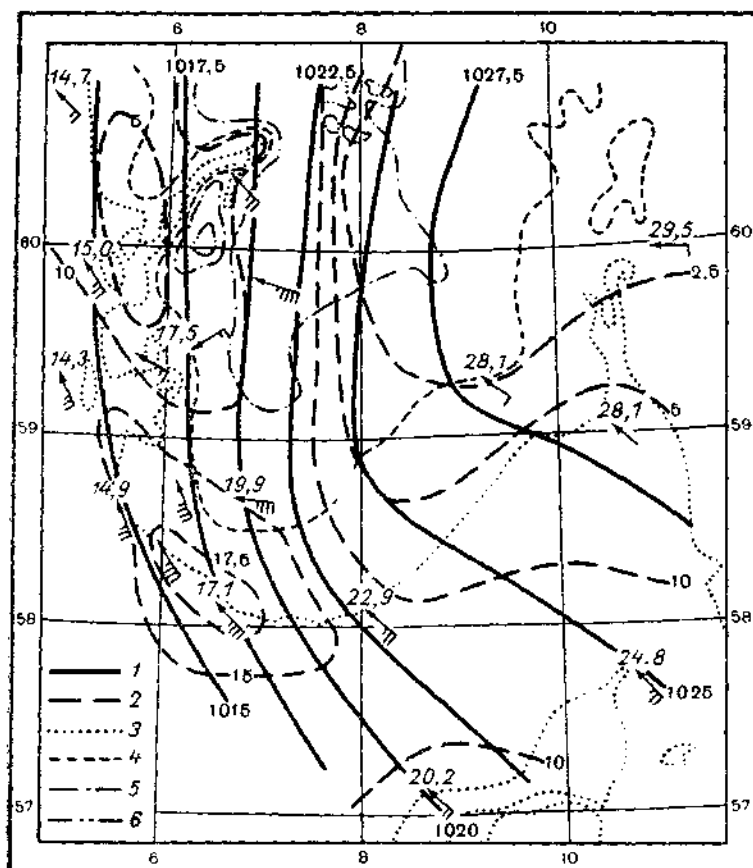


Рис. 144. Угловой эффект. Местное усиление потока, обтекающего с юго-востока Скандинавские горы. 19—22 января 1922 г.

По Т. Бержерону.

1 — изобары (мб), 2 — изотакхи (м/сек.), 3 — высота местности над уровнем моря 0 м (береговая линия), 4 — горизонталь 500 м, 5 — 1000 м, 6 — 1500 м.

тер изб, дующий в Джунгарских Воротах — проходе между хребтами Барлык и Джунгарским Ала-Тау. Здесь ветер усиливается до 70—80 м/сек., когда к Джунгарским Воротам подходит циклон, настолько еще далекий, что над близлежащими равнинами его влияние пока еще малозаметно (когда градиент давления ≤ 1 мб на 1° меридиана).

Ветер усиливается и там, где поток его обтекает какую-либо возвышенность сбоку (оставляя ее справа). Это явление С. П. Хромов назвал *угловым эффектом*. На карте на рис. 144 показано, как в общем слабый юго-восточный поток усиливается до очень крепкого ветра, огибая обширную гористую (до 2,4 км высоты) часть Южной Норвегии. Сильные ветры, созданные угловым эффектом, наблюдаются в районе Баку, у восточной оконечности Кавказского хребта до высоты 1,5—2,5 км. По указанию В. В. Шулейкина, по той же причине ветер усиливается до бури у Канина Носа, у мыса Горн и пр. Угловому эффекту благоприятствует приток устойчивого холодного воздуха, не перетекающего через хребет «вверх».

По картам наземных линий тока можно обнаружить, что иногда они сближаются и сходятся к некоторым *линиям сходимости* или *конвергенции* (горизонтальной конвергенции), как бы вливаясь в эти последние. Области сходимости связаны с атмосферными фронтами (см. § 137—138). Аналогично, на карте можно обнаружить и области или *линии расходимости* (*дивергенции*).

Можно предполагать, что у линии горизонтальной сходимости должно возникать вертикальное движение, уносящее вверх избыток накапливающегося тут воздуха. Большинство фронтов связано со значительной сходимостью именно приземных течений воздуха и восходящие движения у них образуют фронтальную облачность, уже описанную нами в § 98. Если такая горизонтальная сходимость наблюдается в свободной атмосфере, то, очевидно, избыток накапливающегося воздуха может оттекать как вверх, так и вниз.

Явления сходимости и расходимости можно описать количественно с помощью уравнения непрерывности. Оно, как известно, имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0$$

или

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0, \quad (121.4)$$

где ρ — плотность воздуха; u , v и w — составляющие скорости, зависящие от координат x , y , z и времени t ; $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ — локальная производная плотности по времени. Обычно можно считать $\rho = \text{const}$, тогда уравнение непрерывности запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \quad (121.4')$$

От полной дивергенции потока $\text{div } \mathbf{V}$ надо отличать горизонтальную дивергенцию $\text{div}_r \mathbf{V}$

$$\text{div}_r \mathbf{V} = -\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad (121.4'')$$

которую рассчитывают, например, по картам ветра, на которые нанесена лишь горизонтальная составляющая скорости. В областях, где у земли имеется горизонтальная сходимость, $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} < 0$ и, следовательно, $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$ и восходящее движение нарастает с высотой, а в области горизонтальной расходимости, наоборот, $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$.

Уравнения (121.4) и (121.4') широко используются в физике атмосферы, в частности, в прогнозе погоды. Так, например, если в ряде точек земной поверхности (синоптической карты) известны ρ и составляющие скорости u и v , можно, пренебрегая $\partial \rho / \partial t$ в (121.4), вычислить $\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}$ и $\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}$ и найти вертикальную составляющую скорости на высоте z

$$w(z) = -\frac{1}{\rho(z)} \int_0^z \left[\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \right] dz, \quad (121.5)$$

поскольку у поверхности земли $w=0$. Такие вычисления часто применяются при прогнозе облаков и количества ожидаемых осадков в больших областях.

Глава XIX

СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ В АТМОСФЕРЕ, И ОСНОВНЫЕ ФОРМЫ ЕЕ ДВИЖЕНИЯ

На частицы атмосферного воздуха действуют различные силы. Сила градиента давления и сила тяжести могут приводить в движение покоящийся воздух. Другие силы — отклоняющая сила вращения Земли, центробежная сила при криволинейном движении частиц воздуха, сила внутреннего трения, молекулярного и турбулентного, а также магнитно-гидродинамическая сила, возникающая при движении ионизированной, т. е. проводящей атмосферы в магнитном поле Земли — лишь отклоняют, либо тормозят уже возникшее движение.

§ 122. Сила градиента давления и сила тяжести

Рассмотрим в атмосфере прямоугольный параллелепипед с ребрами dx, dy, dz (рис. 145). Предположим вначале, что давление воздуха на грани параллелепипеда направлено по нормальям к ним и что воздух — идеальная, не вязкая жидкость. В частности, давление воздуха на грань $AA'D'D$ равно $p dy dz$, а на

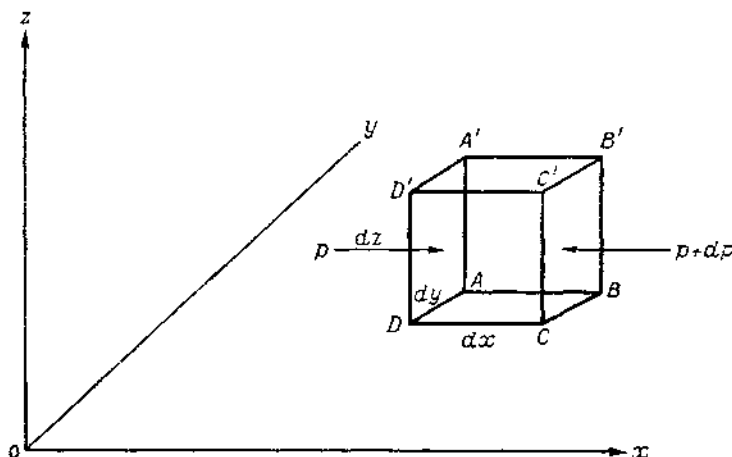


Рис. 145. Расчет силы градиента давления.

грань $BB'C'D'$ — $\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right) dy dz$. В результате на объем $dx dy dz$ в направлении оси x действует сила

$$\left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx\right)\right] dy dz = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz. \quad (122.1)$$

Деля на массу воздуха в объеме $\rho dx dy dz$, находим силу, действующую на единицу массы:

$$F_x = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (122.2)$$

(здесь и в последующих главах мы обозначаем плотность воздуха через ρ).

Аналогичным образом вдоль оси y действует сила

$$F_y = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (122.3)$$

Вдоль направленной вертикально оси z действует, кроме силы градиента давления,

$$F_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (122.4)$$

еще и сила тяжести g . В гл. V мы рассмотрели силу тяжести и тот класс явлений, когда $F_z = g$, т. е. когда по отношению к вертикальным движениям существует статическое равновесие и справедливо уравнение статики атмосферы, которое мы записали в виде барометрической формулы (24.2). Часто полагают, что уравнение статики приближенно справедливо и для движущейся атмосферы, т. е. что и в движущейся атмосфере сила тяжести уравновешивает вертикальную составляющую силы градиента давления. Это так называемое квазистатическое условие, означающее, что вертикальные ускорения малы по сравнению с g .

Горизонтальные же составляющие силы градиента играют важнейшую роль во всех процессах движения атмосферы. Мы уже познакомились в гл. V с некоторыми формами полей давления в атмосфере, связанных с наличием определенных градиентов давления.

§ 123. Отклоняющая сила вращения Земли

Если на поверхности Земли, вращающейся с угловой скоростью ω , находится тело, имеющее скорость c относительно Земли, то, как доказывается в теоретической механике, на единицу массы действует сила

$$A = |c \cdot 2\omega| \quad (123.1)$$

— так называемая сила Кориолиса или отклоняющая сила вращения Земли. Она пропорциональна скорости тела и направлена перпендикулярно вектору скорости c и вектору ω (параллельному земной оси и направленному с юга на север), вправо от вектора скорости в северном полушарии и влево — в южном (рис. 146). Сила A действует только на движущиеся тела — на все тела, перемещающиеся относительно вращающейся Земли в горизонтальном или вертикальном направлении.

Направим ось x к югу, ось y к востоку и ось z по вертикали вверх; тогда составляющие вектора ω будут равны:

$$\omega_x = -\omega \cos \varphi, \quad \omega_y = 0, \quad \omega_z = \omega \sin \varphi,$$

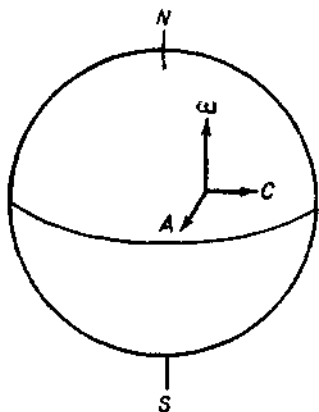


Рис. 146. Взаимное расположение векторов A , ω и c .

где

$$\omega = \frac{2\pi}{86164} = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}^{-1}$$

(звездные сутки равны 23 час. 56 мин. 4 сек. = 86164 сек.). По правилу векторного умножения находим из (123.1):

$$\left. \begin{aligned} A_x &= 2(c_y \omega_z - c_z \omega_y) = 2\omega v \sin \varphi, \\ A_y &= 2(c_z \omega_x - c_x \omega_z) = -2\omega w \cos \varphi - 2\omega u \sin \varphi, \\ A_z &= 2(c_x \omega_y - c_y \omega_x) = 2\omega v \cos \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (123.2)$$

где через u , v и w обозначены проекции скорости движения на оси x , y , z по отношению к поверхности Земли. Из (123.2) следует, что в северном полушарии, например, потоки, движущиеся к востоку ($v > 0$), отклоняются к югу (т. е. вправо) и вверх, а потоки, направленные к югу ($u > 0$), отклоняются к западу, т. е. также вправо. В южном полушарии все течения воздуха отклоняются, наоборот, влево.

Из (123.2) ясно также, что вертикальная составляющая силы A направлена везде вверх при западном ветре и вниз — при восточном. Даже при довольно большой скорости ветра $c = 15$ м/сек. она составляет не более 0,02% от силы тяжести, так что в большинстве задач динамики атмосферы ею пренебрегают. На экваторе при горизонтальном движении $A_x = A_y = 0$. Отклоняющая сила существенна там при вертикальных движениях, под действием этой силы восходящие потоки воздуха отклоняются на запад, нисходящие — на восток.

§ 124. Геоострофический и градиентный ветер

Прямолинейное равномерное движение воздуха под действием силы Кориолиса и горизонтального градиента давления, при отсутствии сил трения, называется *геострофическим* ветром.

Пусть сила градиента давления направлена вдоль оси x . Если она уравнивается кориолисовой силой, то, следовательно, для движения вдоль оси y

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi = 0, \quad (124.1)$$

что дает

$$v = v_g = \frac{1}{2\omega \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (124.2)$$

Для движения вдоль оси x аналогично можно написать

$$u = u_g = -\frac{1}{2\omega \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (124.3)$$

Здесь $l = 2\omega \sin \varphi$, а u_g и v_g — составляющие геострофического ветра.

Геострофический ветер должен быть направлен перпендикулярно градиенту давления, т. е. вдоль изобар (рис. 147), так что низкое давление воздуха остается слева (в южном полушарии — справа). Только при таком направлении движения перпендикулярная ему отклоняющая сила может уравновесить силу градиента.

Скорость геострофического ветра пропорциональна градиенту давления.

При широтах менее 15° понятие геострофического ветра практически неприменимо, а вблизи экватора ($\varphi \rightarrow 0$) теряет свой смысл.

В тех случаях, когда под действием малых возмущений, обтекания гор и пр., поля давления и ветра рассогласовываются, в последующем, как показал А. М. Обухов, именно поле давления приспособляется к изменившемуся полю движения в соответствии с (124.2) и (124.3).

Если движение частиц воздуха идет по криволинейным траекториям, то возникает центробежная сила, равная на единицу массы $\frac{v^2}{r}$, где r — радиус кривизны траектории, а v — абсолютное значение скорости.

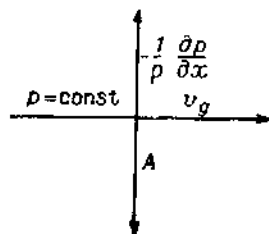


Рис. 147. Силы, действующие при прямолинейном движении (при прямолинейных изобарах).

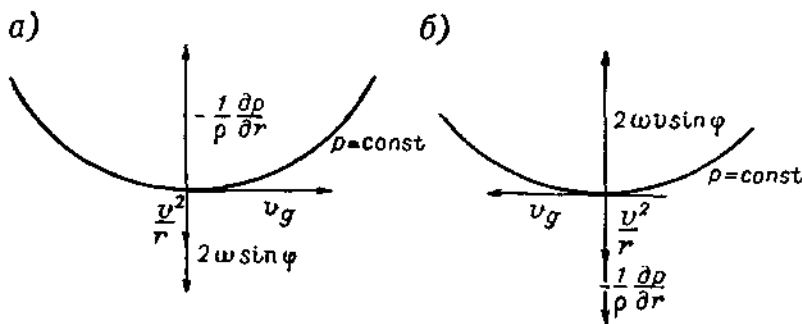


Рис. 148. Силы, действующие в области циклона (а) и антициклона (б).

Установившееся движение воздуха, происходящее по круговым траекториям под действием сил градиента давления, центробежной и Кориолиса в отсутствии трения, называется цикло-строфическим или *градиентным* ветром. Сочетание указанных сил будет различным в циклонах и антициклонах — точнее, в областях низкого и высокого давления. В циклоне (рис. 148 а), т. е. в области пониженного давления, сила градиента давления на-

правлена к центру циклона и равна по величине $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$, а обе остальные силы — наружу. При равновесии сил

$$\frac{v^2}{r} + lv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (124.4)$$

т. е.

$$v = -\frac{lr}{2} + \sqrt{\frac{l^2 r^2}{4} + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (124.5)$$

Знак плюс перед корнем выбран для того, чтобы при $\frac{\partial p}{\partial r} = 0$ скорость была тоже равна нулю.

Из рис. 148 *a* видно, что в северном полушарии поток воздуха обходит область низкого давления против часовой стрелки (в южном полушарии — по часовой стрелке).

В антициклоне градиентная и центробежная силы направлены наружу и обе они уравниваются силой Кориолиса (рис. 148 *b*).

$$\frac{v^2}{r} - lv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (124.6)$$

откуда

$$v = \frac{lr}{2} - \sqrt{\frac{l^2 r^2}{4} - \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (124.7)$$

И в этом случае более низкое давление остается слева по отношению к потоку ветра. В области высокого давления поток ветра направлен по часовой стрелке (в южном полушарии — наоборот). Из (124.7) ясно, что в антициклоне обязательно

$$\frac{\partial p}{\partial r} \leq \frac{\rho l^2 r}{4}.$$

т. е. градиент давления ограничен и должен уменьшаться с приближением к центру. Поэтому около центров стационарных антициклонов ветры слабые и часто переходят в штиль.

В тропических циклонах, в областях, где f мало, отклоняющая сила вообще мала и сила градиента уравнивается главным образом центробежной силой, направленной в ту же сторону, что и A . В смерчах, торнадо и т. п. радиус траекторий частиц очень мал (десятки метров) и отклоняющей силой можно пренебречь по сравнению с центробежной.

Заметим, что, например, уравнение (124.4) формально можно представить как уравнение геострофического ветра (124.1), в котором отклоняющая сила увеличена на некоторый добавок v^2/r ,

т. е. $2\omega \sin \varphi = l$ как бы заменено на $2\omega \sin \varphi + \frac{v}{r} = l + \frac{v}{r}$. Скорость градиентного ветра в циклоне, таким образом, соответствует скорости геострофического, рассчитанного для некоторой большей эффективной широты. Соответственно скорость градиентного ветра для антициклона можно рассчитать, заменяя в (124.1) $2\omega \sin \varphi = l$ на $l - \frac{v}{r}$, т. е. как бы уменьшая значение φ .

Наблюдения показывают, что действительный ветер на высоте 1—1,5 км и выше в среднем близок к градиентному. Их направления различаются на угол α , быстро уменьшающийся с высотой (табл. 86).

Таблица 86

Среднее систематическое отклонение α° направления действительного ветра от градиентного над Центральной Европой

Высота, м	0	250	500	750	1000	1500
α°	38	27	15	8	3	0

В свободной атмосфере в отдельных случаях ветер может сильно отклоняться от геострофического. Так, на уровне 300 мб над СССР в январе при в общем больших скоростях ветра в 14% случаев отклонение превышает 20° , а в июле — даже в 17% случаев.

§ 125. Сила внутреннего трения

Воздух не является идеальным газом, в нем существует внутреннее трение. Внутреннее трение воздуха обусловлено как обычной молекулярной, так и турбулентной вязкостью.

Если два слоя воздуха движутся один над другим с увеличивающейся вверх скоростью (рис. 149), то молекулы, попадающие благодаря своему беспорядочному движению из одного слоя в другой, переносят соответствующее количество горизонтального движения. Этот перенос будет замедлять движение в верхнем слое и ускорять его в нижнем. Таков механизм молекулярной вязкости газа.

Если оба слоя охвачены турбулентным движением, то отдельные массы (вихри) могут переходить из одного слоя в другой, также перенося соответствующее количество движения. Этот процесс до известной степени сходен с предыдущим.

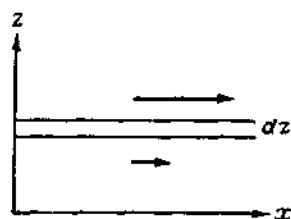


Рис. 149. Расчет силы внутреннего трения.

В наиболее простом случае предположим, что ветер дует горизонтально, вдоль оси x , и его скорость u зависит от высоты z , т. е. $u = u(z)$.

Выделим на высоте z некоторый слой толщиной dz . Благодаря наличию вязкости воздуха к 1 см^2 нижней границы слоя будет приложено касательное напряжение τ , направленное назад и равное

$$\tau_{zx} = - \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right)_z, \quad (125.1)$$

где η — коэффициент вязкости воздуха.

К 1 см^2 верхней границы слоя будет приложено касательное напряжение $\tau + d\tau$, направленное вперед и равное

$$\left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z+dz} = \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right)_z + \left(\frac{\partial}{\partial z} \eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz. \quad (125.2)$$

Складывая (125.1) и (125.2), деля на ρdz (масса воздуха в части слоя с основанием 1 см^2 и толщиной dz), получаем силу, приложенную к единице массы и направленную вдоль оси x :

$$f_{zx} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zx} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial z} \eta \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (125.3)$$

В общем случае, когда скорость зависит также и от координат x и y , при $\eta = \text{const}$,

$$f_x = \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 u, \quad (125.4)$$

где ∇^2 — оператор Лапласа.

Аналогично, вдоль осей x и y будут приложены силы:

$$\left. \begin{aligned} f_y &= \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) = \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 v = \nu \nabla^2 v, \\ f_z &= \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) = \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 w = \nu \nabla^2 w. \end{aligned} \right\} \quad (125.5)$$

где η/ρ — коэффициент кинематической вязкости ν либо коэффициент k турбулентности

§ 126. Магнито-гидродинамические силы

Эти силы существенно влияют на движение атмосферы лишь выше 90—100 км.

В том случае, когда газ является проводником с проводимостью σ и движется в магнитном поле Земли, вектор которого мы

обозначим через $\mathbf{H}$, и в наложенном на него электрическом (электростатическом) поле $\mathbf{E}$, то возникает сила, называемая магнито-гидродинамической и направленная, согласно правилу левой руки, перпендикулярно к направлению тока $\mathbf{j}$ и магнитным силовым линиям. Вектор этой силы равен

$$\mathbf{F}_m = \mu [\mathbf{j}\mathbf{H}], \quad (126.1)$$

где μ — магнитная проницаемость, которая в атмосферных газах близка к единице. В свою очередь ток $\mathbf{j}$ определяется электростатическим полем $\mathbf{E}$ и движением проводника (газа) со скоростью $\mathbf{V}$ в магнитном поле $\mathbf{H}$:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \sigma \mu [\mathbf{V}\mathbf{H}]. \quad (126.2)$$

Второй член справа в (126.2) характеризует ток, текущий по нормали к магнитной силовой линии. Подставляя в (126.1), имеем

$$\mathbf{F}_m = \mu \sigma [(\mathbf{E} + \mu [\mathbf{V}\mathbf{H}]) \mathbf{H}] = \mu \sigma [\mathbf{E}, \mathbf{H}] - \mu^2 H_0^2 \mathbf{v}_t \sigma, \quad (126.3)$$

где $\mathbf{E}_t$ и $\mathbf{v}_t$ — поперечные к магнитному полю составляющие электрического поля и скорости движения, H_0 — напряженность поля.

Выражение (126.3) показывает, что проводящий газ, двигаясь в магнитном поле, испытывает замедление, как бы влияние «магнитной вязкости», пропорциональное проводимости и составляющей скорости, перпендикулярной магнитной силовой линии. Вместе с тем, наличие электрического поля вызывает отклонение, перпендикулярное к нему и к магнитному полю.

Поскольку сила вязкости, приложенная к единице объема, порядка $\eta \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} \approx \frac{\eta v}{L^2}$, где L — масштаб неоднородностей движения, то отношение силы магнитного торможения и обычной силы вязкости равно

$$\frac{\mu^2 \sigma H_0^2 v_t L^2}{\eta v} = M^2, \quad \text{где} \quad M = \mu H L \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}} \quad (126.4)$$

(M — так называемое число Гартмана). При $M > 1$ эффект магнитной вязкости превышает эффект обычной вязкости. Роль магнитной вязкости, очевидно, больше для движений большого масштаба.

В случае неполностью ионизированного газа все явления осложняются еще тем, что электроны и ионы, создающие ток, согласно (126.2), испытывают столкновения с нейтральными молекулами. Обмениваясь с ними при упругих ударах количеством движения и энергией, они приобретают дополнительную возможность движения как поперек, так и вдоль силовых магнитных линий. Такой газ характеризуется проводимостью вдоль силовых

линий σ_0 , проводимостью поперек них σ_1 и так называемой проводимостью Холла σ_2 , причем:

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= Ne^2 \left(\frac{1}{m_e v_e} + \frac{1}{m_i v_i} \right), \\ \sigma_1 &= Ne^2 \left[\frac{v_e}{m_e (v_e^2 + \omega_e^2)} + \frac{v_i}{m_i (v_i^2 + \omega_i^2)} \right], \\ \sigma_2 &= Ne^2 \left[\frac{\omega_e}{m_e (v_e^2 + \omega_e^2)} + \frac{\omega_i}{m_i (v_i^2 + \omega_i^2)} \right],\end{aligned}\quad (126.5)$$

где N — число электронов в 1 см³ (примерно равное числу ионов); e , m_e , v_e и $\omega_e = \frac{eH_0}{m_e c}$ — соответственно заряд, масса, число столкновений с нейтральными частицами и гирочастота электрона; m_i , v_i , ω_i — то же для ионов; c — скорость света. Используя соответствующее, более сложное выражение для j , можно вычислить составляющие F_m , как это впервые сделал В. И. Докучаев [51]. Приведем для примера уравнения движения с учетом F_m , отклоняющей силы и силы градиента давления:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} - \left(2\omega \sin \varphi + \frac{\sigma_2 H_0 H_z}{\rho c^2} \right) u + \frac{\sigma_1 H_z^2}{\rho c^2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{dv}{dt} + \left(2\omega \sin \varphi + \frac{\sigma_2 H_0 H_z}{\rho c^2} \right) v + \frac{\sigma_1 H_z^2}{\rho c^2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y},\end{aligned}\quad (126.6)$$

где H_z — вертикальная составляющая магнитной силы, $H_z = -\frac{2H_0 \sin \Phi}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi}}$; Φ — геомагнитная широта.

Из (126.6) видно, что как в северном полушарии, где $2\omega \sin \varphi$ положительно, а H_z отрицательно (сила направлена вниз), так и в южном, где $2\omega \sin \varphi < 0$ и $H_z > 0$, проводимость Холла компенсирует влияние силы Кориолиса и, значит, отклоняет ветер от геострофического. Мэру такого отклонения мы вычислим в § 130.

Кроме того из (126.6) следует, что поперечная проводимость σ_1 создает торможение, пропорциональное H_z^2 , которое добавляется к вязкому. О нем мы говорили выше, анализируя (126.3).

По приближенным оценкам, в так называемом слое D ионосферы, на высоте около 60 км $\sigma_1 = 10$ сек.⁻¹, $\sigma_2 \ll \sigma_1$, $\rho = 10^{-6}$ г/см³ и ветер почти не отличается от геострофического. Но в слое E , на высоте 110 км $\sigma_1 = 6 \cdot 10^5$ сек.⁻¹, $\sigma_2 = 2 \cdot 10^6$ сек.⁻¹, $\rho = 3 \cdot 10^{-11}$ г/см³ и проводимость Холла почти уравнивает отклоняющую силу.

§ 127. Общие уравнения движения атмосферы

Зная, какие силы действуют в атмосфере, можно составить общие уравнения движения последней. Уравнения движения частицы воздуха с массой m запишутся в виде:

$$\frac{du}{dt} = \sum f_{ix}, \quad \frac{dv}{dt} = \sum f_{iy}, \quad \frac{dw}{dt} = \sum f_{iz}, \quad (127.1)$$

где под $\sum f_{ix}$, $\sum f_{iy}$, $\sum f_{iz}$ подразумеваются проекции на оси x , y , z суммы всех сил, действующих на единицу массы.

Если считать воздух идеальным газом, лишенным турбулентности, то, используя (122.2) — (123.2), можно написать упрощенные уравнения движения, опуская члены с ω в выражениях для компонент отклоняющей силы и вертикальную составляющую отклоняющей силы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + Iu, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - Iv, \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \end{aligned} \right\} \quad (127.2)$$

где $\frac{du}{dt}$, $\frac{dv}{dt}$, $\frac{dw}{dt}$ — компоненты ускорения частицы воздуха, т. е. индивидуальные производные от проекций скорости.

С учетом же вязкости уравнения движения переписутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi - 2\omega w \cos \varphi + \\ &\quad + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + 2\omega v \cos \varphi + \\ &\quad + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (127.3)$$

где под η подразумевается коэффициент молекулярной или турбулентной вязкости.

Воздух, однако, нельзя считать совокупностью независимых частиц. Он является непрерывной средой, в которой не могут

возникать пустоты. Поэтому к уравнениям (127.2) или (127.3) надо прибавить еще уравнение непрерывности, имеющее вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (127.4)$$

Кроме того, следует учесть еще уравнение состояния

$$p = \frac{\rho R T}{\mu} \quad (127.5)$$

и уравнение адиабаты

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (127.6)$$

(либо уравнение притока тепла, см. ниже).

Так мы получаем систему шести уравнений (127.3) — (127.6) для шести неизвестных u, v, w, p, ρ, T .

При наличии притока тепла dQ/dt мы заменяем (127.6) уравнением притока тепла, согласно (30.4 б),

$$\frac{dT}{dt} = \frac{c_p - c_v}{c_p} \frac{T}{p} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} = \frac{\gamma_a}{g_p} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt}, \quad (127.6')$$

где $\frac{dT}{dt}$ и $\frac{dp}{dt}$ — индивидуальные изменения температуры и давления, имеющие вид:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z}, \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (127.6'')$$

В уравнениях (127.3) можно оценить величину отдельных членов при атмосферных движениях разных масштабов L_A . Поскольку вязкие силы описываются членами вида $\frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \approx \frac{\eta}{\rho} \frac{v}{L_A^2}$, растущими с уменьшением L_A , а отклоняющая сила

при этом не меняется, то ясно, что в движениях малого масштаба преобладает сила вязкости, которая и уравнивает силу градиента давления. При этом можно положить $l \approx 0$. Если, например, для турбулентного движения в нижнем слое $\frac{\eta}{\rho} = k = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек.}$, то при $L_A < 700 \text{ м}$ можно пренебречь кориолисовой силой. Поэтому в теории ветров узких горных долин

обычно полагают $l=0$. Наоборот, для движений больших масштабов $L_A \approx 1000$ км тропосферу (вне пограничного слоя, см. § 130) можно считать не вязкой.

Иначе дело обстоит в разреженной верхней атмосфере, поскольку коэффициент молекулярной кинематической вязкости $\frac{\eta}{\rho} = \nu$ возрастает обратно пропорционально плотности воздуха.

Выше 100 км вязкие силы поэтому начинают преобладать над кориолисовой силой для движений с $L_A < 5$ км. Поскольку к ним присоединяется еще быстро увеличивающаяся вверх магнитная вязкость, то, очевидно, в ионосфере понятие геострофического движения (без трения) неприменимо. Воздух там, вероятно, течет почти прямо от областей высокого давления к низкому.

Очень большое значение имеет форма уравнений движения, называемая уравнением вихря скорости.

Запишем, согласно (127.2), выражение для $\frac{du}{dt}$, $\frac{dv}{dt}$ в развернутом виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - l v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + l u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}. \end{aligned} \quad (127.7)$$

В последующем мы будем считать $l = 2\omega \sin \varphi$ также переменным, поскольку в своем движении частица может переходить с одной широты на другую. Обозначим через Ω_z вертикальную компоненту вихря скорости $\left(\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$, называемую также *относительным вихрем скорости*.

Дифференцируя уравнения (127.7) соответственно по y и x и вычитая первое из второго, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_z}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} + w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} + (l + \Omega_z) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ + u \frac{\partial l}{\partial x} = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right). \end{aligned}$$

При этом, очевидно, $\frac{\partial l}{\partial y} = 0$. Поскольку, кроме того, $\frac{\partial l}{\partial t} = 0$, можно пренебрегая здесь членом с вертикальной скоростью,

написать, обозначая через $\frac{\Delta}{\Delta t}$ операцию $\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right)$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta}{\Delta t} (\Omega_z + l) = -(\Omega_z + l) \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right). \end{aligned}$$

Величину $(\Omega_z + l)$ называют *абсолютным вихрем скорости*. Используя уравнение непрерывности (127.4) в виде (121.4'), получим

$$\frac{\Delta}{\Delta t} (\Omega_z + l) = (\Omega_z + l) \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho^2} \left[\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right]. \quad (127.8)$$

Член в квадратных скобках характеризует бароклинность атмосферы, т. е. наличие изобаро-изостерических соленоидов (§ 138). Во многих случаях, вдали от фронтов, гор и т. п., второй член можно опустить, написав

$$\frac{\Delta}{\Delta t} (\Omega_z + l) = (\Omega_z + l) \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (127.9)$$

В слое, где $\frac{\partial w}{\partial z} = 0$, $\frac{\Delta}{\Delta t} (\Omega_z + l) = 0$, т. е. абсолютный вихрь скорости частицы не меняется со временем и переносится с частицей.

§ 128. Уравнения движения в системе координат (x, y, p)

Как мы уже упоминали в гл. V, для представления высотного поля давления и ветра в синоптической метеорологии часто и успешно пользуются картами высот геопотенциальных или геометрических $H(p)$ высот некоторой изобарической поверхности с давлением p — картами барической топографии. Такие карты для уровней от $p=850$ мб до $p=100$ мб, а иногда и выше, составляются регулярно в службах погоды всего мира. Данные об $H(p)$ особенно удобно применять для диагноза и прогноза воздушных течений, если перейти от системы координат (x, y, z, t) , использованной выше, к системе (x_p, y_p, p, t_p) и выразить высоту некоторой точки в атмосфере через давление воздуха

в ней p . При этом мы намереваемся в будущем после выполнения всех преобразований положить

$$x_p = x, \quad y_p = y, \quad t_p = t, \quad (128.1)$$

т. е. сохранить за этими координатами их смысл. В статическом приближении можно заменить $\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho$. Введем аналог вертикальной скорости $\tau = \frac{dp}{dt}$, причем, очевидно,

$$\tau = \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (128.2)$$

Используя правило замены переменных при дифференцировании некоторой функции Φ ,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x_p} \frac{\partial x_p}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y_p} \frac{\partial y_p}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial t_p} \frac{\partial t_p}{\partial x}$$

с учетом (128.2) запишем¹:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial x_p} = g\rho \frac{\partial H}{\partial x_p}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= g\rho \frac{\partial H}{\partial y_p}, \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{1}{\frac{\partial H}{\partial p}} = -g\rho, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = g\rho \frac{\partial H}{\partial t_p} \end{aligned}$$

и, подставляя в первое уравнение движения (127.2'), найдем

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t_p} + \frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} + u \left(\frac{\partial u}{\partial x_p} + \frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + v \left(\frac{\partial u}{\partial y_p} + \frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \\ + w \left(\frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = - \frac{1}{\rho} \left(g\rho \frac{\partial H}{\partial t_p} \right) + l v. \end{aligned} \quad (128.3)$$

Перегруппировав (128.3), имея в виду (128.2), получим

$$\frac{\partial u}{\partial t_p} + u \frac{\partial u}{\partial x_p} + v \frac{\partial u}{\partial y_p} + \tau \frac{\partial u}{\partial p} = -g \frac{\partial H}{\partial x_p} + l v \quad (128.4)$$

и аналогично

$$\frac{\partial v}{\partial t_p} + u \frac{\partial v}{\partial x_p} + v \frac{\partial v}{\partial y_p} + \tau \frac{\partial v}{\partial p} = -g \frac{\partial H}{\partial y_p} - l u. \quad (128.4')$$

¹ Здесь мы для соблюдения единства измеряем H так же, как x , y в геометрических единицах, а не в динамических, как в гл. V.

Третье уравнение — уравнение статики с заменой $\rho = \frac{p}{R_b T}$ запишется в виде

$$T = - \frac{g}{R_b} p \frac{\partial H}{\partial p}. \quad (128.4'')$$

Уравнение непрерывности (121.4)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0$$

с учетом того, что

$$\rho = - \frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad u \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(u \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x}$$

(и аналогично для v и w) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x} - \\ - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \end{aligned} \quad (128.5)$$

Поскольку выражение в первых скобках равно τ , то, обращаясь снова к правилам дифференцирования, получим после ряда несложных преобразований в новых переменных

$$\frac{\partial p}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x_p} + \frac{\partial v}{\partial y_p} + \frac{\partial \tau}{\partial p} \right) = 0 \quad (128.6)$$

и так как $\frac{\partial p}{\partial z} \neq 0$, то уравнение непрерывности приобретает простой вид

$$\frac{\partial u}{\partial x_p} + \frac{\partial v}{\partial y_p} + \frac{\partial \tau}{\partial p} = 0. \quad (128.6')$$

Уравнению притока тепла (127.6') при $dQ/dt=0$, раскрывая значение dT/dt и используя снова (128.2), получается вид

$$\frac{\partial T}{\partial t_p} + u \frac{\partial T}{\partial x_p} + v \frac{\partial T}{\partial y_p} + T \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{\gamma_a}{g_p} \tau. \quad (128.7)$$

Но так как

$$\frac{\partial T}{\partial p} = \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial p} = \gamma \frac{1}{g_p} = \frac{\gamma R_b T}{p g},$$

то уравнение притока тепла запишется в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t_p} + u \frac{\partial T}{\partial x_p} + v \frac{\partial T}{\partial y_p} = \frac{R_b T (\gamma_a - \gamma)}{p g}. \quad (128.8)$$

Наконец, уравнение для τ может быть преобразовано к виду

$$\tau = \frac{dp}{dt} = g \left(\frac{\partial H}{\partial t_p} + u \frac{\partial H}{\partial x_p} + v \frac{\partial H}{\partial y_p} - w \right). \quad (128.9)$$

Три уравнения движения — уравнение непрерывности (128.6'), притока тепла (128.8) и (128.9) образуют систему, определяющую шесть зависимых переменных u, v, w, τ, H и T в функции от x, y, p и t (опуская все индексы « p »). В эти уравнения входят горизонтальные градиенты H и T и их изменения со временем, легко вычисляемые по синоптическим картам, и не входит плотность воздуха ρ .

В синоптической метеорологии нередко характеризуют вертикальное движение с помощью τ , выражаемой, например, в мб/сек. или мб/6 час. ($\tau < 0$ при восходящем движении). При $u=v=0$ переход от τ к w можно сделать с помощью таблицы барометрической ступени.

§ 129. Агеострофическое отклонение ветра

Уравнения (128.2) позволяют очень просто вычислить отклонение действительного ветра от геострофического вне слоя трения. Величина этого отклонения очень важна для развития и затухания атмосферных возмущений.

Разность между действительным и геострофическим ветром называется *агеострофическим отклонением*. Оно возникает тогда, когда движение происходит с ускорением.

Обозначая, как прежде, через u_g, v_g составляющие геострофического ветра, через u, v составляющие действительного ветра¹, можно найти из (124.2), (124.3) и первых двух уравнений (127.2):

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= l(v - v_g) = lv', \\ \frac{dv}{dt} &= -l(u - u_g) = -lu', \end{aligned} \right\} \quad (129.1)$$

где u', v' — составляющие агеострофического отклонения. Обозначая через $|c|, |c'|$ абсолютные значения ускорения и агеострофического отклонения, найдем, что

$$|c| = \sqrt{\left(\frac{du}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2} = l \sqrt{u'^2 + v'^2} = l|c'|. \quad (129.2)$$

¹ Иначе говоря, проекции ветра на оси x и y .

Построив по составляющим векторы $\mathbf{c}$ и $\mathbf{c}'$ (рис. 150), легко показать, что

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{dv/dt}{du/dt} = - \frac{lu'}{lv'} = \operatorname{tg} \beta',$$

откуда следует, что вектор агеострофического отклонения $\mathbf{c}'$ направлен перпендикулярно вектору ускорения $\mathbf{c}$, влево от него.

Поэтому везде, где движение воздуха ускоряется, возникает поток массы (поток воздуха) поперек изобар, в сторону более низкого давления. При замедлении потока, он отклоняется вправо, в сторону более высокого давления.

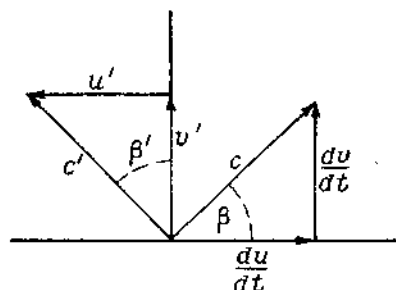


Рис. 150. Составляющие ускорения и агеострофического отклонения ветра.

Величины агеострофических отклонений подробно исследовала В. Д. Казначеева. Она показала, что u' и v' так же, как угол между реальным и геострофическим ветром, увеличиваются в общем от низких широт к высоким и растут с усилением градиентов давления, особенно во фронтальных зонах. Особо велик вектор $\mathbf{c}$ (сравним по величине с вектором скорости) над горными странами.

§ 130. Теория изменения скорости ветра с высотой.

Пограничный слой

Решим уравнения (127.3) для того простейшего случая, когда движение установилось и ускорения равны нулю, так же как и вертикальная скорость w . Кроме того, положим, что заданный горизонтальный градиент давления постоянен и направлен вдоль оси y , так что $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, что не уменьшает общности наших рас-

суждений. Предположим, далее, что $\eta = \text{const}$ или $k = \text{const}$. Тогда (127.3) преобразуются в

$$\left. \begin{aligned} 2\omega v \sin \varphi + k\rho \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= 0, \\ -2\omega u \sin \varphi + k\rho \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} &= -\frac{\partial p}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (130.1)$$

Умножая второе уравнение на i , складывая их и обозначая $u + iv = \tilde{u}$, имеем

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial z^2} - i \frac{l}{k} \tilde{u} = \frac{i}{\rho k} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (130.2)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\tilde{u} = -\frac{1}{l_p} \frac{\partial p}{\partial y} + C_1 e^{\lambda_1 z} + C_2 e^{\lambda_2 z}, \quad (130.3)$$

где λ_1 и λ_2 — корни характеристического уравнения

$$\lambda^2 - \frac{il}{k} = 0,$$

т. е.

$$\lambda_1 = (1+i) \sqrt{\frac{l}{2k}} = (1+i) \lambda,$$

$$\lambda_2 = -(1+i) \sqrt{\frac{l}{2k}} = -(1+i) \lambda.$$

В (130.3) надо положить $C_1=0$, так как иначе скорость возрастала бы неограниченно с высотой. Первый член справа в (130.3) есть, очевидно, скорость геострофического ветра u_g . Полагая, что у самой поверхности земли $\tilde{u}=0$, мы имеем $C_2 = \frac{1}{l_p} \frac{\partial p}{\partial y}$ и окончательно, отделяя действительную и мнимую часть $\tilde{u}$, получим:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_g (1 - e^{-\lambda z} \cos \lambda z), \\ v &= u_g e^{-\lambda z} \sin \lambda z. \end{aligned} \right\} \quad (130.4)$$

Ветер составляет с осью x , т. е. с направлением геострофического ветра, угол α , равный

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{e^{-\lambda z} \sin \lambda z}{1 - e^{-\lambda z} \cos \lambda z}. \quad (130.5)$$

При $z \rightarrow 0$ можно раскрыть получающуюся неопределенность под знаком arctg по правилу Лопиталя

$$(\lim \alpha)_{z \rightarrow 0} = \operatorname{arctg} 1 = \frac{\pi}{4}.$$

Таким образом у самой поверхности земли ветер отклоняется на 45° от изобары (влево в северном полушарии). С высотой угол отклонения уменьшается.

Если из начала координат отложить векторы скорости, вычисленные согласно (130.5) для различных высот, их концы лягут на некоторую кривую — так называемую спираль Экмана¹

¹ Фактически, это логарифмическая спираль с полюсом $(u_g, 0)$ и углом 45° .

(рис. 151). Последняя закручивается вокруг точки $(u_g, 0)$, соответствующей скорости градиентного ветра. При малых z скорость ветра возрастает примерно линейно с высотой, но направление его меняется мало, при больших z скорость растет медленнее, но заметно поворачивает вправо.

Наблюдения показывают, что действительно с высотой ветер, как правило, поворачивает вправо и что скорость увеличивается с высотой, вначале быстрее, а выше 0,5 км, медленнее. Однако в приземном слое толщиной 50—100 м и скорость ветра сильно отклоняется от предсказанного этой теорией и, главное, угол отклонения ветра от изобары не только не равен 45° , но и сильно изменчив.

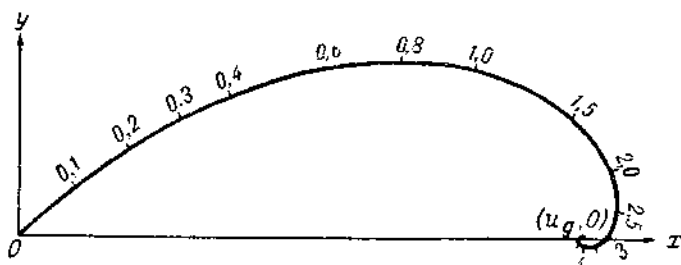


Рис. 151. Спираль Экмана. На кривой отмечены значения λz .

Хотя мы и предположили выше для упрощения, что во всем рассматриваемом слое $k = \text{const}$, в действительности k существенно уменьшается у поверхности земли из-за трения. В результате, в нижней части приземного слоя, толщиной в несколько десятков метров, градиент $\tilde{du}/dz$ гораздо больше (см. подробнее § 132), чем это следует из (130.4), т. е. вблизи земли, на высотах, на которых метеорологические станции измеряют ветер (не более 12—18 м), скорость ветра гораздо больше, чем предсказывает спираль Экмана.

Заметим, что в решении (130.3) можно подобрать C_1 и C_2 так, чтобы удовлетворить и другому краевому условию — чтобы при $z=0$, скорость ветра имела заданную величину $u = \tilde{u}_0$, причем $|\tilde{u}_0| = u_g (\cos \alpha_0 - \sin \alpha_0)$, где α_0 — угол отклонения при $z=0$.

Влияние приземного слоя, в котором k зависит от z и $k \rightarrow 0$ при $z \rightarrow 0$, рассмотрели К. Россби, И. А. Кибель и Е. Н. Блинова, а так же А. А. Дородницын и М. Е. Швец. Последние положили,

что k меняется с высотой, как $k_\infty = \left(1 + \varepsilon - e^{-m \frac{z}{z_1}}\right)$, и что в приземном слое при $z \rightarrow 0$ профиль скорости ветра — логарифмический [как в (132.7)]. Из этого условия они определили и угол отклонения ветра от изобары α_0 в приземном слое.

Расчеты, сделанные по этой модели, показали, что с убыванием приземного трения (с уменьшением шероховатости z_0) α_0 должно убывать. Действительно, в Торсхавне, на малом острове среди обширного океана на 62° с. ш. α_0 в циклонах равно $6-9^\circ$ летом и увеличивается зимой (вероятно, из-за более сильного ветра) до $10-13^\circ$. В Упсале (60° с. ш.), почти на одной широте с Торсхавном, но находящейся на континенте среди пересеченной местности, в циклонах летом $\alpha_0=30-44^\circ$, а зимой $\alpha_0=42-47^\circ$.

Опыт показывает, что с уменьшением широты угол α_0 растет, например, в Восточно-Китайском море в среднем $\alpha_0=15^\circ$, а в Южно-Китайском море даже $\alpha_0=42^\circ$. Аналогично, в соответствии со сделанным в § 124 замечанием об «эффективной широте», угол α_0 в антициклоне должен быть больше, чем в циклоне, в котором эффективная широта больше. Именно поэтому в Упсале зимой в антициклонах $\alpha_0=43-52^\circ$ по сравнению с $\alpha_0=42-47^\circ$ в циклонах.

Действительно, из расчетов Швеца и Дородницына следует, что при постоянных k_∞ , z_0 и u_g уменьшение l , т. е. уменьшение широты дает увеличение α_0 . Но согласно теории, этот эффект должен быть силен лишь непосредственно вблизи экватора, либо при большой турбулентности и малом z_0 . Вопрос о широтной зависимости α_0 требует еще дополнительной разработки.

Заметим здесь, что условия возникновения штиля у земли, когда в приземном слое $\tilde{u}=0$, и распределение ветра при этом в более высоких слоях до сих пор совершенно не изучены.

С учетом (130.4) и, положив, например, $k=5 \cdot 10^4$ см²/сек. и $\varphi=56^\circ$, можно найти, что на высоте 1 км скорость ветра всего на 3,2% отличается от геострофической. Это дает основание назвать нижний слой атмосферы толщиной порядка 1 км слоем трения или *пограничным слоем*. В нем непосредственно и сильно сказывается влияние трения, замедляющего и отклоняющего ветер. Пограничный слой, очевидно, растет с уменьшением λ , т. е. с увеличением турбулентности (неустойчивости) атмосферы и с приближением к экватору. Так, например, по П. А. Воронцову [26], в Павловске (под Ленинградом, 60° с. ш.) зимой средняя толщина пограничного слоя, благодаря общей устойчивости атмосферы, уменьшается до 0,3—0,7 км, а летом увеличивается до 0,4—0,6 км при слабом ветре и до 1,1—1,3 км — при сильном. Над Восточной Сибирью, по В. Л. Архангельскому, $H=0,6-1,4$ км и т. д. Поскольку в антициклонах λ соответствует условиям более низких широт, в них H особенно велико. Летом в Минеральных Водах в антициклонах в среднем $H=2,6$ км, а в Пахта-Арале, в Средней Азии (42° с. ш.), — даже 3,7 км. Над экватором, теоретически, влияние приземного трения распространяется на всю тропосферу.

С пограничным слоем связан очень важный комплекс явле-

ний погоды. В нем зарождается турбулентность, динамическая и термическая, которая в свою очередь влияет на свойства пограничного слоя. Поскольку при горно-долинных ветрах и бризах (см. гл. XXI) градиент давления уравнивается главным образом силой трения, эти ветры — также типичные явления пограничного слоя и имеют малую мощность. Из-за того, что существующее в антициклонах нисходящее движение воздуха тормозится в пограничном слое (в котором воздух не может достаточно быстро растекаться по горизонтали, см. § 72), над пограничным слоем формируется инверсия, а под ней — образуются слоистобразные облака (см. § 96). Верхняя их граница находится в умеренном климате на высоте 1,0—1,1 км. В циклонах, у фронтов, в пограничном слое возникает так называемая конвергенция трения и формируется восходящее движение, такое мощное, что над линией фронта оно достигает 5—6 км высоты. Таким образом, влияние трения, описанное нами с помощью спирали Экмана, определяет многие особенности температуры, влажности и конденсации, турбулентности, местных ветров, облаков и пр. в пограничном слое.

Часто считают, например при гидродинамическом прогнозе погоды, что выше пограничного слоя атмосфера не турбулентна и подчиняется уравнениям движения идеальной жидкости. Строго говоря, это справедливо для движений небольшого масштаба, порядка сотен километров.

Для движений самого большого масштаба, охватывающих целые материки, как указал Н. Е. Кочин, атмосфера — очень тонкий слой на поверхности земного шара и ее в целом нужно считать вязкой.

Рассмотрим, наконец, по аналогии со спиралью (130.4) эффект магнито-гидродинамических сил на отклонение ветра в слое, где эффект магнитной вязкости (член с σ_1 в (126.6)) преобладает над обычной вязкостью. Считая, как в § 130, что

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0, \text{ умножим второе из уравнений (126.6) на } i \text{ и сложим}$$

с первым, полагая в стационарном случае $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$. Обозначая

$$\lambda = \frac{\sigma_1 H_z^2}{\rho c^2}, \quad \Omega = 2\omega \sin \varphi + \frac{\sigma_2 H_0 H_z}{\rho c^2},$$

имеем:

$$u = - \frac{\lambda \frac{\partial p}{\partial x}}{\rho (\lambda^2 + \Omega^2)}, \quad v = \frac{\Omega \frac{\partial p}{\partial x}}{\rho (\lambda^2 + \Omega^2)}.$$

Угол отклонения ветра от геострофического в сторону низкого давления будет равен

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{v}{u} \frac{\lambda}{Q}.$$

Оценки, подобные сделанным в § 126, показывают, что, например, в слое *E* ионосферы отклонения α могут достигать 10° и более, особенно в зоне полярных сияний, где концентрация ионов *N* может еще существенно возрасти по сравнению со средней.

§ 131. Турбулентность в атмосфере. Общее описание

Наблюдая полет сухих листьев, движение клубов дыма или обрывков облаков или регистрируя непрерывно в некоторой точке скорость ветра, можно заметить, что ветер всегда порывист, его скорость то увеличивается, то уменьшается и его направление тоже пульсирует, иногда отклоняясь то вверх, то вниз. Ветер, таким образом, — турбулентный поток. По определению Хинце, «турбулентное движение среды — это такое состояние потока, при котором характеризующие его величины испытывают случайные изменения во времени и в пространстве, такие, что можно найти их статистические типичные средние».

Иногда представляют себе, что в потоке имеются отдельные объемы («моли») — порывы или, лучше, вихри, которые возникают, движутся самостоятельно некоторое время и затем разрушаются. Более общим и правильным будет представление о турбулентном движении как о совокупности целого спектра вихрей или спектра (может быть, непрерывного) периодических движений, от малых до больших частот, со случайно распределенными фазами. Это разложение турбулентного движения по частотам сходно с разложением белого луча в спектр. Энергия турбулентных движений распределена по частотам этих движений сходно с тем, как энергия распределена по частотам в белом луче.

Для некоторых задач физики атмосферы необходимо знание свойств индивидуальных вихрей (например, для изучения опасных для самолета порывов ветра). Как пример, характеризующий такие индивидуальные свойства турбулентного потока, на рис. 152 представлены изоплеты скорости ветра в приземном слое (т. е. *u* представлено в вертикальном разрезе, в функции от *z* и *t*). Рисунок показывает, как появляются порывы ветра до 8 м/сек. и его ослабления до 1 м/сек. На рис. 153 изображен ход вертикальных скоростей (осредненных по периодам 10 сек.), наблюдавшихся в свободной атмосфере на высотах 0,25 и 2,15 км, причем масштабы отдельных порывов были порядка 5—33 м. На рис. 154 представлен в деталях ход скорости ветра на высоте 7 м над землей и указаны изменения угла наклона

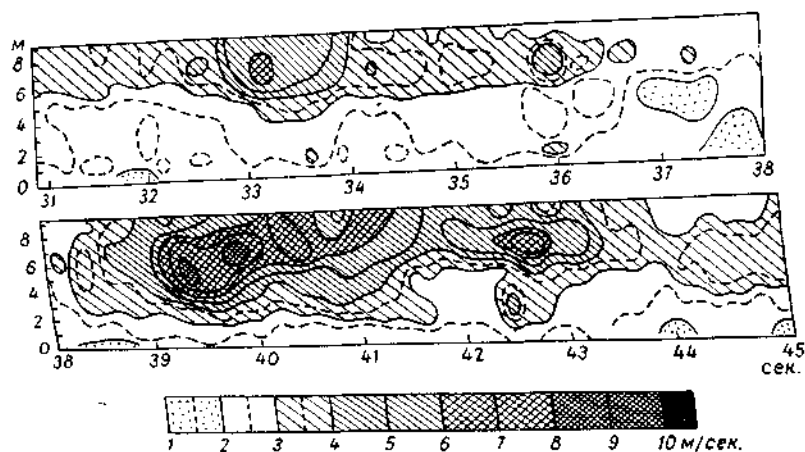


Рис. 152. Колебания мгновенных скоростей на высотах от 0 до 9 м в течение 11 сек. Аэродром Асперн, Вена, 14 июля, 1928 г. По В. Шмидту.

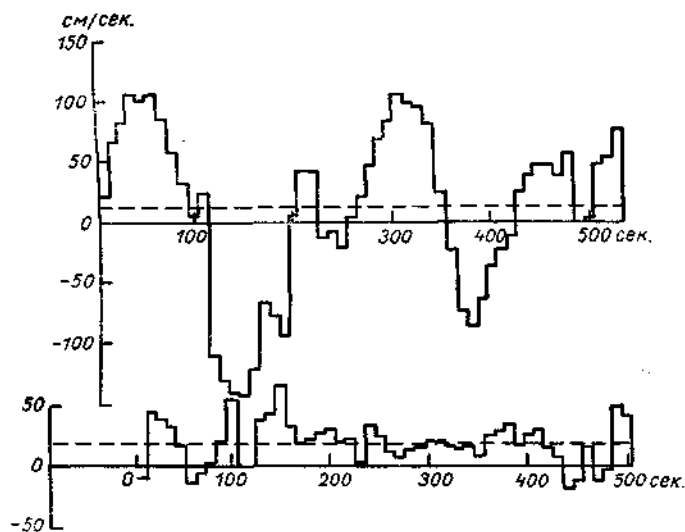


Рис. 153. Временной ход вертикальной составляющей скорости по отсчетам через 10 сек. по наблюдениям В. Швердтфегера 25 февраля 1934 г. со свободного аэростата на высоте 2750 м (средняя восходящая скорость +12 см/сек., коэффициент перемешивания 107 г/см·сек.) и на высоте 1950 м (+19 см/сек. и 4 г/см·сек.).

Средняя скорость движения (пунктирная прямая) направлена вверх.

ветра (от -40 до $+17^\circ$). Везде заметны колебания скоростей, подобные периодическим, то возникающим, то пропадающим вновь.

В отличие от детального исследования, для многих задач, например для задач о движениях крупного масштаба, необходимо знание лишь некоторых статистических или вероятностных характеристик турбулентности — средних составляющих скорости, их дисперсий, корреляции скоростей в различных точках пространства и времени и пр. При этом, например, понятие о корреляции скоростей в двух точках на расстоянии обобщает представление о размерах единичного вихря или порыва ветра, знание

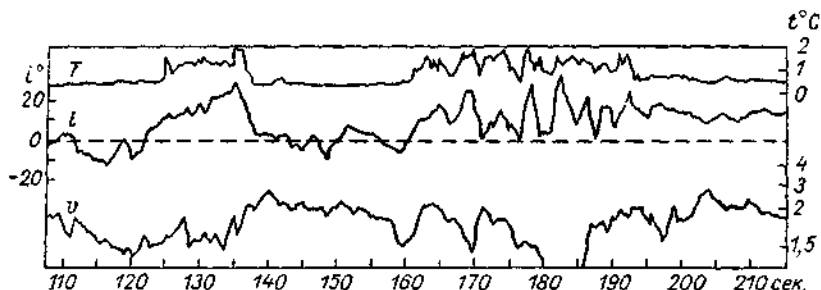


Рис. 154. Колебания температуры T , скорости ветра u и угла наклона i скорости к горизонту на высоте 7 м в течение 110 сек. при слабом ветре (1,6 м/сек.). По Х. Б. Пристли.

дисперсии скоростей уточняет понятие о скорости отдельного вихря и пр.

Выводимые для таких характеристик законы и соотношения являются лишь статистическими законами, справедливыми только при надлежащих условиях осреднения и т. д. Они могут быть неточными по отношению к отдельным порывам и вихрям так же, как законы кинетической теории газов неприменимы ни к отдельным молекулам, ни к очень разреженным газам.

Динамическая турбулентность может порождаться силами трения у шероховатой границы потока, например у поверхности земли. У деревьев, холмов и гор с их подветренной стороны рождаются вихри и волны размером иногда в несколько километров. В свободной атмосфере пульсации потока могут возникать из неустойчивых волн Гельмгольца или элементов ячейковой циркуляции на границе двух потоков воздуха различной скорости.

Неоднородное нагревание земной поверхности вызывает конвекцию, которая может образовывать термическую турбулентность с весьма крупными вихрями. Последняя таким образом зависит от неустойчивости атмосферы (действия архимедовых сил).

Для статистического описания турбулентности нужно знать средние характеристики потока, например, средние составляющие скорости u , v или w за интервал времени (интервал осреднения) τ , вычисляемые как

$$\bar{u} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} u dt \quad \text{и т. д.}$$

Отклонения скорости от средней $u - \bar{u} = u'$, $v - \bar{v} = v'$, $w - \bar{w} = w'$ называются ее пульсациями. Их можно характеризовать дисперсией скорости, например

$$\sigma_u^2 = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (u - \bar{u})^2 dt \dots$$

Если $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$ не меняются со временем, то мы имеем дело со стационарной турбулентностью, а если распределение (вероятность) различных значений пульсаций u' , v' , w' в данной точке одинаково по всем трем осям, то говорят об изотропной (локально-изотропной) турбулентности.

Турбулентность можно характеризовать также корреляционными функциями, описывающими статистическую связь между определенными ее элементами, например u' в двух разных точках пространства на расстоянии r . Эту так называемую структурную функцию определяют, как

$$D_{uu} = \overline{[u(r+r) - u(r)]^2}.$$

Величина D_{uu} характеризует размеры турбулентных вихрей; действительно, расстояние r , на котором $D_{uu} \rightarrow 0$, указывает границу области, охваченной единым движением. За пределами r движение, очевидно, иное. В теории турбулентности имеют большое значение структурные функции составляющей скорости, направленной вдоль $r - D_{rr}$, и составляющей, направленной по нормали к $r - D_{tt}$.

Другая характеристика турбулентного потока — автокорреляционная функция, связывающая значения u в одной и той же точке через интервал времени τ :

$$R(\tau) = \frac{1}{\sigma_u} \overline{[u(t+\tau)u(t)]}.$$

Если u изменяется периодически с частотой ω , то на кривой $R(\tau)$ будут наблюдаться максимумы при $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$, $\tau = \frac{4\pi}{\omega}$, ...

Статистической функцией, описывающей энергию турбулентности, является уже упоминавшийся выше спектр этой энергии —

распределение ее по частотам $E=E(\omega)$. Если спектр размеров вихрей непрерывный, то и спектр E тоже непрерывный («белый»). На рис. 155 представлен пример спектра кинетической энергии ветра по наблюдениям Ван-дер-Ховена [195], причем шкала периодов τ — логарифмическая. На рисунке видны пики энергии при $\tau \approx 100$ час., вероятно, — период циклонических серий, при $\tau \approx 12$ час. — период, связанный с двойным суточным ходом ветра на этой высоте, где меняется фаза суточного хода

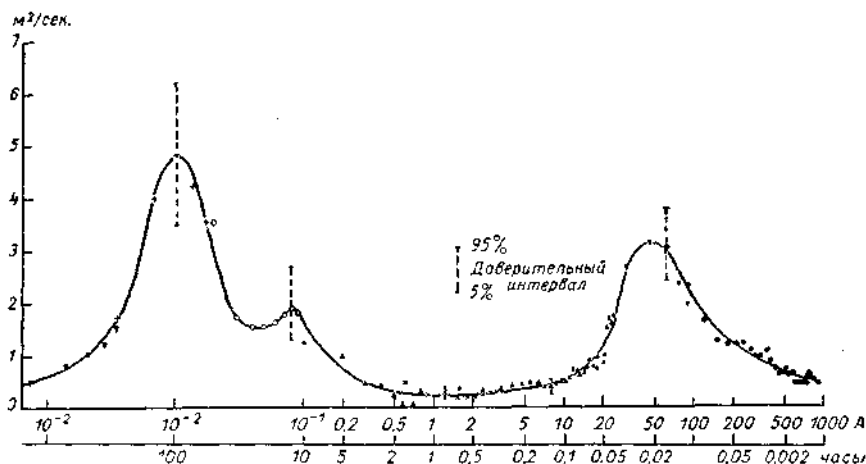


Рис. 155. Спектр ветра в Брукхэвене на высотах 91, 108, 125 м. 1955—1956 гг. По И. Ван-дер-Ховену.

А — число колебаний в секунду.

(см. § 120). Большую энергию несут также порывы ветра с периодом около 1 мин. Заметим, что эта часть спектра построена автором для эпохи очень сильных ветров.

Турбулентность можно характеризовать также ее внешним масштабом L_0 (ее макромасштабом), указывающим наибольшее расстояние между точками, в которых еще существует связь между колебаниями скорости — другими словами, наибольший размер турбулентных вихрей. Более точное определение L_0 дает формула

$$L_0 = \int_0^{\infty} \frac{D_{tt}(x)}{\sigma_u^2} dx,$$

в которой отдельные значения расстояния x суммируются с весом, равным коэффициенту корреляции между пульсацией в начале координат и в точке x .

Существует также микромасштаб (внутренний масштаб) турбулентности l_0 , такой, что вихри размером менее l_0 разрушаются

под действием вязкости. Именно в них происходит основное превращение энергии турбулентности в тепловую. По В. И. Татарскому, $l_0 = \sqrt[4]{\frac{15}{\varepsilon}}$, где ε — величина диссипации. При $\varepsilon = 300 \text{ см}^2/\text{сек}^3$ (что соответствует довольно интенсивной атмосферной турбулентности) $l_0 = 0,45 \text{ см}$. В масштабах меньше l_0 движение воздуха, следовательно, надо считать ламинарным.

§ 132. Механизм турбулентности

Рассмотрим уравнения динамики воздушного пульсирующего потока, направленного в среднем горизонтально. Предположим, что воздух несжимаем¹ ($dp/dt=0$), но существуют пульсации давления и $p = \bar{p} + p'$. Тогда индивидуальные производные составляющих u и v , согласно (127.3), запишутся в виде:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi_1 + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right); \quad (132.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega w \cos \varphi - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right). \quad (132.1')$$

Возьмем уравнение неразрывности для несжимаемой среды

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

и, умножая его соответственно на u и v , прибавим к (132.1) и (132.1'). Тогда получим

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial (uv)}{\partial y} + \frac{\partial (uw)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (132.2)$$

и аналогичное уравнение для dv/dt . Выясним, как будут выглядеть уравнения (132.1) и (132.1') не для мгновенных, а для средних скоростей. Осредним все члены (132.2) за время T , доста-

¹ Это означает, что квадрат числа Маха, т. е. отношения скорости турбулентных пульсаций к скорости звука, очень мал по сравнению с единицей, как это обычно бывает в атмосфере.

точно длинное для сглаживания всех пульсаций, чтобы представить левую часть (132.2) в виде

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} = \dots$$

Подставим в это уравнение $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, помня, что средняя величина пульсаций, $\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0$ и что, следовательно, $(\bar{u} + u')(\bar{v} + v') = \bar{u}\bar{v} + u'v'$ и аналогично для обеих других пар (u, w) и (v, w) . Тогда получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + 2\omega \bar{v} \sin \varphi + \\ & + \left\{ \left[\frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'u'}) \right] + \left[\frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \right] + \right. \\ & \left. + \left[\frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (132.2')$$

Вспоминая, что величины $\eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = \tau_{xx}$, $\eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \tau_{yx}$ и

$\eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_{zx}$ суть касательные напряжения, направленные вдоль

оси x и зависящие от молекулярной вязкости (величины η) и от различий скоростей по всем трем координатам (x , y и z), можно записать выражение в последней фигурной скобке (132.2') в виде

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\tau_{xx} - \rho \overline{u'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\tau_{yx} - \rho \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\tau_{zx} - \rho \overline{u'w'}) \right].$$

Видно, что к обычным вязким касательным напряжениям, рассмотренным в § 125, здесь добавлены величины, называемые иногда напряжениями Рейнольдса, или турбулентными касательными напряжениями:

$$\tau'_{xx} = -\rho \overline{u'u'}, \quad \tau'_{yx} = -\rho \overline{u'v'}, \quad \tau'_{zx} = -\rho \overline{u'w'}. \quad (132.3)$$

Физический смысл их таков: если, например, каждой горизонтальной положительной пульсации (т. е. увеличению горизонтальной скорости) $u' > 0$ соответствует отрицательная, направленная вниз пульсация $w' < 0$ и наоборот, то будет происходить большой перенос количества движения вниз к земле, т. е. усиленное торможение потока. Поэтому большое по величине отрицательное среднее значение $\overline{u'w'}$ обуславливает большое τ'_{zx} . Это возможно, очевидно, только при высокой (отрицательной) корреляции пульсаций u' и w' .

Теперь ясно, что уравнение для составляющей $\bar{u}$ среднего движения может быть записано (пока без всяких допущений) в виде

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + 2\omega \sin \varphi \bar{v} + \\ + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial (\tau_{xx} + \tau'_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (\tau_{yx} + \tau'_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (\tau_{zx} + \tau'_{zx})}{\partial z} \right]. \quad (132.4)$$

Опыт показывает, что последний член в квадратных скобках — наибольший (т. е. величина τ_{zx} скорее меняется по вертикали, чем τ_{xx} , τ_{yx} по горизонтали) и что вообще $\tau' \gg \tau$ везде, кроме ламинарного вязкого нижнего подслоя воздуха толщиной в несколько миллиметров (порядка l_0). Далее, как это сформулировал Хинце [133], «привлекательно предположить, что турбулентные напряжения действуют как вязкие, т. е. что они пропорциональны градиенту средней скорости». Это значит, что можно написать

$$\tau'_{zx} = \eta' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z},$$

где коэффициент пропорциональности η' можно назвать, по аналогии с (125.1), коэффициентом *турбулентной вязкости*, или см. гл. III, коэффициентом обмена. Из последнего уравнения (132.3) находим

$$-\rho \bar{u}' \bar{w}' = \eta' \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}$$

и соответственно последний член в квадратных скобках в (132.4) запишется в виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zx}}{\partial z} = \frac{\eta'}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}.$$

В этом случае можно написать приближенные, опирающиеся таким образом, на опытную оценку отдельных членов, уравнения для среднего движения. Обозначая через $\frac{du_m}{dt}$ индивидуальную производную в осредненном поле скоростей, имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_m}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + 2\omega \sin \varphi \bar{v} + \frac{\eta'}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}; \\ \frac{dv_m}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - 2\omega \sin \varphi \bar{u} - 2\omega \cos \varphi \bar{w} + \frac{\eta'}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2}. \end{aligned} \right\} \quad (132.4')$$

Поскольку в природе обычно $\eta' \gg \eta$, то в (132.4') мы пренебрегли молекулярной вязкостью (и отбросили черту над бук-

вами u_m и v_m), хотя явление вязкости и лежит в основе всего процесса турбулентности. Величины $A_{xz} = -\frac{\overline{\rho u' w'}}{\overline{\partial u / \partial z}}$ и $A_{yz} = -\frac{\overline{\rho v' w'}}{\overline{\partial v / \partial z}}$ называют коэффициентами обмена¹, причем может

быть $A_{xz} \neq A_{yz}$. Они имеют размерность г/см · сек. Величины

$$k_{xz} = \frac{A_{xz}}{\rho}, \quad k_{yz} = \frac{A_{yz}}{\rho} \quad (132.4'')$$

— коэффициенты турбулентности или турбулентной диффузии, имеющие размерность см²/сек. Они могут быть различны, $k_{xz} \neq k_{yz}$, т. е. турбулентность может быть не изотропна. Ниже мы увидим, что A и k , вообще говоря, увеличиваются с высотой до 100—300 м. В гл. XI мы уже принимали для расчета хода температуры, что $k = k_0 + cz$. В этом случае последние члены в (132.4') записываются в виде:

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{\eta'}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial z} \frac{\eta'}{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}.$$

Обычно в приземном слое поперечные пульсации ветра несколько сильнее продольных (по данным Скрэйза, на 10%), а вертикальные — слабее (на 25%), т. е. турбулентность в этом слое не вполне изотропна. Вертикальные пульсации, как мы уже сказали, имеют несравненно большее значение для переноса количества движения, тепла, различных примесей и т. д. из-за того, что вертикальные градиенты $\bar{u}$, T , концентраций примесей и т. д. обычно на несколько порядков больше горизонтальных. Это предположение мы использовали уже в гл. III при выводе уравнений (17.3) и (17.4).

Все сказанное выше подчеркивает роль касательных напряжений $\tau_{zx} = \overline{\rho u' w'}$ и $\tau_{zy} = \overline{\rho v' w'}$ для явлений движения в нижних слоях атмосферы. В нижнем приземном слое τ является преобладающей силой. В этом слое различия τ (т. е. векторная разность между приземным τ_0 и τ на некоторой высоте) относительно невелики — порядка 10%, но они как раз и уравновешиваются суммой градиентной и кориолисовой сил. Приземный слой, в котором

$$\tau = \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \text{const}, \quad (132.5)$$

¹ Первый индекс при A_{xz} , k_{xz} ... указывает направление переносимого количества движения, второй — направление переноса.

т. е. направление ветра не меняется с высотой, имеет, по разным оценкам, толщину 20—100 м, в среднем 35—50 м.

Величина τ определяет обмен моментом количества движения между Землей и атмосферой (и изменения τ объясняют частично, таким образом, очень малые, но заметные изменения скорости вращения Земли, зависящие от изменений скорости циркуляции атмосферы). Еще более важно, что на море она определяет возникновение и скорость дрейфовых, т. е. вызываемых ветром, морских течений, а также морских волн. Ее неоднократно определяли экспериментально как по создаваемому ею наклону поверхности воды в замкнутом бассейне, так и на суше по смещению участков (образцов) почвы, расположенных заподлицо с окружающей поверхностью, но на специальном подвесе так, что они могут смешаться в горизонтальном направлении¹. По Вайнсу, $\tau = 0,00255 \rho u^2$, если скорость ветра u измерять на высоте 5 см над водой (при $u = 1,1 \div 2,9$ м/сек.). При этом, по-видимому, некоторые поверхностно-активные вещества, примешанные к воде, могут существенно снижать τ , хотя механизм этого явления пока еще не ясен. Образец почвы, покрытый травой, изучал А. С. Гуревич, из диаграммы результатов которого следует, что $\tau = 0,0069 \rho u^2$, если скорость ветра u измерять на высоте 0,5 м.

Понятие о τ позволяет также получить выражение для средней скорости ветра $\bar{u}$ в приземном слое при безразличной стратификации (при отсутствии архимедовых сил). Предположим, что мы характеризуем турбулентность простейшим образом некоторой величиной или масштабом турбулентности L (L — так называемый путь смешения), характеризующей среднюю длину путей, пробегаемых отдельными массами воздуха до того, как они смешаются с окружающей средой и потеряют свою индивидуальность. Предположим, что напряжение τ зависит только от вертикального градиента скорости $\partial \bar{u} / \partial z$, от плотности ρ и от L . Анализ размерностей показывает, что между этими величинами может существовать только одно соотношение (с точностью до числовой постоянной, которую можно включить в величину L)

$$\tau = \rho L^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2. \quad (132.5')$$

В то же время ясно, что L должно убывать по мере приближения к твердой стенке — к земной поверхности, так что можно положить

$$L = \kappa z,$$

¹ Подробный обзор проблемы τ применительно к динамике моря дан в работе Мунка [212].

где κ — так называемая постоянная Кармана, согласно опытам равная 0,38. Назовем скоростью трения величину u^*

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = L \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}.$$

Но по аналогии с (132.5'), заменяя для турбулентной атмосферы η на $k\rho$, имеем

$$\tau = k\rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}.$$

Сравнивая это с (132.5'), получаем для коэффициента турбулентности

$$k = u^* L = u^* \kappa z. \quad (132.6)$$

Тогда из (132.5') и (132.6) легко получить

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{\kappa z}$$

и, следовательно,

$$\bar{u} = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (132.7)$$

где z_0 — некоторая высота, на которой скорость обращается в нуль. Величину z_0 называют шероховатостью.

Распределение ветра в приземном слое, как показано в § 119, в среднем подчиняется логарифмическому закону, подобному (132.7).

Если стратификация атмосферы не является безразличной, т. е. вертикальный градиент температуры отличается от адиабатического и имеется постоянный поток тепла Q (от почвы или к почве), то профиль ветра уже не описывается выражением (132.7). Как показали А. М. Обухов и А. С. Монин, из соображений относительно размерностей основных характеристик — скорости трения u^* , потока тепла Q и величины g/T , характеризующей величину архимедовой силы, можно однозначным образом определить масштаб турбулентности

$$L = \frac{u^{*3}}{k \frac{g}{T} \frac{Q}{c_p \rho}},$$

где Q может иметь знак $\pm$ в зависимости от направления потока тепла. При сверхадиабатическом градиенте $Q > 0$. Тогда профиль ветра описывается выражением

$$\bar{u}(z) = \frac{u^*}{k} \left[f\left(\frac{z}{Q}\right) - f\left(\frac{z_0}{Q}\right) \right],$$

где $f|\xi|$ — некоторая универсальная функция, при малых $|\xi|$, близкая к $\ln|\xi|$ [как в (132.7)], при больших — асимптотически приближающаяся к выражению $f = C_1\xi + \text{const}$, а при больших по абсолютной величине $\xi < 0$, близкая к $f = C_2\xi^{-1/3} + \text{const}$.

Для характеристики интенсивности турбулентности в последние годы все больше используется величина диссипации энергии в потоке ϵ , выраженной, например, в эрг/г·сек. Большие вихри в атмосфере дробятся на малые, уносящие их кинетическую энергию. Этот перенос происходит почти без потерь до того, как вихри уменьшаются до размеров l_0 (в так называемом инерционном интервале размеров), и лишь в самых малых вихрях энергия благодаря вязкости превращается в тепловую.

Величина ϵ при изотропной турбулентности равна работе касательных напряжений на границах элементарного объема, отнесенной к единице массы.

Не останавливаясь на выводе формулы, запишем, что

$$\epsilon = \frac{\eta}{\rho} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] = \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2.$$

Величина диссипации связана со структурной функцией D_{11} продольных пульсаций скорости соотношением

$$D_{11} = \frac{3}{4} A^2 \epsilon^{2/3} r^{2/3},$$

где A^2 — числовой множитель, зависящий от скорости ветра. В. Н. Иванов провел многочисленные наблюдения за D_{11} на 300-метровой башне близ Москвы и определил значения ϵ (рис. 156). Максимум ϵ находится на сравнительно малой высоте, иногда ниже 100 м. Выше значения ϵ быстро убывают. Ночью диссипация существенно ослабевает. Таким образом, превращение кинетической энергии атмосферы в турбулентную и затем в тепловую происходит в пределах самого нижнего слоя атмосферы толщиной порядка 100 м.

При анализе рис. 156 следует помнить, что энергия, расходуемая, например, при $\epsilon = 300$ см²/сек.³, может нагреть воздух примерно на 0,11° в час, т. е. уже сравнима с непосредственным притоком лучистого тепла.

На рис. 157, по данным ряда авторов, указаны значения ϵ , приведенные к средней скорости ветра 5 м/сек, т. е. значения

$$\epsilon_0 = \epsilon \frac{5^3}{u^3}.$$

Несмотря на большой разброс точек, видно, что ϵ_0 убывает с высотой приблизительно по логарифмическому закону $\ln \epsilon_0 = B - 0,786 \ln z$. Вне пограничного слоя вязкая диссипация практически отсутствует.

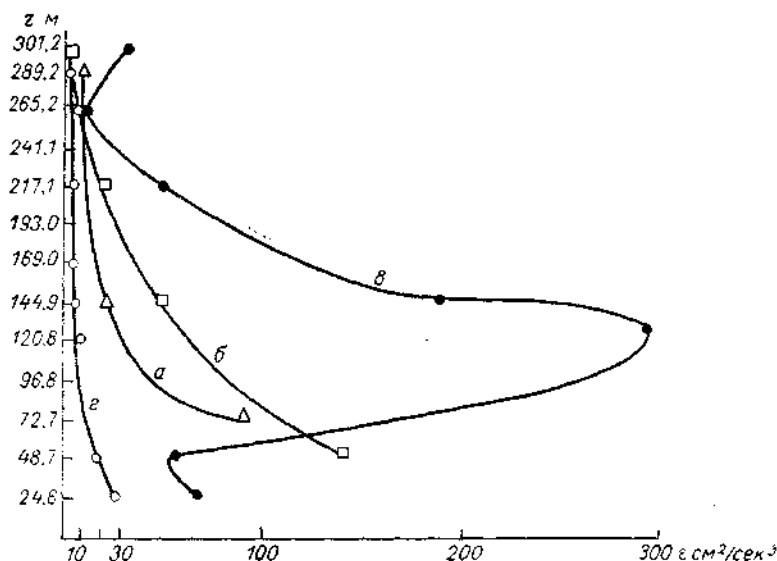


Рис. 156. Изменение величины диссипации ε $\text{см}^2/\text{сек}^3$ с высотой. Метеорологическая башня. Лето 1961 г. По В. Н. Иванову.
 а — 28 июля 12 час., б — 10 августа 11 час. 30 мин., в — 9 августа 11 час. 40 мин., г — 9 августа 19 час. 20 мин.

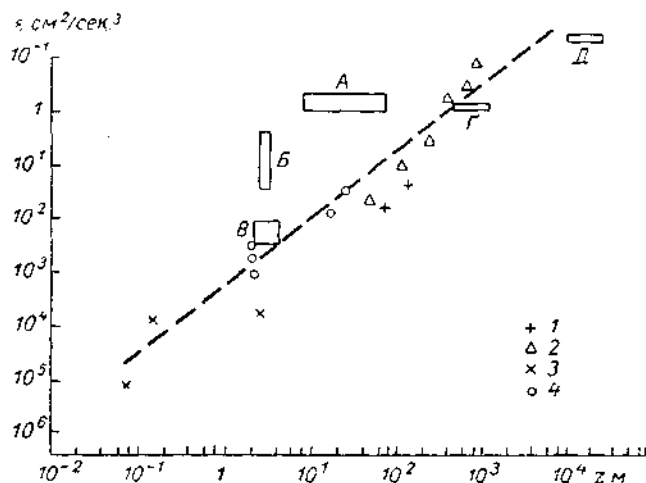


Рис. 157. Приведенные значения ε в функции высоты z . По Боллу.

1 — по Дирби, 2 — по Леттау, 3 — по Мак-Криди, 4 — по Тейлору, А — по Френклию и Кэцу, Б — по Танку, В — по Уилкинсу, Г — по Сенека, Д — по Келлоггу

Турбулентные пульсации скорости могут быть описаны с помощью средних квадратичных их значений (дисперсий), спектров и различных структурных функций, описывающих их «связность» в пространстве и времени. Наиболее интересны как для практики (например, для авиации, где расчет самолетов на прочность зависит именно от них), так и для решения многих проблем физики атмосферы пульсации вертикальной составляющей скорости, переносящие по вертикали количество движения, пар, тепло, аэрозоли и пр. Согласно Пановскому, дисперсия вертикальной скорости

$$\sigma_w = A_w u^*.$$

Она пропорциональна, следовательно, скорости трения u^* , т. е. скорости ветра, растет с шероховатостью и не зависит от высоты. При этом, по Пановскому [82], $A_w = 1,25$, а по А. В. Перепелкиной, $A_w = 0,87$. Опыты в Брукхэвене показали, что днем при неустойчивой стратификации значение σ_w медленно возрастает с 1,2 м/сек. на высоте 23 м до 1,4 на высоте 91 м, а при устойчивой — наоборот, убывает между 23 и 91 м с 0,047 до 0,014 м/сек.

Поперечные, т. е. горизонтальные, нормальные по отношению к среднему ветру пульсации, от которых зависит изменчивость азимута ветра, также пропорциональны u^* . Коэффициент пропорциональности A_v в этом случае, однако, сильно зависит от более крупномасштабной шероховатости местности (холмы, леса и пр.), чем та, которая определяет z_0 . Так, в Брукхэвене $A_v = 2,2$. В то же время значения A_v , по тем же данным, быстро увеличиваются с ростом неустойчивости атмосферы — с прогревом подстилающей поверхности от 0,4 при пасмурной погоде до 3—4 при ясной.

Интерес представляет и спектр вертикальных пульсаций. Он довольно хорошо подчиняется правилу подобия в том смысле, что энергия пульсаций с частотой ω (размером λ) есть функция некой безразмерной частоты $f = \frac{\omega z}{v} = \frac{z}{L_0}$. На рис. 158 представлены некоторые такие спектры по наблюдениям в различных пунктах, при большой ($\times$) и малой ($+$) скорости ветра. Видно, что максимум энергии приходится на значения $z/L = 0,2 \div 0,5$ и что кривые энергии быстро спадают как к малым, так и большим частотам.

Пространственная корреляция (структурные функции), как уже сказано, является характеристикой размеров пульсаций. Простейшая из них — структурная функция вида

$$D_{ii} = \overline{[u_1 - u_2]^2} = D_{ii}(r),$$

где u_1 и u_2 — составляющие скорости в двух точках θ_1 и θ_2 на расстоянии r , причем база $\theta_1\theta_2$ может образовывать угол δ с направлением составляющей u . Величина D_{ii} характеризует энергию возмущений масштаба, равного или меньшего r .

Можно различать структурную функцию $D_{\parallel}$ составляющей, направленной вдоль базы $\theta_1\theta_2$, и $D_{\perp}$ — структурную функцию для поперечной к базе составляющей. При этом должно быть

$$D_{\parallel}(r) = D_{\parallel}(r) + \frac{r}{2} \frac{\partial D_{\parallel}(r)}{\partial r}$$

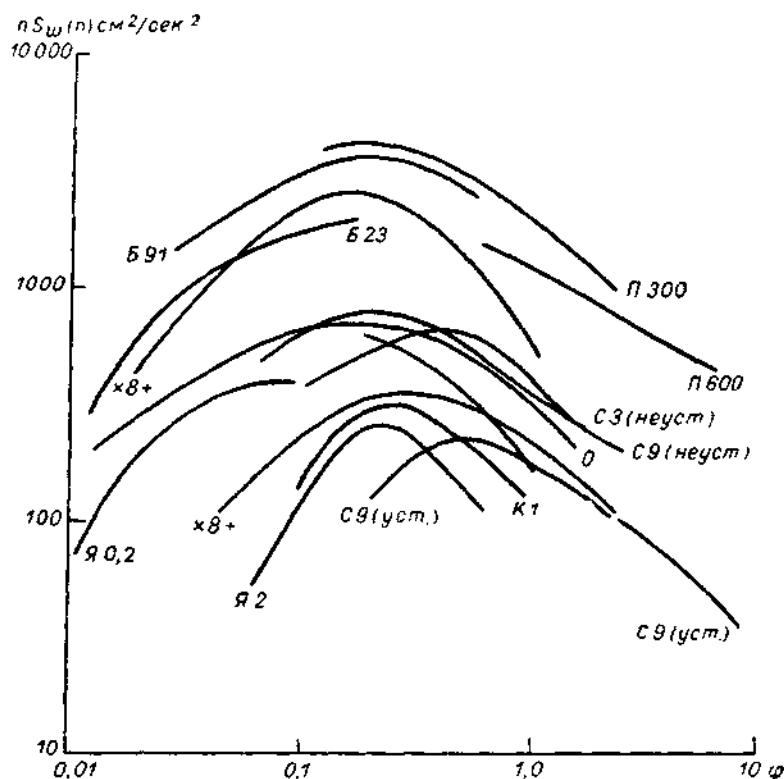


Рис. 158. Спектры вертикальной скорости в функции безразмерной частоты $\omega = fz/\bar{v}$. По Пановскому и Мак-Кормику.

Б — Брукхэвен, К — Кардингтон, О — О'Нейл, П — Портон, С — Силвер-Хилл, Х — Хенкок, Я — Япония, × — большая скорость, + — малая скорость.

и, следовательно, достаточно знать лишь одну из этих функций. А. Н. Колмогоров и А. М. Обухов теоретически показали, что функции эти имеют вид:

$$D_{\parallel}(r) = b^2 r^{2/3},$$

$$D_{\perp} = \frac{3}{4} b^2 r^{2/3},$$

где b — характеристика поля ветра, $b = 1,45 \sqrt{\bar{v}}$. Закон этот в принципе относится лишь к однородной и изотропной турбулентности и выполняется только при расстояниях r , малых по сравнению с масштабом неоднородности среднего поля скоростей.

Глава XX

ФРОНТЫ И ЦИКЛОНЫ

Очень важной чертой строения атмосферы является существование атмосферных *фронтов*. Фронтом называется поверхность, разделяющая движущиеся воздушные массы с различными свойствами, т. е. поверхность разрыва в поле температуры, ветра, влажности и других характеристик атмосферы.

Атмосферные движения большого масштаба проявляются в форме зарождающихся, развивающихся и угасающих больших циклонических и антициклонических вихрей (см. § 124) и связанных с ними ложбин и гребней. В верхней тропосфере преобладают движущиеся и сменяющие друг друга ложбины и гребни, создающие в общем течении атмосферы так называемые *длинные волны* (в плане). Волны и вихри иногда возникают и в стратосфере, где их удается обнаружить на высотах до 80 км.

Понятие атмосферного фронта, открытое экспериментально в 1917—1918 гг. В. Бьеркнесом в Норвегии, было одним из важнейших открытий физики атмосферы первой четверти нашего века. Оно объяснило многие черты и детали явлений погоды — изменений ветра, давления, температуры, форм облаков и осадков, а также разрывной характер атмосферных полей движения и пр. Оно позволило наглядно описать механизм превращения тепловой энергии в кинетическую энергию циклонов. Вместе с тем введение этого понятия не облегчило задачу прогноза развития атмосферных процессов на долгий срок (скажем, на двое суток или дольше).

Введение в практику прогноза погоды в 1937—1938 гг. (предложенных Х. П. Погосином в СССР) синоптических высотных карт (на которых вначале из-за редкой сети станций фронты прослеживались плохо), а также развитие предложенного И. А. Кибелем в 1939 г. [70] гидродинамического метода прогноза погоды, при котором в расчетах использовались также довольно крупные сетки точек и долгое время пренебрегалось разрывами полей давления, оттеснило метод фронтального анализа на второй план. В частности, введение методов расчета вертикальных скоростей, согласно (121.5), и по ним — осадков, для крупной сетки точек «размыло» фронты и превратило их на картах в почти

бесформенные и нерегулярно движущиеся области. Так возникало иногда мнение, что даже в прогнозе облаков и осадков можно обойтись без понятия фронта.

Полученные с искусственных спутников Земли телевизионные изображения больших областей атмосферы позволили ясно увидеть фронты и циклоны со всеми типичными чертами разрыва движений у фронта и волновых возмущений на его поверхности. Так обнаружилось и многие детали, как, например, параллельные ряды облаков, ячеистая структура фронтов и пр., заставляющие нас более подробно изучать понятие фронта и фронтальную природу циклонов [77].

§ 133. Воздушные массы, их движение и трансформация

Наблюдения за движениями в тропосфере показывают, что тропосфера расчленяется на ряд отдельных больших масс воздуха с различными свойствами. Они длительно существуют рядом и одна над другой. Смежные воздушные массы могут сильно отличаться по температуре, влажности и пр. Горизонтальные размеры их в умеренных широтах, как показывает статистика, порядка 2000—3000 км, а по вертикали они нередко охватывают всю тропосферу и, возможно, увлекают с собой также течения стратосферного воздуха. Обычно одну массу от другой отделяет очень четкая граница (атмосферный фронт) — разрыв в поле температуры, ветра и пр. В то же время внутри массы ее свойства непрерывно меняются с координатами. Степень прозрачности и высота тропопаузы в различных воздушных массах, например в тропических и полярных массах, также очень сильно различаются.

Понятие о такой замкнутой и единой воздушной массе не раз подвергалось критике, поскольку, действительно, ее свойства могут быть неодинаковы внутри нее на расстоянии тысяч километров и могут меняться со временем. Кроме того, на отдельных участках ее граница — фронт — может размываться и разрыв свойств может пропадать. Тем не менее для физического анализа атмосферных процессов понятие массы и фронта не только полезно, но и необходимо.

Например, при наблюдениях где-либо в умеренном поясе можно легко распознать приток *арктического воздуха* по резкому похолоданию, увеличению прозрачности атмосферы и пр. или приход *тропического воздуха*, теплого и замутненного. Кроме того, свойства воздушных масс всегда несколько различны в зависимости от того, пришли они с моря или с суши. Поэтому давно возникло представление об очагах — районах, где формируются свойства этих масс. Различают *континентальный* и *морской арктический* воздух (КАВ и МАВ), *континентальный* и *морской тропический* воздух (КТВ и МТВ). Полагая, что в умеренном поясе

формируется своя воздушная масса, ей издавна дали название полярного воздуха (соответственно кПВ и мПВ), хотя ее правильное называть умеренным воздухом (УВ). В очаге формирования воздушной массы, пока она под влиянием соответствующего радиационного и теплового баланса приобретает типичные для нее свойства, массу можно назвать местной. Очевидно, в Арктике местной воздушной массой является АВ, в пустынях Африки — кТВ и т. п.

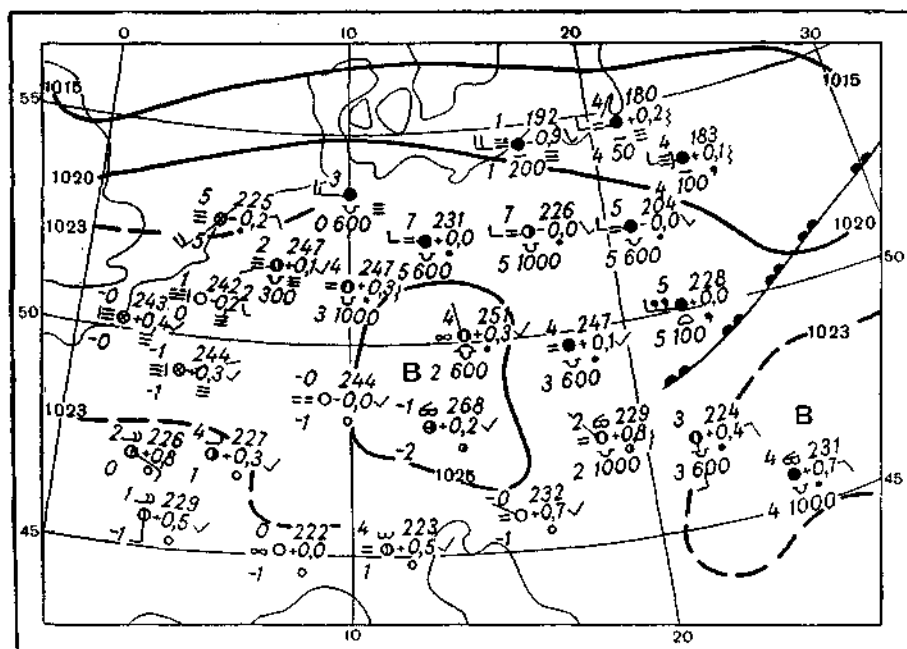


Рис. 159. Устойчивая воздушная масса над Центральной Европой. Синоптическая карта за 8 марта 1966 г. 9 час. моск. времени.

Например, 17 сентября 1961 г. наблюдалось вторжение тропического воздуха в Европу (в свободной атмосфере скорость потока достигала 66 м/сек.), при котором температура воздуха поднялась на 6—9° выше нормы (явление так называемого бабьего лета), причем тропический воздух проник до 68° с. ш. 17—21 декабря 1948 г. несколько западнее Урала произошло вторжение холодного арктического воздуха, оно захватило и Среднюю Азию, где сопровождалось бурными ветрами. При этом температуры над Аральским морем упали с —3 до —33°, над Ташкентом — с +2 до —17°. Волна холода, сопровождавшаяся сильными снегопадами, затем проникла в Иран, что обусловило там начало

очень холодной зимы 1948-49 г. Вертикальная мощность холодной массы достигала при этом 8—9 км.

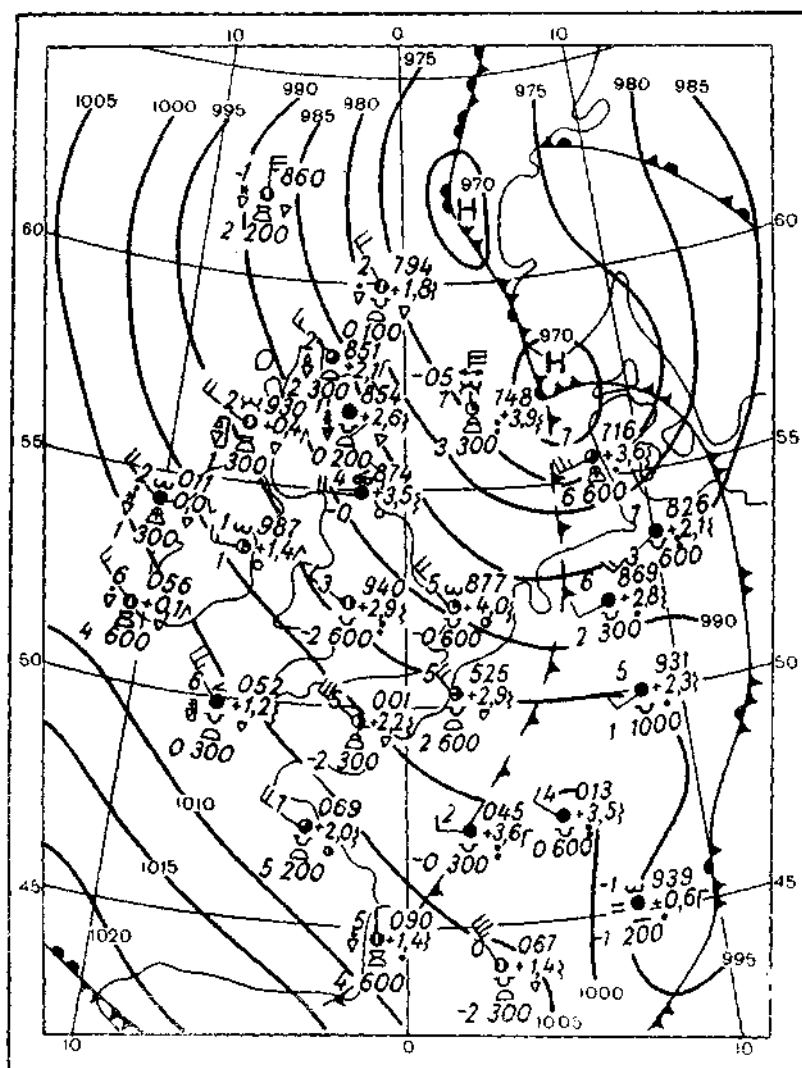


Рис. 160. Неустойчивая масса воздуха над Великобританией и западной Францией. Синоптическая карта за 3 декабря 1966 г. 3 часа моск. времени.

Для прослеживания подобного движения воздушных масс ныне предложено применять незначительные количества трассирующих веществ — флюоресцирующих частиц или газов SF_6 или

фреона-12, безвредных и в то же время легко обнаруживаемых химическим методом.

Некоторые свойства воздушных масс, как, например, прозрачность, являются типичными для них, а другие зависят от места наблюдения, траектории массы и пр. и не постоянны. Важно различать устойчивые массы (рис. 159), характеризующиеся малыми вертикальными градиентами температуры, частым возникновением инверсий, мглы и дымки, туманов, низких облаков (или ясной погоды, если влажность воздуха мала) от неустойчивых, в которых развивается конвекция, ливневые облака и осадки, грозы, порывистые ветры и пр. (рис. 160). Неустойчивость массы зависит не только от большой влажности, но и от более высокой температуры подстилающей поверхности, на которую вступает масса.

§ 134. Изменение ветра с высотой, обусловленное горизонтальными различиями температуры

Приток более теплой или холодной массы связан не только с изменением температуры, но и с характерной стратификацией ветра. Как мы говорили уже в гл. V, в более холодных районах давление в свободной атмосфере понижается с высотой быстрее, чем в теплых, и поэтому областям холода на больших высотах обычно соответствуют циклоны или ложбины, областям тепла — антициклоны или гребни. Рассмотрим, как ветер меняется с высотой в зависимости от горизонтальных градиентов температуры вне слоя трения.

Запишем уравнения геострофического ветра (124.2), (124.3) и уравнение (25.1) для случая статического равновесия:

$$u = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0. \quad (134.1)$$

Подставляя $\rho = \frac{p}{R_s T}$, получим:

$$\frac{u}{T} = -\frac{R}{f} \frac{\partial \ln p}{\partial y}; \quad \frac{v}{T} = \frac{R}{f} \frac{\partial \ln p}{\partial x}; \quad \frac{g}{T} = -R \frac{\partial \ln p}{\partial z}. \quad (134.2)$$

Дифференцируя два первых уравнения (134.2) по z и считая $f = \text{const}$, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u}{T} \right) = -\frac{R}{f} \frac{\partial^2 \ln p}{\partial y \partial z}; \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{T} \right) = \frac{R}{f} \frac{\partial^2 \ln p}{\partial x \partial z}. \quad (134.2a)$$

Из (134.2) также имеем

$$-\frac{g}{f} \frac{1}{T^2} = \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{R}{f} \frac{\partial^2 \ln p}{\partial x \partial z}$$

и, исключая $\frac{\partial^2 \ln p}{\partial x \partial z}$, получаем.

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{v}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{l} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (134.3)$$

Интегрируя (134.2a) от z_0 до z , можно получить:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{T}{T_0} u_0 - \frac{gT}{l} \int_{z_0}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial y} dz; \\ v &= \frac{T}{T_0} v_0 + \frac{gT}{l} \int_{z_0}^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dz. \end{aligned} \right\} \quad (134.4)$$

Предположим, что вертикальный градиент температуры β везде постоянен, т. е. что $T = T_0 - \beta(z - z_0)$. Тогда $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T_0}{\partial x}$ и $\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T_0}{\partial y}$ не зависят от z и могут быть вынесены за знак интеграла:

$$\left. \begin{aligned} \int_{z_0}^z \frac{dz}{T^2} &= \frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) = \frac{z - z_0}{TT_0}; \\ u &= \frac{T}{T_0} u_0 - \frac{g}{l} \frac{(z - z_0)}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial y}; \\ v &= \frac{T}{T_0} v_0 + \frac{g}{l} \frac{(z - z_0)}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (134.4a)$$

Формулы (134.4) были впервые широко использованы для анализа атмосферных процессов и прогноза погоды С. И. Троицким около 1930 г.

В более общем случае, когда поле T зависит от z , величины

$$\begin{aligned} \Delta u &= - \frac{g}{l} \int_0^z \frac{\partial \ln T}{\partial y} dz \\ \Delta v &= \frac{g}{l} \int_0^z \frac{\partial \ln T}{\partial x} dz \end{aligned} \quad (134.5)$$

называют иногда составляющими *термического ветра*. Легко видеть, что термический ветер направлен перпендикулярно горизонтальному градиенту температуры, так что область низких темпе-

ратур остается слева, подобно тому как геострофический ветер направлен перпендикулярно горизонтальному градиенту давления, а низкое давление остается слева. Чем больше высота, тем сильнее термический ветер, так как тем больше значение интегралов в (134.5) и тем больше вклад температуры в скорость ветра на данном уровне (если только градиент температуры не меняет с высотой направления на обратное).

Рассмотрим некоторые примеры изменения ветра с высотой для северного полушария (рис. 161), пренебрегая влиянием трения и негеострофичности ветра.

1. Если давление и температура уменьшаются в положительном направлении оси y (рис. 161 а), то геострофический ветер

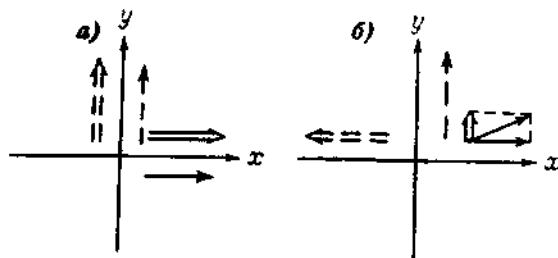


Рис. 161. Соотношение между геострофическим (простые стрелки) и термическим ветром (двойные стрелки).

Пунктиром указаны направления соответствующих градиентов.

направлен вдоль изотерм. При этом нет переноса теплого воздуха в холодную область, т. е. нет притока тепла или холода. Барический и термический ветры направлены вдоль оси x . Суммарный ветер быстро усиливается с высотой, не меняя своего направления.

Если считать, что в области циклона температура в общем убывает с юга на север, то подобное сочетание градиентов наблюдается, например, в южной части циклона, где, следовательно, западный ветер усиливается с высотой.

2. Если давление уменьшается в положительном направлении оси y , а температура уменьшается в отрицательном направлении оси x (рис. 161 б), то термический ветер перпендикулярен к барическому. Складывая их, мы видим, что с высотой суммарный ветер должен все больше поворачивать влево. Это случай, когда в данной области происходит приток более холодного воздуха в теплую область (так называемая *адвекция холода*). Левый поворот ветра с высотой, следовательно, сигнализирует о понижении температуры. Он наблюдается, например, в западном секторе циклона.

Как указал А. Ф. Дюбюк, иногда видно, что высокие вершины мощных кучевых облаков движутся, отклоняясь влево от движения их оснований. При этом все облако изгибается и наклоняется влево, что служит признаком начавшегося похолодания или даже ожидаемого вторжения холодного воздуха.

3. Аналогично при притоке теплого воздуха термический ветер направлен вправо от барического, и с высотой ветер поворачивает вправо (*адвекция тепла*).

Заметим, что в южном полушарии адвекция тепла связана с левым поворотом, а адвекция холода — с правым. Опыт показывает, что на больших высотах термический ветер значительно сильнее барического. Это значит, что ветер в верхней тропосфере зависит главным образом от распределения температуры в нижележащих слоях. Он направлен так, что области более низких температур остаются слева. Благодаря этому почти во всей верхней тропосфере и нижней стратосфере умеренных и полярных широт преобладают ветры западных направлений в виде гигантского вихря, окружающего полюс. Циклоны, антициклоны и фронты перемещаются в атмосфере обычно в направлении этого западного потока со скоростью, несколько меньшей скорости последнего.

§ 135. Трансформация воздушных масс

Свойства воздушной массы изменяются как при ее движении, так и тогда, когда это движение замедляется и масса как целое останавливается. Температура воздушной массы меняется потому, что она попадает в условия, где другой радиационный баланс (иная широта) и другое альбедо (иная подстилающая поверхность). Увеличение альбедо, как показала А. А. Бачурина, летом вызывает понижение температуры. Зимой (так же как и при низкой облачности) трансформация идет вообще очень медленно. Температура может меняться и при значительных вертикальных движениях, например при оседании, происходящем в передней (восточной) части антициклона. Влажность может увеличиваться при испарении с водной поверхности. Однако если проходящий воздух заметно теплее поверхности водоема, то возникающая большая устойчивость и развитие инверсий приостанавливают диффузию пара вверх и увлажнение воздуха, как это наблюдается, например, весной над Черным морем или оз. Мичиган (США). Наоборот, при прохождении холодного арктического воздуха над Атлантическим океаном разность температуры поверхности воды и воздуха может достигать до 15° и теплоотдача от воды к воздуху достигает $0,65 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$, а испарение, увлажняющее прежний холодный и сухой воздух, — до $0,133 \text{ г/см}^2 \cdot \text{час.}$ Так формируется здесь очень неустойчивый морской полярный воздух, приносящий затем в Европу грозы, ливни и пр.

Наблюдения со свободных аэростатов, сделанные в 1947—1952 гг. С. С. Гайгеровым и В. Г. Кастровым, показали, что прогреву воздуха сильно способствует солнечная радиация, поглощаемая водяным паром и пылью. Значительна также и роль вертикальных движений воздуха: так, в передней части развивающегося антициклона нисходящее движение вызывало нагревание на $0,36^\circ$ в час, в тыловой части восходящий поток охлаждался на $0,12^\circ$ в час [29].

Эти авторы нашли также, что турбулентный поток тепла дает лишь небольшой вклад в трансформацию в свободной атмосфере, что, согласно с нашим представлением об уменьшении k , выше пограничного слоя.

Теорией трансформации занимался М. Е. Берлянд [11], а также другие советские и зарубежные авторы. В. Д. Решетов показал, как простейшим способом рассчитать изменение вертикального градиента температуры (т. е. изменение степени устойчивости) при меняющихся с высотой векторе ветра и адвекции тепла или холода. При отсутствии вертикальных движений и радиационного притока тепла температура в данной точке меняется лишь за счет переноса. Очевидно, $\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \Gamma \frac{\partial v_n}{\partial z}$, где Γ — горизонтальный градиент температуры, а v_n — направленная вдоль него составляющая скорости ветра. Используя (134.3), можно написать (для высот выше слоя трения)

$$\Gamma \frac{\partial v_n}{\partial z} = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\gamma}{T} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = - \frac{\gamma}{T} \Gamma v_n,$$

т. е.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{1}{T} \Gamma v_n = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t}$$

и относительное локальное изменение γ равно (с тем же знаком) относительному локальному изменению температуры. В частности, адвекция тепла при $\gamma > 0$ увеличивает градиент и неустойчивость, а при инверсии — увеличивает ее интенсивность.

М. Е. Берлянд разработал подробную теорию трансформации, написав уравнения турбулентного теплообмена для воздуха с температурой T_1 , движущегося со скоростью u вдоль оси x , и уравнение для теплообмена в почве, имеющей температуру T_2 :

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + Q, \quad \frac{\partial T_2}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}, \quad (135.1)$$

где Q — заданный приток тепла от солнца и от вертикальных движений, k_2 — коэффициент температуропроводности почвы, $k_1 = k_1(z)$ — коэффициент турбулентности.

Граничным условием при $z=0$ является равенство температур воздуха и почвы $T_1=T_2$ и условие теплового баланса

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = R(x, t), \quad (135.2)$$

где $R(x, t)$ — заданная величина радиационного баланса, которая меняется вдоль пути потока.

Асаи [155] разработал подробную теорию трансформации воздуха на примере наиболее интенсивной трансформации очень холодного зимнего сибирского воздуха, проходящего над теплым Японским морем. Значительный поворот ветра с высотой требует при этом использования уравнений движения для двух координат (как в § 127). Кроме того, нужно учесть как испарение с теплого моря, так и рост турбулентности с уменьшением устойчивости прогревающегося снизу воздуха при граничных условиях вида (135.2). Скорость процесса трансформации такова, что первоначально очень сухой поток воздуха, пройдя не более 1000 км по пути к берегам Японии, становится весьма влажным, причем прогрев и увлажнение распространяются до высоты около 6,5 км. В Японии после этого наблюдаются обильные снегопады — здесь, на 37° с. ш., зимой даже у берега моря выпадает глубокий снег, а в долине Теторигава, всего на 600—800 м над ур. м., снежный покров достигает 6 м высоты. По данным искусственных спутников [215], в этом быстро трансформирующемся воздухе возникает крупноячеистая структура — полосы облаков бывают вытянуты приблизительно вдоль геострофического ветра на расстоянии 70—100 км друг от друга.

В. И. Чуприна рассмотрела, как прогревается арктический гренландский воздух, распространяющийся на юго-восток. На уровне 850 мб (около 1,5 км) максимальное прогревание, достигающее 14° в сутки, наблюдается у берегов Норвегии, над Гольфстримом, на уровне 700 мб (6° в сутки) — над Балтикой, а на уровне 500 мб (3° в сутки) — уже над Москвой. Так, замедляясь и затухая, волна тепла распространяется в воздушной массе вверх.

Примером сложных процессов, взаимодействующих при трансформации, является суховей. Так называется горячий и очень сухой ветер, наблюдающийся иногда над степями Украины, Поволжья, Казахстана и др. Он очень опасен для сельского хозяйства, так как в короткое время «опалает» растения, например хлебные культуры, уменьшая или полностью уничтожая урожай. Суховей наблюдается весной и летом, и за год, например, в Луганске бывает в среднем 10 дней с суховеями, в Малом Узене — 26, а в отдельные годы до 60—62 дней. Суховей — преимущественно южный или юго-восточный ветер, со скоростью иногда до 16 м/сек. и температурой до 42° , при нем дефицит влажности может достигать огромной величины, 55—65 мб. Даже у северной

границы распространения суховея, в Сагунах Воронежской области, 15—20 июля 1901 г. он дул непрерывно 5 дней при температуре до 34° и влажности, падавшей до 10%. Суховой часто приносит мглу, тоже способствующую нагреванию воздуха.

О происхождении суховея существуют различные мнения.

Если развернуть $\frac{dT}{dt}$ и $\frac{dp}{dt}$ в уравнении притока тепла (127.6'), согласно (127.6''), с учетом теплопроводности, согласно (30.4В), и принять, что ветер геострофический $u = u_g$, $v = 0$ и, следовательно, $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, то локальное изменение температуры равно

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u_g \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\gamma_a}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial t} - w(\gamma_a - \gamma) + k \nabla^2 T. \quad (135.3)$$

По оценке Н. Л. Таборовского (1936), в правой части (135.3) малы все члены (в том числе и те, которые выражают влияние нисходящей скорости w и турбулентного обмена с нагретой поверхностью $k \Delta^2 T$), кроме первого. Он считал, что локальное повышение температуры $\frac{\partial T}{\partial t}$ вызвано главным образом притоком

(адвекцией) более теплого воздуха. В 1948 г. П. К. Евсеев, однако, обнаружил, что суховеи бывают преимущественно при высоких и теплых стационарных антициклонах, в которых несомненно присутствуют нисходящие потоки воздуха. Об этом говорит и исключительная сухость воздуха при суховее. Так, например, при северо-восточном ветре в Никитском Саду (Крым) 19 октября 1949 г. относительная влажность падала ночью и утром до 1%, а удельная влажность — до 0,07 г/кг. Именно такие случаи и заставили А. И. Воейкова еще в 1912 г., а в последнее время С. П. Хромова, И. В. Бута и др. считать, что в формировании суховея принимают большое, если не решающее, участие нисходящие потоки, как бы «фёны из свободной (очень высокой) атмосферы».

§ 136. Возникновение фронтов

Образование фронта — фронтогенез — возможен, если внутри некоторой воздушной массы возникает различие температур, например ее южная часть становится теплее северной благодаря большому притоку радиации¹. При этом рождению фронта способствует форма течения воздуха, называемая *деформационным полем* (рис. 162). Если первоначально изотермы в нем состав-

¹ В тропическом поясе, как это показывают наблюдения в Индии, Австралии и т. п., не наблюдается возникновения фронтов, вероятно, из-за большой однородности поля температур и слабости полей деформации.

взяли небольшой угол с осью растяжения поля DD' , то легко доказать, что со временем этот угол уменьшается и изотермы поворачиваются параллельно оси растяжения. По Стоуну [240], примерно за два часа градиент температуры при этом может возрасти вдвое. В последующем сближающиеся холодная и теплая массы сформируют тут фронт с большим горизонтальным градиентом температур около него и даже с зоной неустойчиво стратифицированного воздуха. В удаленных от центра поля деформации θ частях поля воздух (с одной стороны оси растяжения теплый, с другой — холодный) течет почти точно вдоль изотерм.

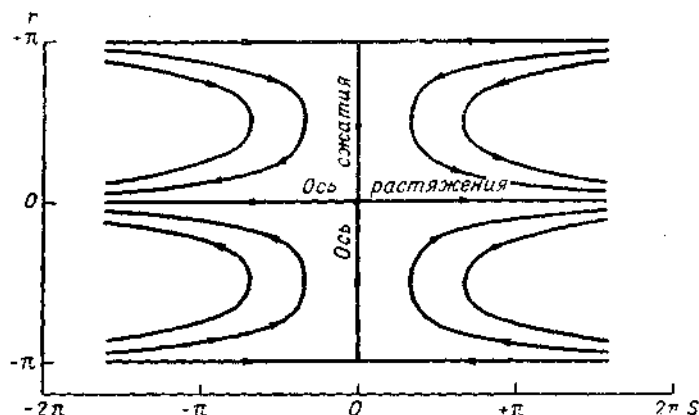


Рис. 162. Линии тока поля деформации. По Стоуну.

Элиассен [151] доказал, что в таком потоке у линии фронта должно возникать из-за приземного трения общее восходящее движение, по его выражению «организованное». После же того как у фронта начнется конденсация с выделением скрытого тепла, возникнет поперечная к фронту циркуляция (рис. 163) и восходящее движение будет развиваться в теплой, а нисходящее — в холодной массе.

Изучим подробнее развитие такой вертикальной циркуляции. Рассмотрим вертикальный разрез атмосферы в области фронтальной зоны (рис. 164). На разрезе проведены изобары и линии равного удельного объема $1/\rho$ — изостеры соответственно через каждую единицу давления (дин/см²) и удельного объема (см³/г). Те и другие пересекаются друг с другом, образуя параллелограммы — солениды (точнее говоря, трубки, образуемые пересечением изобарических и изостерических поверхностей). Наличие таких соленидов типично для бароклинической атмосферы, в которой плотность зависит не только от давления, как в баротропной атмосфере, но и от других факторов, главным образом от температуры. Выберем некоторый замкнутый контур на разрезе в

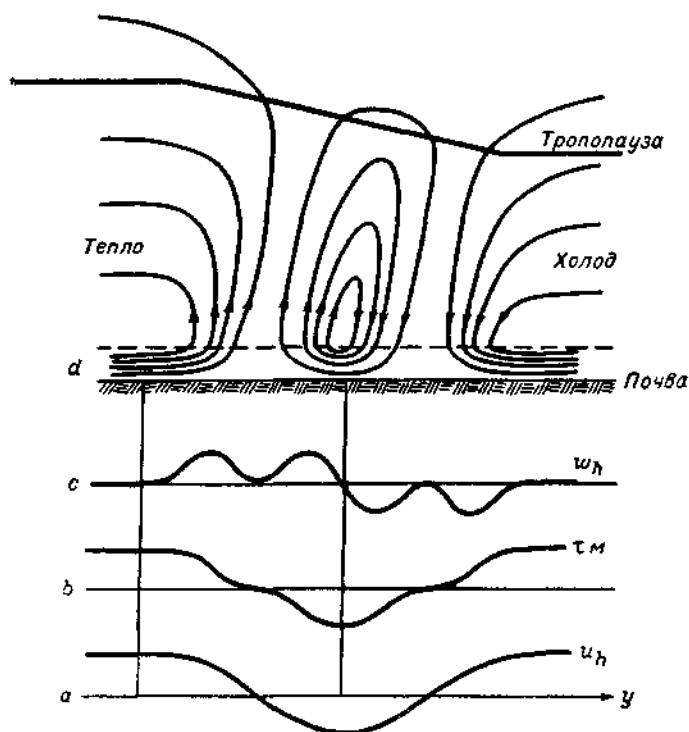


Рис. 163. Схематический меридиональный разрез области фронта. По Элиассену.

a — профиль зональной скорости ветра u_h на верхней границе пограничного слоя, b — профиль зональной составляющей касательного напряжения τ меридионального переноса масс в слое трения, c — профиль вертикальных скоростей w_h на верхней границе пограничного слоя (пунктир), d — линии тока поперечных циркуляций, обусловленных трением и конденсацией.

Рис. 164. Схематический вертикальный разрез через фронтальную зону.

1 — изобары, 2 — изостеры. Вверх давление понижается, а удельный объем — увеличивается. Асцендент удельного объема и градиент давления направлены вверх по нормальям к соответствующим линиям.



области фронта (точечный контур на рис. 164). Найдём для каждой точки скалярное произведение скорости v на элемент дуги контура ds и назовём интеграл по контуру

$$C = \oint v ds$$

циркуляцией контура. Согласно теореме В. Бьеркнеса, ускорение циркуляции равно

$$\frac{dC}{dt} = N, \quad (136.1)$$

где N — число единичных соленидов, охватываемых данным контуром s . При этом ускорение должно быть направлено от асцендента удельного объема к градиенту давления. Размерность $\frac{dC}{dt}$ и N — $\text{см}^2/\text{сек.}^2$ В одном примере, рассчитанном Т. Берджероном, в области фронта удельное число соленидов n , отнесенное к прямоугольнику высотой 1 км и шириной 1° широты (около 110 км), достигало 65, а в холодной и теплой массах, разделяемых фронтом, — соответственно 2,5 и 0,7. По В. А. Бугаеву, в меридиональном сечении, проходящем через Среднюю Азию от 47 до 37° с. ш., в слое от 1 до 8 км n в среднем равно за год 19. Это значит, что фронты, подобные вышеуказанному, появляются в данном районе примерно один раз в три дня.

Недавно Кирк [201] высказал новую точку зрения на формирование фронтов, связанное, по его мнению, с различиями вихря скорости в разных частях воздушной массы, приводящими к концентрации (сгущению) изотерм у некоторой линии. Он предполагает, что первичной причиной образования фронтов является именно неоднородность вихря.

Поверхность фронта, разделяющая две смежные воздушные массы, почти всегда наклонена под небольшим углом α к горизонту, причем наклонена в сторону более холодного воздуха. Поверхность фронта пересекается с поверхностью земли вдоль некоторой *линии фронта*.

В действительности в атмосфере не бывает настоящих поверхностей разрыва: между обоими массами воздуха всегда образуется переходная зона, в которой горизонтальные градиенты температуры, влажности и т. д. велики. Ширина этой зоны у поверхности земли до 100 км, в более высоких слоях она порой значительно больше.

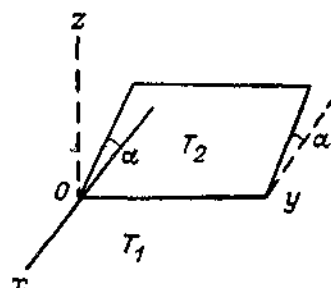
Вверх фронт нередко простирается до тропопаузы и, возможно, выше.

Равновесие разделяемых фронтом воздушных масс определяет угол наклона фронта α . В любой точке A поверхности стационарного фронта давление со стороны теплой массы p_1 и со

стороны холодной массы p_2 равны, т. е. $p_1 - p_2 = 0$. Также должны быть равны и нормальные к фронту составляющие скорости: $v_{n1} = v_{n2}$. Если мы возьмем две точки A и B на поверхности фронта (рис. 165) на расстоянии ds , то очевидно, вдоль ds $d(p_1 - p_2) = 0$ или

$$\left(\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x}\right)dx + \left(\frac{\partial p_1}{\partial y} - \frac{\partial p_2}{\partial y}\right)dy + \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{\partial p_2}{\partial z}\right)dz = 0, \quad (136.2)$$

где dx, dy, dz — проекции ds на оси. Направим ось y параллельно линии фронта и выберем точки AB в плоскости zOx (т. е. положим $dy = 0$). Тогда угол α определится из условия



$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= -\frac{dz}{dx} = -\frac{\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x}}{\frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{\partial p_2}{\partial z}} = \\ &= -\frac{\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x}}{g(p_1 - p_2)}. \end{aligned} \quad (136.3)$$

Рис. 165. Поверхность фронта, параллельная оси и наклоненная под углом α к оси Ox .

причем, заменяя $dp_1 = -g\rho_1 dz \dots$, мы пренебрегли вертикальными ускорениями dw/dt .

Рассмотрим сначала простейший случай, когда фронт неподвижен и нет горизонтальных ускорений и пренебрежем трением). Тогда $\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial x} = lv_1$, $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_2}{\partial x} = lv_2$ и, подставляя $\rho = \frac{p}{R_g T}$, получим

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{l}{g} \frac{\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{l}{g} \frac{T_1 v_2 - T_2 v_1}{T_2 - T_1}, \quad (136.4)$$

т. е. так называемую формулу Маргулеса.

В частности, для широты Москвы при $T_1 - T_2 = \Delta T = 5^\circ$, $v_1 - v_2 = \Delta v = 10$ м/сек., $\operatorname{tg} \alpha = 0,0066 \approx 1/152$. Если фронтальная поверхность расположена так, как на рис. 165 ($\operatorname{tg} \alpha > 0$) и $T_1 > T_2$, то должно быть $\Delta v > 0$. Если, например, холодная масса с температурой T_2 расположена на севере, а теплая — на юге и в последней господствует западный ветер со скоростью v_1 , то в холодной будет либо более слабый западный, либо восточный поток и т. д.

Легко видеть, что наличие западного геострофического потока в теплом воздухе и восточного (рис. 166 а) в холодном соответствует форма изобар на карте давления воздуха, изображенная на рис. 166 б. На ней видно, что давление с обеих сторон уменьшается к фронту — к оси y . В то же время более низкое давление (верхняя часть рис. 166 б) вызывает движение против

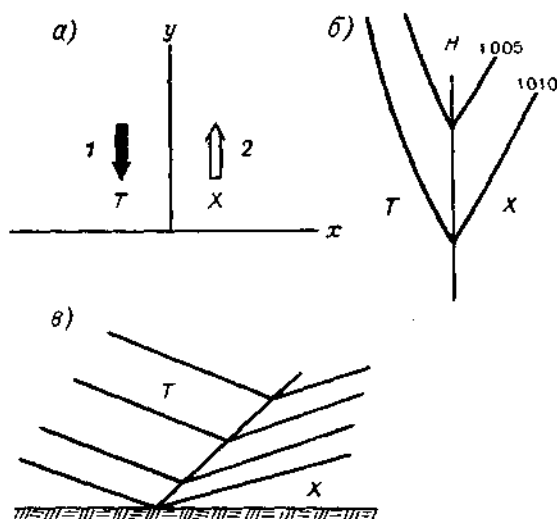


Рис. 166. Составляющие потока ветра, направленные вдоль линии фронта (в плане) (а); изобары и линия фронта на синоптической карте, более низкое давление на севере (вверху) (б); поверхность фронта и изобарические поверхности в вертикальном сечении (в).

часовой стрелки, смещая фронт в сторону холодного воздуха. Такой фронт называется теплым. Фронт, движущийся в сторону теплого воздуха, называется холодным. На рис. 166 в изображен вертикальный разрез, на котором изобарические поверхности опускаются к фронту, т. е. с фронтом связана ложбина низкого давления. Изобарические поверхности в то же время сгущены в холодном воздухе, где из-за низкой температуры давление воздуха быстрее убывает вверх, чем в теплом.

Можно предвидеть, что у земли трение (до сих пор не учтенное нами), отклоняющее (см. § 130) движение влево от геострофического, изображенного на рис. 166 а, создает тут сходимость течений и сильное восходящее движение. Чтобы изучить их, можно использовать распространенный сейчас метод так назы-

ваемого численного эксперимента. Он состоит в том, что выбирают определенное сочетание сил, уравнений движения и крайних условий к ним — определенную аналитическую модель явления. Затем решают эти уравнения без упрощений на электронной счетной машине и сравнивают результат с данными наблюдения. Это позволяет подобрать такие значения вошедших в решение параметров или функций, при которых теоретическая модель приближается к тому, что наблюдается в природе.

Применительно к изучению вертикальной структуры фронта с учетом сил трения такой эксперимент был сделан Боллом [156] в Англии и Х. Х. Калажиковым и Л. Н. Гутманом [66] в СССР. Болл принял простейшую модель — сила трения действует лишь у земли и пропорциональна там скорости ветра. Рассчитанный при этом профиль холодного фронта благодаря торможению притуплен и крут у земли ($\alpha=90^\circ$). Такая форма, действительно, наблюдается в природе (см. § 138), когда при прохождении холодного фронта понижение температуры происходит очень резко, иногда за 10—20 мин. Теплый фронт, по Боллу, должен двигаться поверху, оставляя у земли «волокущийся» слой холодного воздуха конечной толщины $h_0 \neq 0$. В природе этого нет: хотя подобное волочение и наблюдается временами, но вторгающийся теплый воздух все-таки всегда доходит до земли.

Х. Х. Калажиков и Л. Н. Гутман предположили, что существует внутреннее трение во всей атмосфере, коэффициент турбулентности $k = \text{const}$. Это означает, что у земли должно быть $u = v = 0$ и что у поверхности фронта $u_1 = u_2$, $v_1 = v_2$, т. е. турбулентность тут совершенно сглаживает разрыв скоростей двух масс. В природе, однако, разрыв существует даже в пограничном слое, где эффекты турбулентности наибольшие. Рассчитанные этими авторами профили фронтов и линии тока в системе координат, движущейся с фронтом, изображены на рис. 167. Форма холодного фронта (рис. 167 а), как и у Болла, сходна с наблюдаемой. Перед линией фронта есть резкое, хотя и небольшое по протяженности восходящее движение, дающее, очевидно, толчок к развитию ливневых облаков. За теплым фронтом (рис. 167 б) зона волочения уже, чем на графике Болла, и, главное, заметно усиление восходящих движений непосредственно над линией фронта. В природе такое восходящее движение выражено еще более резко, оно порождает мощную (до 6 км и более) облачную систему. Очевидно, эти теоретические схемы недооценивают роль трения и сходимости потоков вниз, у линии фронта.

В § 137 будет рассмотрен еще один численный эксперимент, в котором устранены эти расхождения с данными наблюдений.

На рис. 168 представлен пример трехмерной структуры атмосферного фронта (по Ньютону [214]). Он хорошо демонстрирует существование переходной, сильно бароклинной зоны между

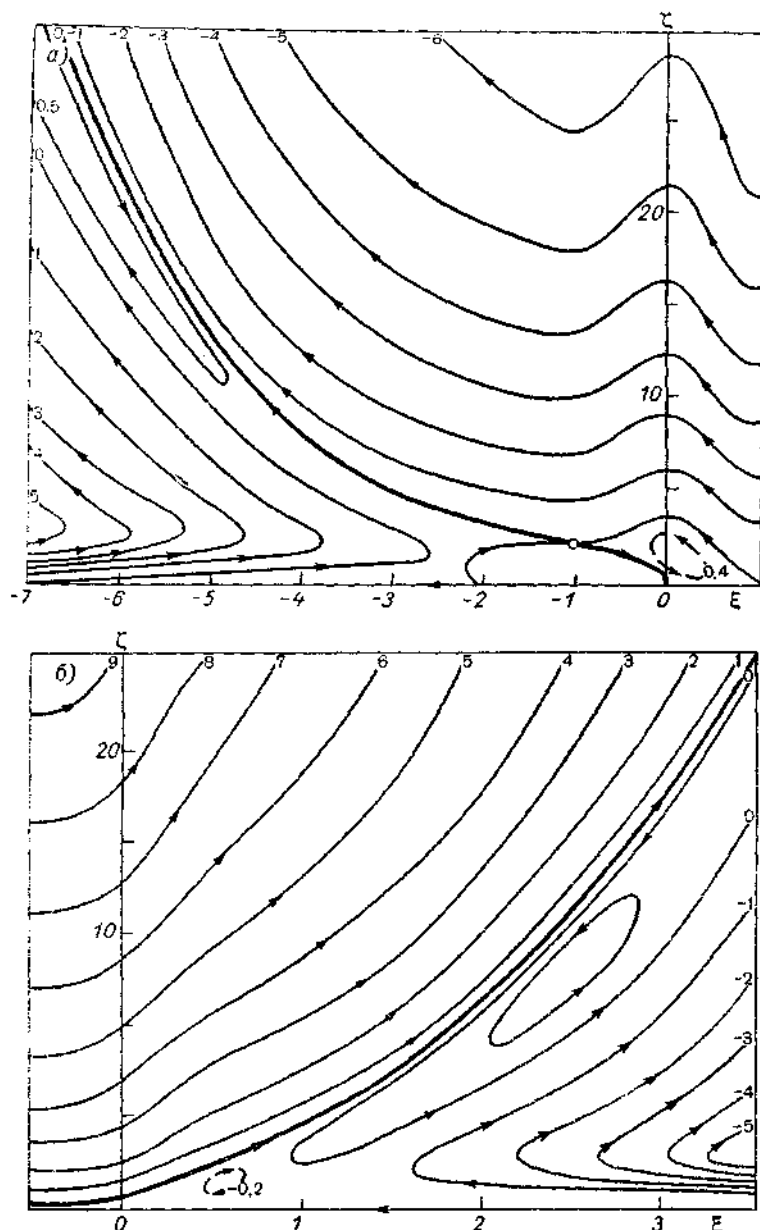


Рис. 167. Профили холодного (а) и теплого (б) фронтов.
По Х. Х. Калажикову и Л. Н. Гутману.

Жирная линия — поверхность фронта, тонкие линии — линии тока по отношению к движущемуся фронту. За единицу длины по оси ξ принята

$$\text{величина } \xi = \frac{u_0}{\mu} \sqrt{\frac{1}{2\nu}} x \text{ по оси } \zeta \text{ — величина } \zeta = \sqrt{\frac{1}{2\nu}} z.$$

рит о существенном усилении ветра здесь, т. е. о значительном запасе кинетической энергии. Такая область сгущения изогипс называется *высотной фронтальной зоной* (ВФЗ). Зона эта имеет вход — место, где изогипсы по направлению потока сближаются, и дельту, где они снова расходятся.

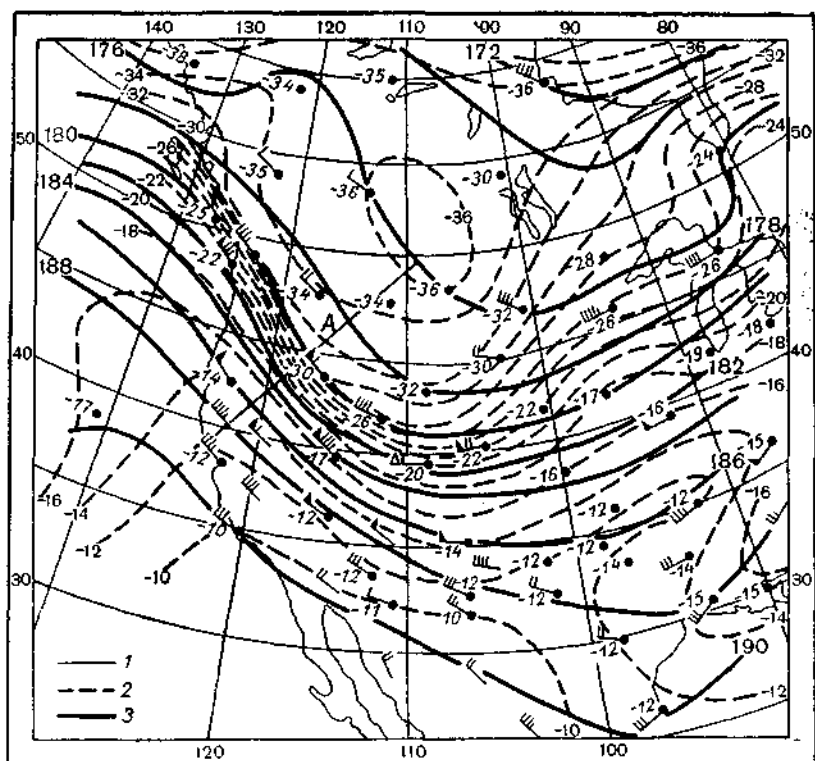


Рис. 1686. Карта барической топографии уровня 500 мб. США, 3 апреля 1950 г. 15 час. мирового времени.

1 — изогипсы (единица высоты 200 футов = 61 м), 2 — изотермы ($^{\circ}\text{C}$), 3 — границы фронтальной зоны. Короткое перо стрелки соответствует скорости ветра 5 узлов, длинное — 10 узлов, треугольник — 50 узлов.

На рис. 170 изображен вертикальный разрез описанного фронта по линии А. Виден большой контраст температур по обе стороны фронта, резкий излом изотерм (большой градиент $\frac{dT}{dx}$) во фронтальной зоне. Здесь изотермы сильно наклонены к изобарам, т. е. атмосфера во фронтальной зоне обладает значительной

бароклинностью. Выше 6—7 км контраст температур ослабевает, фронтальная зона расширяется и как бы расплывается.

Большие $\frac{\partial T}{\partial x}$ во всей фронтальной зоне создают, согласно (134.4), возрастающее с высотой усиление ветра. Так возникает

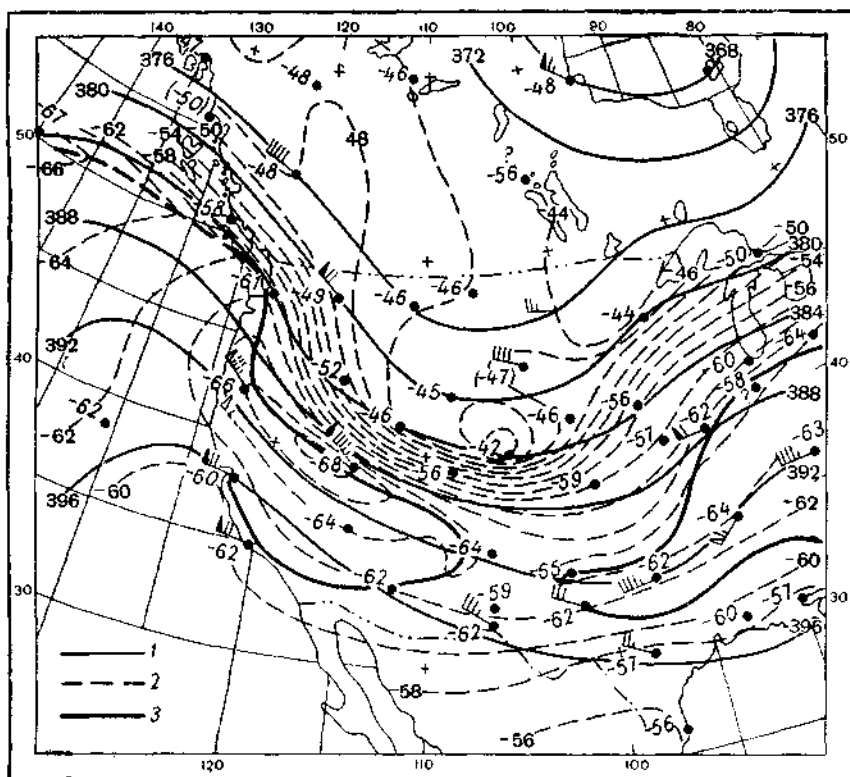


Рис. 169. Карта барической топографии уровня 200 мб. США, 3 апреля 1950 г. 15 час. мирового времени.

1 — изогипсы, 2 — изотермы, 3 — сечение тропопаузы.

над фронтом (рис. 169) узкая зона сильного струйного течения со скоростями более 70 м/сек. (см. гл. XXII, § 154).

Приведенный пример — один из весьма ярких, далеко не всегда фронт выражен столь отчетливо и в нижней, и в верхней тропосфере.

В некоторых случаях у фронта характерный контраст температур наблюдается лишь в нижнем слое толщиной 1—2 км.

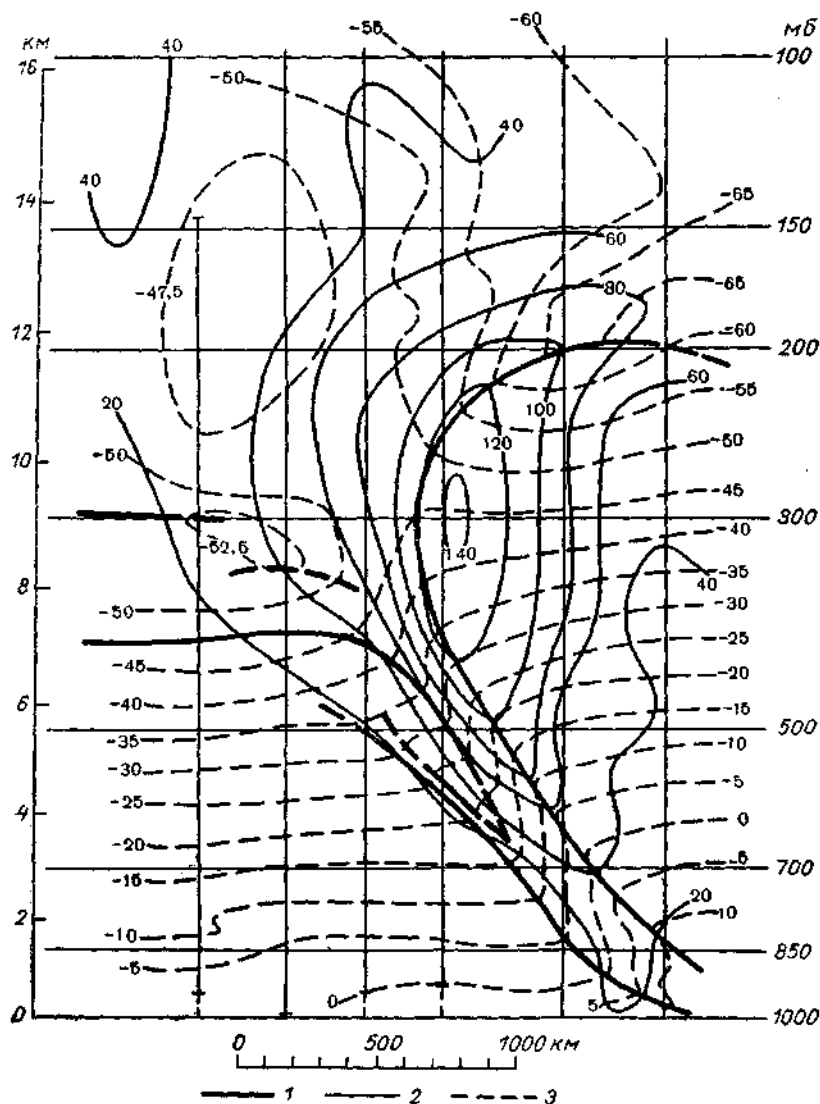


Рис. 170. Вертикальный разрез через фронт 3 апреля 1950 г. по линии А (см. рис. 1686).

1 — границы фронтальной зоны и тропопауза, 2 — линии равной скорости ветра (в узлах), 3 — изотермы (°C).

§ 137. Теплый фронт

Если более теплая масса воздуха, перемещаясь, оттесняет более холодную, занимая ее место, то разделяющий их участок

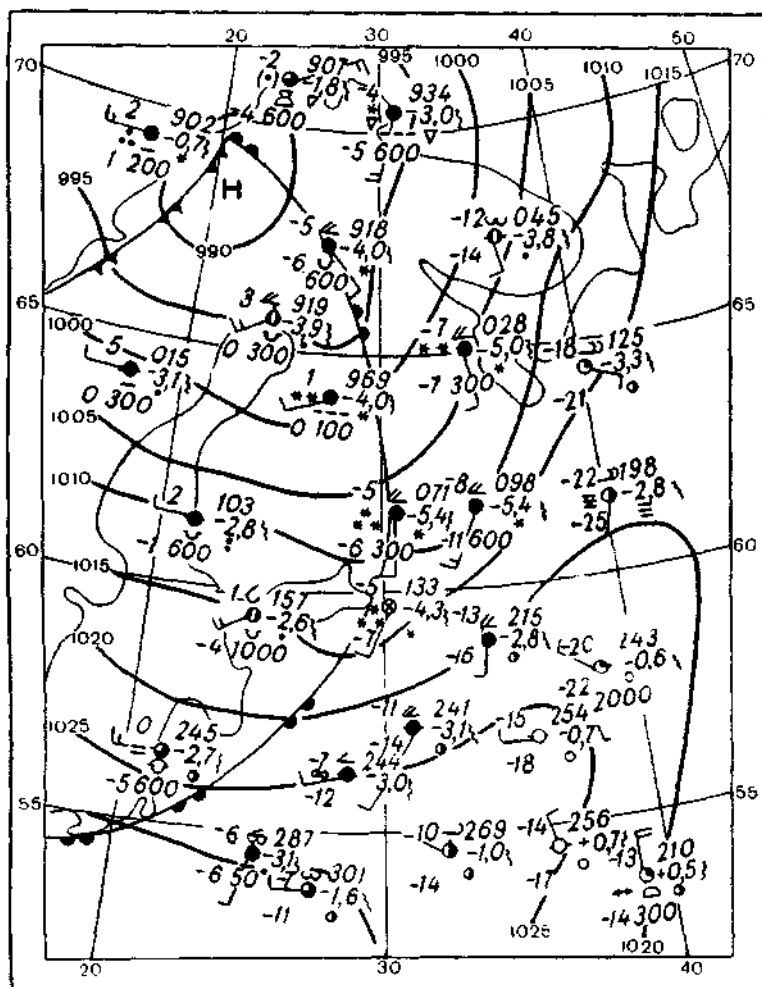


Рис. 171. Теплый фронт над Северо-Западной Европой. Синоптическая карта 20 марта 1966 г. Приток теплого воздуха с запада.

фронта называется теплым фронтом. Иначе говоря, тот участок поверхности фронта (на наземной карте — линии фронта), у которого общее движение воздуха направлено в сторону холодного воздуха (рис. 171), является теплым фронтом. В этом случае теп-

лый воздух натекает на холодный, расположенный в виде клина внизу.

Наклон поверхности теплого фронта, по Е. Г. Зак, в среднем равен $1/130$, хотя, конечно, он довольно сильно меняется в отдельных случаях.

Характерной чертой большинства теплых фронтов является восходящее движение воздуха в значительной области над поверхностью фронта. Это восходящее движение вызвано рядом

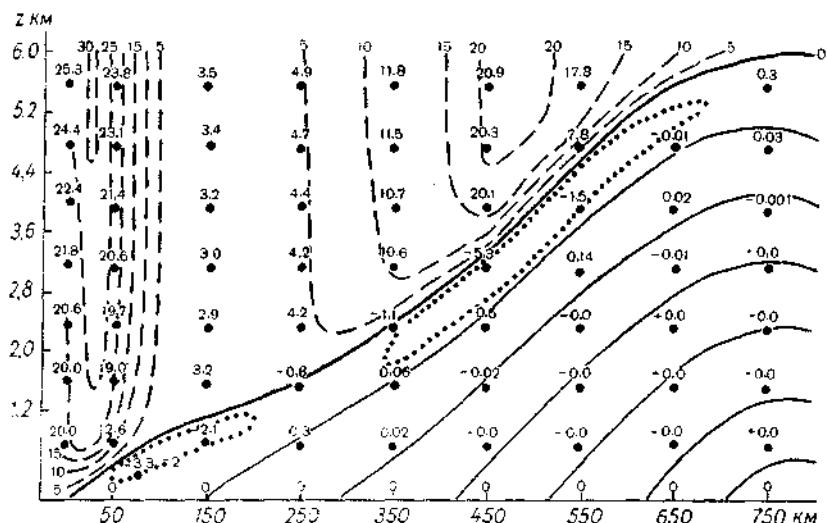


Рис. 172. Рассчитанные вертикальные скорости (см/сек.) над поверхностью фронта. По М. И. Рузину.

причин: более всего конвергенцией потоков в приземном слое, а также ускорением циркуляции во фронтальной зоне (бароклинностью последней) и дивергенцией потоков в свободной атмосфере перед линией фронта (нестационарным движением). Ускорение циркуляции над поверхностью теплого фронта создает движение вверх, а под ней в холодном воздухе — вниз. Оно будет тем больше, чем больше N , т. е. чем больше угол изобар и изостер, чем круче «падают» вниз изотермы во фронтальной зоне и чем значительнее разница температур.

Формула (136.1) применима лишь в идеальной жидкости, без трения, например к свободной атмосфере. Для приземного слоя, где трение существенно, В. И. Губин указал в 1953 г. обобщение теоремы Бьеркнеса: ускорение циркуляции по контуру равно числу единичных изостер — виртуально-изобарических соленоидов, охватываемых контуром. При этом виртуальным давлением называется такое давление, поле которого (при геострофическом

условии) создало бы скорости, равные наблюдаемым скоростям ветра. Виртуальные изобары можно заменить линиями тока.

На рис. 172 представлен разрез, рассчитанный М. И. Рузиным в предположении, что турбулентность средней интенсивности ($k=5 \text{ м}^2/\text{сек.}$) существует во всей атмосфере. Он вычислил вертикальные скорости в области теплового фронта. При этом

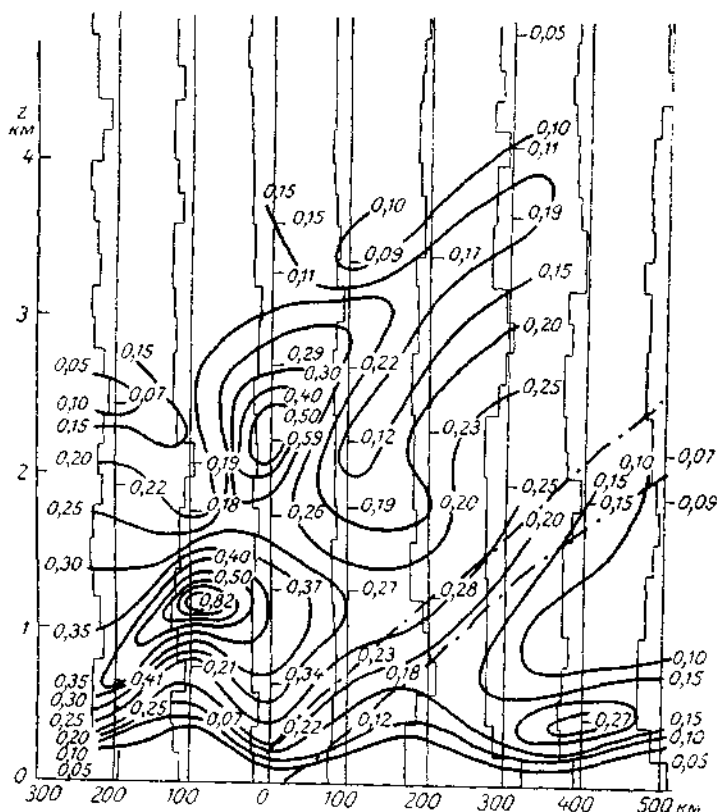


Рис. 173. Распределение влажности (г/м^3) в области теплового фронта. Рига, теплое полугодие. По С. Н. Бурковской.

форма теплового фронта была задана заранее, в отличие от расчетов, цитированных в § 136. Поскольку в этом численном эксперименте зона волочения была устранена, приземное трение у линии фронта «работало в полную силу» и создало там очень быстрые восходящие движения — более 30 см/сек. над линией фронта. Вторая область больших w — более 20 см/сек. , связанная с ускорением циркуляции, находится впереди линии фронта на высоте более 5 км.

На рис. 173 представлено среднее распределение водности фронтальных облаков, рассчитанное С. Н. Бурковской [23] по наблюдениям над Ригой в теплое полугодие. На этом разрезе ясно видны две зоны наибольшей водности — над линией фронта и впереди нее, соответствующие областям быстрого восходящего движения.

Пример детального вертикального разреза облаков теплового фронта Ns — As представлен на рис. 174 по данным Е. Г. Зак и

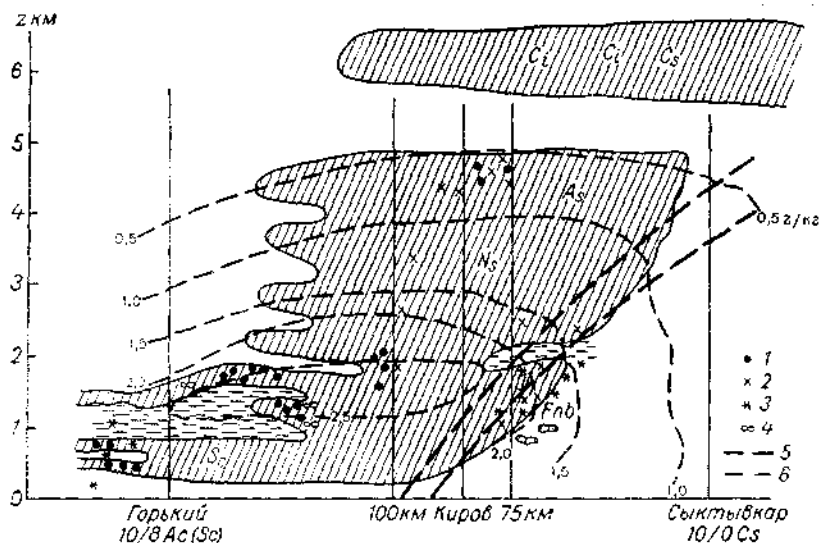


Рис. 174. Вертикальный разрез теплового фронта. 17 час. 17 марта 1951 г.
По А. М. Боровикову и Е. Г. Зак.

1 — капли, 2 — кристаллы, 3 — снег, 4 — обледенение, 5 — граница фронтовой зоны, 6 — линии равной удельной влажности.

А. М. Боровикова [59]. Эти авторы нашли, что фронтальные облака однородны и плотны лишь вблизи поверхности фронта, а с удалением от нее они часто распадаются на отдельные ярусы, разделенные безоблачными прослойками, в которых вертикальный градиент температуры уменьшен. Вертикальная мощность переходной зоны вблизи поверхности земли около 270 м, выше она достигает 800 м.

Если теплый воздух влажен и неустойчив, то в слое фронтальных облаков Ns могут возникать настоящие грозовые Sb , плотные и дающие ливни. Такое явление часто наблюдается в США в тропическом воздухе (мТВ), приходящем с Мексиканского залива. В СССР, например, Н. В. Лебедева описала грозы теплового фронта 18—19 апреля 1955 г., на севере Европейской территории СССР.

Е. Г. Зак показала, что если над фронтом есть только капельные облака, то осадков не выпадает. Сильные осадки образуются только в смешанных — во всей толще или в одном каком-либо слое — облаках. По данным Г. Д. Решетова, облачная зона простирается в среднем на 545 км впереди фронта, по данным Е. Г. Зак и Л. Г. Чернега, — до 670 км зимой и 840 км летом.

Фронт связан с ложбиной поля давления, и поэтому с его приближением давление падает (перед ним *тенденции*, т. е. величины изменений давления за 3 часа, отрицательны, величина их тем больше, чем интенсивнее фронт). Ветры при этом несколько усиливаются, а в полярных областях теплый фронт сопровождается даже бурями.

§ 138. Холодный фронт

Если холодная масса воздуха оттесняет теплую, то участок фронта, разделяющий их, называется холодным фронтом

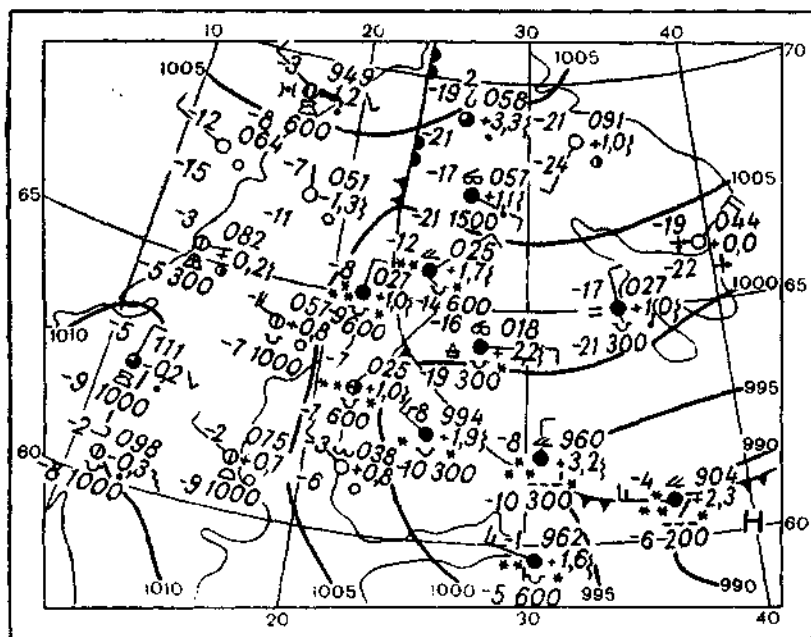


Рис. 175. Холодный фронт над Северо-Западной Европой. Синоптическая карта за 21 час моск. времени 9 марта 1966 г. Приток холодного воздуха с северо-востока.

(рис. 175). Наклон поверхности *холодного фронта* в среднем равен $\frac{1}{85}$, однако в пограничном слое он гораздо круче и может быть даже направлен вперед, создавая тут большую неустойчи-

вость. Прохождение холодного фронта дает похолодание, иногда очень резкое. Так, в США за холодным фронтом 18—19 октября 1948 г. произошло понижение температур на 20—27°. Фронт, прошедший 25 марта 1963 г. над Алжиром, где похолодало более чем на 12°, проник до 8—10° с. ш. — почти до экватора, вызвав мощные пыльные бури на площади более 300 000 км². В южном полушарии холодный фронт, прошедший над Бразилией 17 июля

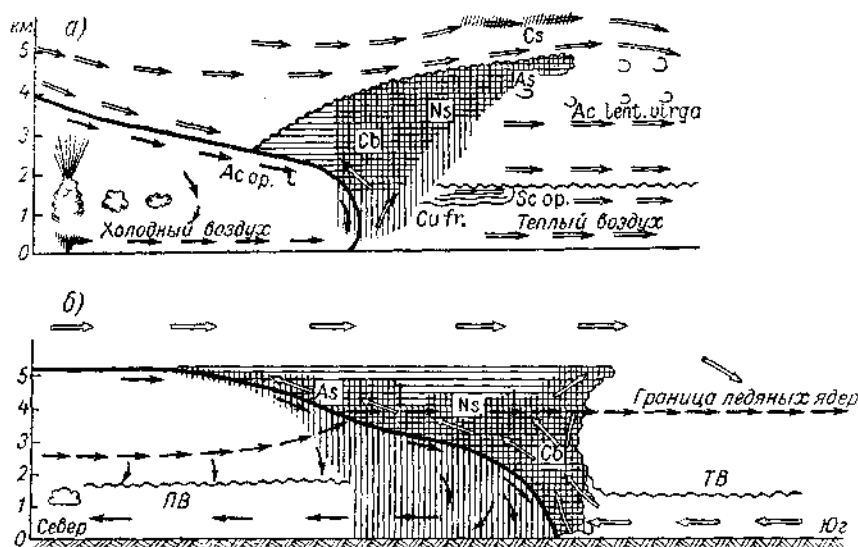


Рис. 176. Холодный фронт второго рода (катафронт) (а) и первого рода (анафронт) (б). Скорости указаны по отношению к фронту.
По С. П. Хромову.

1957 г., перешел даже экватор и проник 21 июля севернее его в Венесуэлу, до 6° с. ш., где дал осадки до 100 мм в сутки.

Поскольку движущийся холодный воздух приподнимает находящийся над ним теплый, восходящий ток перед линией фронта образует вихрь с горизонтальной осью («крутящийся вал») и сильные шквалы.

По форме движения воздушных масс холодные фронты могут быть разбиты на два типа:

а. Катафронт — активный холодный фронт (холодный фронт второго рода), над которым скорость движения теплого воздуха больше, чем скорость фронта. В результате этого наверху теплый воздух обгоняет фронт и опускается (рис. 176 а).

Лишь в самой передней части, где «клин» как бы затуплен, в узкой зоне развивается сильное восходящее движение. За ней на высоте около 1 км уклон поверхности катафронта становится

очень мал — порядка $1/250$ (до $1/250$ на высоте 2 км). Средний годограф скоростей, построенный Сансомом [235] для катафронтов (рис. 177а), показывает, что левый поворот ветра с высотой очень незначителен (около 20° в слое 90—400 мб), т. е. адвекция холода слабая. Скорость же ветра быстро увеличивается с высотой. Выше уровня 900 мб нормальная к фронту составляющая скорости велика и превышает скорость самого фронта. Скорость нисходящего движения мала — порядка 2 см/сек., но благодаря

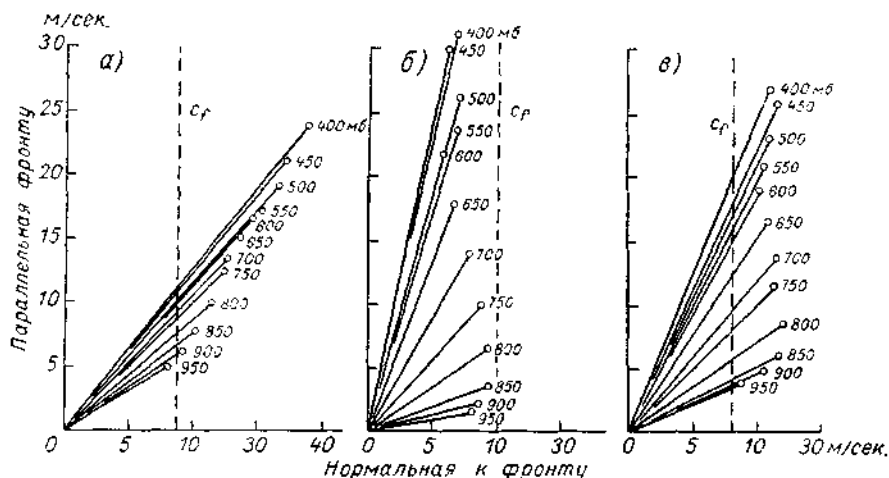


Рис. 177. Средние нормальные к фронту и параллельные фронту составляющие скорости ветра на разных уровнях. По Сансому.

а — катафронт, б — анафронт, в — переходная форма, C_f — скорость движения фронта.

ему воздух очень сух. На уровне 700 мб (около 3 км) удельная влажность за линией фронта равна в среднем $1/3$ влажности перед фронтом, и облака тут размываются.

В отдельных случаях нисходящий поток достигает поверхности земли со значительной скоростью, принося сухой и теплый воздух. Тогда перед фронтом появляется линия сильных шквалов. Они развиваются, вероятно, на поверхности, разделяющей этот сухой воздух от более влажного, расположенного перед самим фронтом.

В общем случае сильное восходящее движение, переходящее в бурную конвекцию, возникает у катафронта в узкой (40—60 км) зоне над линией фронта. Здесь сильная турбулентность распространяется до высот 7—8 км, а может быть, и выше, поскольку иногда фронтальные C_b проникают и в стратосферу. Самолет, попавший в эту турбулентную зону, испытывает значительные ускорения (порядка g и более), меняющие знак иногда через 1—2 сек. (примерно через 100—200 м). Здесь развиваются мощные грозовые облака большой высоты, обычно с наковальнями,

с ливнями и сильными электрическими разрядами. Довольно часто за прохождением этой стены облаков наступает прояснение (вызванное нисходящим движением воздуха). Но иногда низкий облачный слой шириной до 250 км (от линии фронта), обусловленный конвергенцией холодных потоков, образуется под фронтом, пасмурная погода сохраняется.

б. Анафронт — пассивный холодный фронт (первого рода), над которым теплый воздух отстает от движения фронта (рис. 176 б). Относительная скорость теплого воздуха поэтому направлена назад и он в общем поднимается над фронтом, имеющим более крутой наклон ($1/70—1/80$), чем у фронта второго рода. Скорость восходящего движения достигает иногда тут 25 см/сек. Средний годограф скоростей (рис. 177 б), кроме упомянутого отставания, указывает также на наличие сильного левого поворота ветра с высотой, т. е. на адвекцию холодного воздуха. Над фронтом формируется облачная система Ns—As (в малом масштабе похожая на облака теплого фронта) и идут более продолжительные, чем в случае катафронта, осадки.

Описанные типы холодных фронтов — наиболее яркие. Нередко, например зимой или в Арктике, наблюдаются и слабые фронты, с облаками малой мощности и небольшими осадками.

Наблюдения со спутников и детальные наблюдения в пограничном слое с помощью высоких мачт показали, что в зоне, переходной между теплой и холодной воздушной массами, нередко возникает самостоятельная циркуляция. Ячейки размером порядка 70 км, создающие неоднородность конвекции, ветров и осадков вдоль фронта, разбивают его линию на ряд то более, то менее интенсивных участков.

Много дискуссий вызвало явление так называемого опережения холодного фронта, при котором холодный воздух на больших высотах существенно обгоняет линию фронта вниз и образует облака и осадки *перед* ней. Такие явления сильны в горах Памира и Тянь-Шаня, где это верхнее вторжение обостряется благодаря влиянию гор [16]. В отдельных случаях оно бывает заметно и над равнинами. Вероятно, в этом случае не наблюдается, как считали ранее, наклона верхней части фронтальной поверхности вперед, а просто происходит более сильная адвекция холодного воздуха с севера при сильном левом повороте ветра с высотой.

§ 139. Фронты окклюзии

Поскольку холодный фронт в циклоне движется быстрее, чем теплый, задерживаемый трением, то он может догонять теплый и объединяться с ним. Так образуется комплексный фронт, называемый фронтом окклюзии, у которого смыкаются две холодные воздушные массы, а теплый воздух вытесняется вверх в виде теплого «желоба» или «ядра» в верхней тропосфере. Облачные

системы обоих фронтов объединяются в одну общую систему, включающую Ns и Cb, нередко многоярусную (рис. 178). Со временем эта система постепенно разрушается, начиная с нижних ее слоев. Наблюдения со спутников показывают, что основная полоса облаков фронта окклюзии шире всего вблизи центра циклона (где, очевидно, конвергенция потоков сильнее всего) и сужается к его периферии. Ей предшествует иногда (с востока) параллельная полоса конвективных облаков.

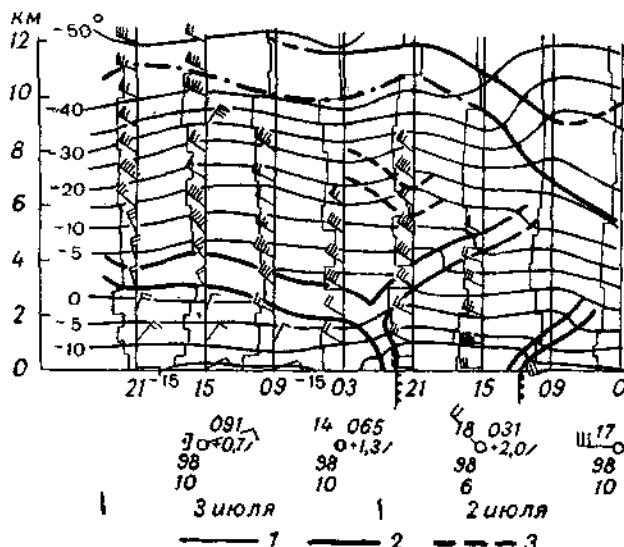


Рис. 178. Вертикальный разрез окклюзии по типу холодного фронта. Хабаровск, 2—3 июля 1960 г.
По Д. А. Тарасенко.

1 — изотермы, 2 — границы фронтальных зон, 3 — тропопауза.
Короткое «перо» стрелки соответствует скорости ветра 2,5 м/сек.,
длинное — 5 м/сек., треугольник — 25 м/сек.

Язык теплого воздуха над поверхностью фронта окклюзии прослеживается на картах уровней 850, 700 или даже 500 мб в центральной или северной части циклона. Так как этот теплый воздух отрезан от области конвергенции потоков у земли, то интенсивность фронта мала, восходящие движения над ним ослабевают со временем и т. д. Постепенно фронт окклюзии распадается и превращается в несколько высоко расположенных полос облаков, а затем и в беспорядочно разбросанные обрывки их. Когда холодный фронт подходит к параллельно ему простирающейся горной цепи, холодный воздух задерживается и накапливается перед ней, вытесняя теплый воздух вверх и вызывая сильные осадки. В это время другая часть холодного потока мо-

жет обойти горы сбоку и затечь с другой стороны хребта. Образующаяся вдоль хребта линия раздела называется орографической окклюзией. На ней могут возникать волны и небольшие циклоны, как на обычном фронте.

Почти не изучено еще строение фронтов в стратосфере. Поскольку в ней очень часто небольшой градиент температуры направлен на юг (в северном полушарии), то предполагают, что поверхность фронтов в стратосфере наклонена в сторону экватора (см. рис. 170), образуя широкую фронтальную зону. Тот факт, что вторжения арктического воздуха резко повышают количество озона в стратосфере (для них характерен максимум концентрации озона на высотах 11—16 км), доказывает, что многие фронты увлекают с собой также и течения нижней стратосферы.

§ 140. Изменения озона, связанные с фронтами и циклонами

С движением воздушных масс в циклонах связаны характерные изменения содержания озона в стратосфере, а иногда и в тропосфере. Эти изменения нередко помогают яснее понять механизм движения атмосферы. Они зависят от двух (см. § 13) свойств озона.

1. При нисходящем движении в нижней стратосфере количество озона в ней увеличивается благодаря притоку его из более богатой озоном верхней стратосферы. В последней озон быстро восстанавливается фотохимическими процессами, и общее количество его X соответственно заметно возрастает. Аналогично в областях восходящих движений X убывает.

2. Большую часть года — в северном полушарии с ноября по июнь — количество озона в полярных широтах наибольшее и вторжения воздуха арктического или антарктического оттуда ведут к резкому возрастанию X в данном месте. Аналогично, приход тропического воздуха в умеренные широты уменьшает там X . Озон поэтому может служить трассирующим веществом в атмосфере.

Что касается вертикальных движений, то их эффект описывается уравнением диффузии с учетом вертикального переноса со скоростью w и фотохимического процесса, стремящегося восстановить величину плотности озона p при отклонении ее от нормальной плотности $p_0(z)$, со временем релаксации τ (13.2). Для стационарного состояния при $\partial p / \partial t$ можно написать

$$\frac{\partial(pw)}{\partial z} = \alpha [p_0(z) - p(z)] + \frac{\partial}{\partial z} D \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right), \quad (140.1)$$

где $\alpha = 1/\tau$, D — коэффициент турбулентной диффузии. В. М. Безрезин дал решение (140.1), положив приближенно, что $w = cz$,

что скорость фотохимического процесса увеличивается с высотой, как $\alpha = \alpha_0 z^m$, и что в нижней стратосфере $D \approx ku^2$ (u — скорость ветра) и $u = cz$. Тогда (140.1) примет вид

$$z^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} + \left(2 - \frac{c}{\sigma^2 k}\right) z \frac{\partial \rho}{\partial z} - \left(\frac{\alpha_0 z^m + c}{\sigma^2 k}\right) \rho = \\ = - \frac{\alpha_0 z^m}{\sigma^2 k} \rho_0(z) = f(z). \quad (140.2)$$

Решение (140.2) складывается из решений для однородного уравнения (без правой части) ρ_1 и частного решения общего уравнения ρ_2 , выражаемых через бесселевы функции $Z(z) = c_1 J(z) + c_2 Y(z)$:

$$\left. \begin{aligned} \rho_1(z) &= z^{\frac{c - \sigma^2 k}{2\sigma^2 k}} Z_v \left(\frac{2}{m} i \sqrt{\frac{\alpha_0}{\sigma^2 k}} z^{\frac{m}{2}} \right) = z^{\frac{c - \sigma^2 k}{2\sigma^2 k}} Z_v(\zeta), \\ \rho_2(z) &= \frac{\pi}{2} Y_v(\zeta) \int \zeta' J_v(\zeta') f(\zeta') d\zeta' - \\ &- \frac{\pi}{2} J_v(\zeta) \int \zeta' Y_v(\zeta') f(\zeta') d\zeta', \end{aligned} \right\} \quad (140.3)$$

где

$$\zeta = \frac{2}{m} i \sqrt{\frac{\alpha_0}{\sigma^2 k}} z^{\frac{m}{2}}, \quad v = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2 k} \sqrt{c^2 - 6c\sigma^2 k + 1} & \text{при } w > 0, \\ \frac{1}{2} \left[\frac{|c|}{\sigma^2 k} + 1 \right] & \text{при } w < 0. \end{cases}$$

Распределение озона, согласно (104.3), сильно меняется при восходящих и нисходящих движениях.

Как показал Р. Д. Божков, за холодным фронтом X существенно возрастает в среднем на 0,028 см, а изредка (в 10% случаев) и более чем на 0,060 см.

Иногда наблюдения за озоном помогают обнаружить холодные вторжения далеко в тропиках. Так, Г. И. Кузнецов описал случай, когда над Атлантическим океаном на 18° ю. ш. в результате двух последовательных вторжений холодного воздуха из Антарктики 25 и 29 сентября 1963 г. X увеличилось с 0,258 до 0,398 см — до огромной для этих широт величины. У земли похолодание (на 4°) было при этом незначительно — трансформация антарктического воздуха вблизи поверхности очень теплого моря была интенсивна и лишь в верхних слоях двигавшаяся на север воздушная масса сохраняла свои начальные свойства.

Перед теплым фронтом количество озона уменьшается, по Божкову, в среднем на 0,021 см в 250—400 км перед центром цик-

лона. Божков полагает, что изменения X в умеренных широтах близ фронтов связаны главным образом с вертикальными движениями, т. е. что восходящие движения теплого воздуха и нисходящие — холодного в циклонах умеренных широт охватывают как тропосферу, так и нижнюю стратосферу.

В периоды, когда в нижней стратосфере умеренного пояса господствует сильный западно-восточный перенос, количество озона в зоне $30-40^\circ$ с. ш. понижено, а когда этот перенос ослабевает и усиливаются меридиональные движения, среднее количество озона в этой зоне повышается благодаря обмену с высокими широтами. Такая связь не «работает» летом, когда в Арктике нет избытка озона. Аналогичную роль «барьера» играет струйное течение (см. гл. XXII) Восточной Азии, протягивающееся зимой от Японии на северо-восток. К северо-западу от него в арктическом воздухе и, вероятно, в сибирском зимнем антициклоне оседание воздуха повышает содержание озона до рекордных значений — в Якутске, например, в феврале 1962 г. в среднем $X = 0,576$ см. К юго-востоку от струйного течения, наоборот, X быстро уменьшается, в Кагосиме (Япония) в феврале 1962 г. оно было равно всего 0,324 см. Вероятно, здесь возникает своеобразный «фронт» озона, связанный со струйным течением.

Влияние длинных волн (см. § 154) на озон изучил В. И. Бекарюков [6]. В этих волнах общий западный поток (с линейной скоростью b) верхней тропосферы и нижней стратосферы в северном полушарии, например, отклоняется то к северу (гребень повышенного давления), то к югу (ложбина). При этом на западной стороне ложбин происходит нисходящее движение (в выбранном примере воздух опускается примерно на 1 км), на западной стороне гребня — восходящее. Решение (13.2) показывает, что при этом в ложбине при северо-западном потоке накапливается озон (X увеличивается почти на 20%), а в гребне, в юго-западном потоке X уменьшается на 6—7%. В целом образование волн увеличивает X во всей зоне, охваченной ими. Эффект длинных волн нарастает с увеличением параметра $v = a/nb$, где n — волновое число, a — характерная меридиональная скорость. Это значит, что ослабление зонального западно-восточного потока (увеличение v) способствует росту X в южной части зоны. Наоборот, усиление его уменьшает X , как бы создавая препятствие для его переноса с севера. Так может быть объяснен эффект барьера, упомянутый выше.

Около динамического «экватора» — линии, у которой сходятся пассаты северного и южного полушарий, находящейся в среднем на 0° с. ш. в апреле и на 13° с. ш. в августе, отмечается минимум озона — X уменьшается зимой в среднем до 0,240 см, а нередко и до 0,160 см. Это уменьшение, несомненно, связано с общим восходящим движением в области сходимости потоков в мощном пограничном слое тропической зоны.

§ 141. Возникновение циклонов и антициклонов

Циклон можно рассматривать либо как волну на поверхности фронта (в которой теплый участок фронта смещается к полюсу, а холодный — опускается к экватору), либо как область пониженного давления воздуха, связанную с характерной циркуляцией воздуха против часовой стрелки (в северном полушарии). Поэтому можно ставить вопрос как о происхождении и движении фронтальных волн, так и о возникновении вихрей, связанных с областями низкого давления. Так мы подходим к труднейшей задаче прогноза — предсказанию зарождения циклона.

Первое приближение к решению аналитической задачи об изменении давления в атмосфере дал в 1939 г. И. А. Кибель. Рассматривая движение воздуха в тропосфере вдали от поверхности земли при отсутствии трения, он использовал уравнения (127.2), предположив, что локальные изменения плотности малы, притока лучистого тепла нет, ветер во всей тропосфере геострофический и тропопауза как верхняя граничная поверхность тропосферы повышается параллельно повышению температуры. Кибель вывел при этом, что в первом приближении поля приземного давления $p_0(x, y)$ и приземной температуры $T_0(x, y)$ со временем перемещаются вдоль некоторых линий (семейства линий) $\Theta = \alpha T_0 + \beta p_0 = \text{const}$, иногда называемых изотэтами. Построив на карте сеть изотэт, можно, следовательно, предсказывать движение областей высокого и низкого давления холодных и теплых масс воздуха. При этом значения p_0 будут только переноситься, но не изменяться и, следовательно, циклоны, движущиеся вдоль изотэт, не будут ни углубляться, ни заполняться, а антициклоны не будут ни усиливаться, ни ослабевать. Это является следствием общего предположения о том, что ветер везде геострофический.

Эмпирические правила о движении атмосферных вихрей вдоль некоторого ведущего потока средней тропосферы или вдоль потока, имеющегося на уровне 700 мб, были известны уже давно. Можно показать, что при $\alpha \approx \beta$ (если измерять p_0 в миллибарах) поле изотэт приблизительно соответствует полю изогипс поверхности 700 мб. Это значит, что эти эмпирические правила дают результат, согласный с упомянутой теорией первого приближения. Гораздо важнее, однако, предсказать возникновение и развитие циклонов, т. е. изменения p_0 . Для прогноза этих процессов весьма важно понятие о вихре, уже введенное в упрощенном виде в § 127.

По определению вектор вихря скорости $\text{curl } V$ имеет компоненты:

$$\begin{aligned} \text{curl } l_x V &= \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}; & \text{curl } l_y V &= \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}; \\ \text{curl } l_z V &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \end{aligned}$$

Третья из этих компонент (равная удвоенной угловой скорости вращения вокруг вертикальной оси) имеет наибольшее значение для анализа атмосферных движений большого масштаба (отвлекаясь от малых вихрей, турбулентности и т. п.).

Величина $\Omega_z = \text{curl}_z V$ называется относительным вихрем, величина $\zeta = \Omega_z + l$ (где $l = 2\omega \sin \varphi$) — абсолютным вихрем. Заметим, что в циклонах в северном полушарии $\Omega_z > 0$ и относительный вихрь имеет тот же знак, что и l . Величины Ω_z в циклонах и ложбинах, по оценке Ретъена, имеют порядок около $0,6 \cdot 10^{-4}$ сек. $^{-1}$, по оценке Ландерса, $\Omega_z = 0,24 \cdot 10^{-4}$ сек. $^{-1}$. В антициклонах $\Omega_z < 0$. Везде, где $\Omega_z > 0$ и вихрь возрастает, следует ждать образования или углубления области низкого давления, и наоборот.

Пусть ось x параллельна потоку в данной точке, тогда член $\frac{\partial u}{\partial y}$ будет описывать поперечное (к потоку) изменение составляющей скорости u . Предположим, что скорость $u > 0$ и уменьшается с ростом y , тогда $\left(-\frac{\partial u}{\partial y}\right) > 0$ и этот «вклад сдвига» в величину вихря будет положителен. Член $\frac{\partial v}{\partial x} =$

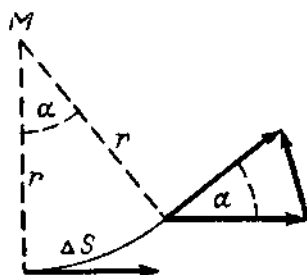


Рис. 179. Составляющие вихря Ω_z .

$= \frac{\partial v}{\partial s} \approx \frac{V\alpha}{\Delta s} = \frac{V}{r}$ (рис. 179), где $V =$

$= |V|$ будет подобным образом описывать вклад кривизны линий тока.

Полное уравнение для индивидуального изменения вертикальной составляющей вихря скорости, согласно (127.8), имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_z}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} + w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} = -(\Omega_z + l) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \\ - u \frac{\partial l}{\partial x} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \\ - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + Q. \end{aligned} \quad (141.1)$$

где величина Q определяется горизонтальными различиями сил трения. Согласно (141.1), индивидуальное изменение Ω_z в движущемся потоке равно сумме нескольких членов: первый из них зависит от дивергенции потока $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$, второй — от изменений

параметра Кориолиса l с широтой, третий — от бароклинности атмосферы (другими словами, от горизонтальных различий температуры), четвертый — от местных различий вертикальных скоростей, пятый член Q мы рассмотрим ниже.

Оценка показывает, что порядок величины первых четырех членов одинаковый.

Первый член $-(\Omega_z + l) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\xi \operatorname{div}_r V$, мы видим,

что сходимость потоков увеличивает вихрь Ω_z , и наоборот. Если мы представим в воздухе некоторый контур S , состоящий из частиц газа (меняющийся со временем), то горизонтальная дивергенция $\operatorname{div}_r V$ будет равна скорости относительного увеличения проекции контура s на горизонтальную плоскость

$$\operatorname{div}_r V = \frac{1}{S_n} \frac{dS_n}{dt}. \quad (141.2)$$

В смерчах, например, сходимость течений ($\operatorname{div}_r V < 0$) стягивает контур S и увеличивает циклонический вихрь, ускоряя вращение. В смерчах поэтому вращение воздуха происходит обычно против часовой стрелки (в северном полушарии), и вблизи фронтов смерчи возникают легче всего.

Конвергенция потоков не только обостряет фронты (§ 137), но и усиливает циркуляцию в циклонах. Следует помнить, что большие области конвергенции внизу, у земли, должны быть динамически связаны с областями дивергенции в более высоких слоях, хотя, может быть, и не расположенными прямо над ними.

Второй член $-u \frac{\partial l}{\partial x} = 2\omega \cos \varphi \frac{d\varphi}{dt}$ характеризует меру увеличения вихря в воздушном потоке, смещающемся к югу. В частности, как указывает Ретъен, смещение воздушной массы достаточно больших размеров (более 2000 км) с 70 до 40° с. ш. дает увеличение Ω_z на $0,43 \cdot 10^{-4}$ сек.⁻¹, соответствующее возникновению довольно мощного циклона. Аналогично области, куда приходят южные потоки, будут областями антициклогенеза.

Третий член характеризует горизонтальную бароклинность атмосферы или, другими словами, «плотность» поля соленодов — число их, отнесенное к единице горизонтальной поверхности. Помня, что

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \right) = -\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{RT}{p} \right) = \frac{1}{\rho T} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{1}{\rho p} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{и т. п.}$$

и что

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -l\rho u_g, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = l\rho v_g,$$

где u_g и v_g — составляющие геострофического ветра, можно третий член (141.1) записать в виде

$$\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = \frac{1}{T} \left(u_g \frac{\partial T}{\partial x} + v_g \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (141.3)$$

Он выражает адвекцию температуры в данной точке и положителен в случае адвекции холода. Так, например, при $u > 0$, $v = 0$, $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$ воздух течет из более холодной области в более теплую. Адвекция равна нулю, если вдоль линии тока температура не меняется, и адвекция положительна, если температура при этом возрастает. Поэтому в области холодного фронта происходит усиление циклонического вихря.

Со временем адвекция холода распространяется как бы на все большую часть циклона: она усиливает там вихрь, создающий в конечном счете пониженное давление.

Известно, что волны и молодые циклоны возникают чаще на холодных участках фронтов, чем на теплых. Адвекция холода и общее перемещение воздушных масс к югу могут порождать положительный вихрь Ω_z . Совершенно так же вторжение нового холодного потока с севера в область циклона усиливает, возрождает его (так называемая *регенерация* циклона).

В настоящее время существуют различные точки зрения на то, какой количественный эффект дает адвекция холода при развитии циклонических или антициклонических вихрей. Л. Т. Матвеев, рассмотрев ряд случаев эволюции циклонов и антициклонов над СССР, нашел, что в 82% случаев возникновения циклонов и в 90% случаев углубление уже имевшихся было связано с адвекцией холода. Он связал большую среднюю адвекцию холода в областях южнее Гренландии и в районе о. Хоккайдо с зарождением тут многочисленных циклонов.

Однако П. Ретьен, оценив порядок величины выражения (141.3), заключил, что даже интенсивный и быстро движущийся холодный фронт дает лишь очень медленное нарастание вихря. В. А. Бугаев считает, что влияние адвекции холода на развитие циклона второстепенное и что оно часто перекрывается другими факторами. Важнейшие из них — это обычный (статический) рост давления за счет оседания и растекания холодной массы, смещающийся на юг или на запад. Рост давления (у земли) и ведет к образованию антициклона (см. подробнее § 146).

Роль оседания или восходящих движений в развитии вихря определяется четвертым членом в (141.1)

$$\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (141.4)$$

Детальный анализ этой роли пока еще затруднителен, так как мы мало знаем о действительных вертикальных движениях. Их

можно оценить, например, тогда, когда воздушный поток переваливает через горы. Предположим, что к меридиональному горному хребту, ориентированному вдоль оси x , приближается циклон: геострофический ветер направлен вдоль оси y , $v_g > 0$. Тогда в приземном слое (см. рис. 151, где надо заменить ось y на ось x и ось y на $-y$) до высоты $z = \frac{\pi}{4\lambda} \frac{\partial u}{\partial z} < 0$. При подходе к го-

рам, в нем возникает общее восходящее движение, т. е. $\frac{\partial w}{\partial y} > 0$, $\frac{\partial w}{\partial x} = 0$, а непосредственно над хребтом и за ним $\frac{\partial w}{\partial y} < 0$. В ре-

зультате перед хребтом $\frac{d\Omega_z}{dt} = \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} < 0$ и циклон ослабевает, а за ним $\frac{d\Omega_z}{dt} > 0$, и он снова возрождается. Такое явление, как показал Н. В. Петренко, действительно наблюдается над Скандинавскими горами, Уралом и т. д. Можно думать, что четвертый член (в 141.4) велик и очень существен при образовании тропических циклонов, в которых восходящие движения создаются конвекцией.

Наиболее трудно исследование последнего члена, который можно записать так:

$$Q = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial R_x}{\partial y} - \frac{\partial R_y}{\partial x} \right),$$

где R — сила трения, отнесенная к единице массы. Его величина зависит от трения у поверхности земли, а также от турбулентного трения.

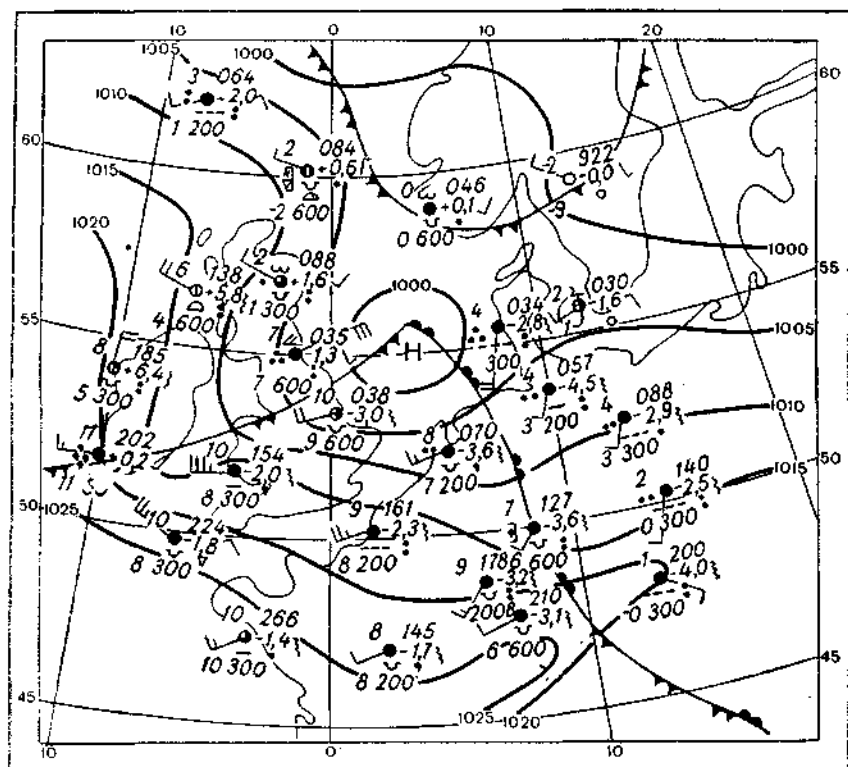
Из простых физических соображений ясно, что трение стремится ослабить и затормозить всякое движение, а следовательно, и относительный вихрь. По приблизительным подсчетам, трение может «затушить» циклон за несколько часов.

§ 142. Строение и эволюция циклонов

Совокупность разнообразных явлений погоды в циклоне и его эволюцию легче всего описать и изучить, если рассматривать циклон как фронтальную волну. Знание путей этой эволюции очень важно для прогноза погоды.

В первой стадии циклон — небольшое возмущение или волна в общем потоке, связанные с зарождающейся областью пониженного давления. Как мы видели в § 141, возникновению и развитию циклонических вихрей способствует большая бароклинность и конвергенция (в том числе приземная) воздушных потоков. Оба эти фактора налицо в сильно бароклинной области близ фронта,

в особенности холодного. Когда на фронте образуется волна, в передней части ее теплая масса смещается к северу (мы рассматриваем явления северного полушария), а в тыловой, западной части холодный воздух начинает проникать на юг. Над ним сначала на нижних уровнях, например 850 мб, возникает высотная



иногда до шторма. Между холодным и теплым фронтами у земли ясно видна область теплого воздуха — теплый сектор (рис. 180). На наземной карте циклон уже окружен одной или несколькими замкнутыми изобарами. На картах уровней 850 и затем 700 мб также постепенно формируется замкнутая циклоническая об-

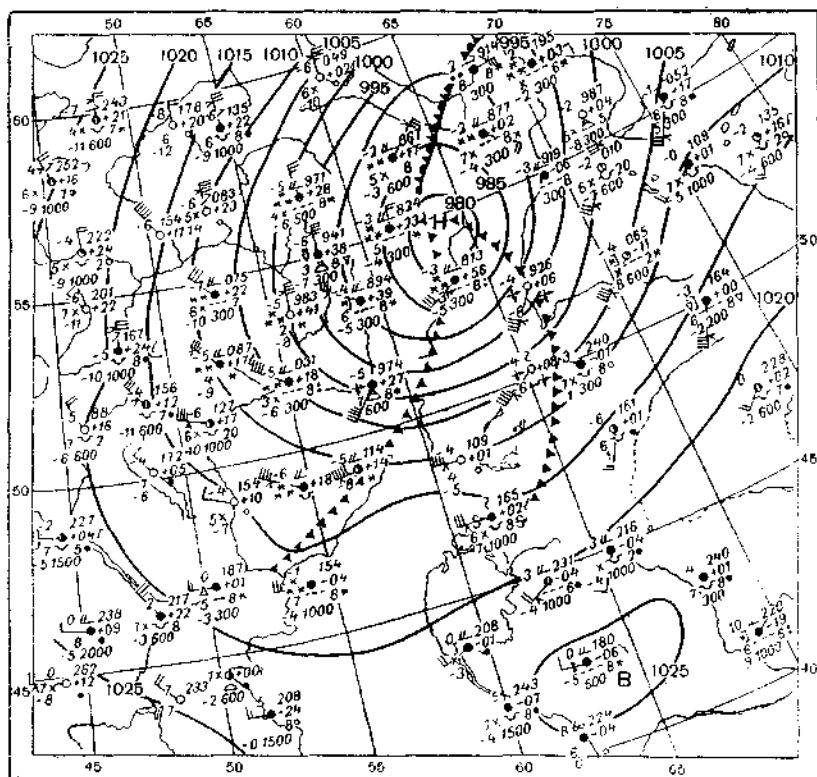


Рис. 181. Центральный циклон с центром над Средним Уралом. Синоптическая карта 29 октября 1951 г.

ласть, а на более высоких уровнях (500 и 300 мб) изогипсы прогибаются к югу, образуя в плане как бы большую волну. Облачные системы теплового и холодного фронтов в это время уже хорошо развиты.

Наибольшего развития циклон достигает в третьей стадии — центрального циклона, когда давление в нем самое низкое (рис. 181). Восходящее движение воздуха при этом охватывает почти всю область циклона и осадки наиболее сильны. В это время начинается окклюзия фронтов — холодный фронт догоняет теплый, вытесняя теплый воздух кверху. Так, например, в окклю-

дированном циклоне над Европой 29 февраля 1964 г., в центре которого давление упало до 975 мб, область более теплого воздуха (на 5—7° теплее окружающего) имела лишь на уровне 200 мб (более 11 км).

В четвертой стадии — стадии заполнения — почти вся область циклона заполняется холодным воздухом и различия температур в нем малы. Поскольку на уровнях 500 и 700 мб тоже имеется центр низкого давления, то изогипсы и наземные изобары концентричны. В этих условиях массы воздуха баротропны, фронты выражены слабо и циркуляция угасает. Движение циклона замедляется, отклоняясь к северу, и, наконец, вовсе прекращается.

Продолжительность каждой из этих стадий может быть разнообразной. Первая и вторая стадии обычно коротки (менее суток), но зато третья и четвертая нередко длятся долго, и циклон существует 5—7 дней и более. В литературе описан, однако, случай, когда над Атлантическим океаном 25—26 ноября 1958 г. циклон прошел все четыре стадии в одни сутки, причем давление в его центре понизилось на 60 мб. Такое быстрое развитие было вызвано большим притоком тепла с поверхности океана.

Бюджет энергии циклона складывается из изменений внутренней энергии $J = c_p T$ (на единицу массы), потенциальной энергии $P = gz$ и скрытого тепла $M = Lq$, интегрированных по всему столбу атмосферы (по давлению dp) и по рассматриваемой площади A (по dA). Нагревание как радиационное, так и от подстилающей поверхности увеличивает T и J . Вытеснение вверх легкого теплого воздуха опускающимся и заполняющим циклон внизу холодным понижает центр тяжести совокупности воздушных масс и уменьшает P , а испарение с поверхности суши или океана увеличивает M , но приводит затем в более высоких слоях к конденсации, повышающей T и создающей восходящее движение. Таковы пути превращения J , P и M в кинетическую энергию циклона.

В одном случае, подробно разобранным Г. Рилом [114], когда между 15 и 18 сентября 1957 г. над Мексиканским заливом образовался средней интенсивности циклон, приток $J + P + M$ в сумме за 4 дня достигал $1,66 \cdot 10^{14}$ кал/сек., а источники тепла «на месте» дали еще $1,13 \cdot 10^{14}$ кал/сек.

Изменение кинетической энергии K может быть записано в виде

$$\frac{\partial K}{\partial t} = - \frac{1}{2} \int_p \int_s v^2 c_n ds \frac{dp}{g} - \int_p \int_A (v \cdot \nabla H) dA dp + \\ + \int_p \int_A (v \cdot F) dA \frac{dp}{g},$$

где интегрирование по s означает интегрирование по контуру (границе области), по A — интегрирование по площади, ∇H —

двумерный градиент геопотенциала, $(v \cdot \nabla H)$ и $(v \cdot F)$ — скалярные произведения, F — сила трения

$$F = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z}.$$

Первый интеграл справа описывает приток кинетической энергии через контур, второй — уменьшение ее за счет работы против силы давления (увеличение K при углублении циклона), а третий — расход на трение. В упомянутом случае «импорт» K за четыре дня составил $4,02 \cdot 10^{12}$ кал/сек., увеличение энергии при падении давления в циклоне — $7,21 \cdot 10^{12}$ кал/сек., а расход на трение — $3,76 \cdot 10^{12}$ кал/сек. Таким образом, в кинетическую энергию превращается лишь малая доля изменения $J + P + M$, порядка 2—3%. Общая кинетическая энергия циклона к концу периода была эквивалентна $1,9 \cdot 10^{17}$ кал.

Аналогичны превращения энергии и в циклонах умеренных широт. Так, например, по расчетам З. Л. Туркетти, в циклоне, прошедшем над СССР 25—29 сентября 1935 г., выпало $97,5 \text{ км}^3$ осадков, причем суточное количество их достигало $20,3 \text{ км}^3$, т. е. выделялось $1,23 \cdot 10^{19}$ кал. в сутки ($1,42 \cdot 10^{14}$ кал/сек.).

Если в область циклона вовлекается другой фронт, ранее проходивший где-либо севернее основного, и вторгается поток более холодного воздуха, то циклон может снова углубиться и ветры в нем усилятся (регенерация циклона).

В некоторых случаях, особенно над морями или горными цепями, циклоны следуют друг за другом сериями, до 4—5 циклонов один за другим, в виде нескольких волн на одной и той же фронтальной поверхности (в частности, на фронте орографической окклюзии). Такие циклоны идут один за другим примерно через сутки, так что прохождение серии занимает 4—5 дней.

Условия зарождения орографических волн рассмотрели Халкечев и Моргунов, применительно к Кавказскому хребту. Они показали, что циклоны образуются, если

$$\frac{1}{v} \sqrt{gH \frac{\Delta \theta}{\theta}} \gg 1,$$

где H — мощность, v — скорость текущего вдоль хребта восточного потока, а $\Delta \theta$ — разность температур теплого и холодного воздуха.

§ 143. Наблюдения за развитием циклонов с искусственных спутников Земли

С искусственных спутников Земли (ИСЗ) с высоты порядка 700—800 км с помощью телевизионной установки можно получать изображения участков земной поверхности (атмосферы) размером 1200×1200 км при широкоугольной телевизионной ка-

мере и до 120×120 км при узкоугольной. Соединяя такие изображения, можно получить представление об условиях погоды над очень большими частями поверхности Земли. Эти данные могут быть пополнены измерениями уходящей инфракрасной радиации Земли в нескольких (например, пяти) участках спектра, характеризующими температуру атмосферы, поверхности земли и облаков. Возможны даже наблюдения облаков в инфракрасных лучах на ночной стороне Земли. Мы рассмотрим здесь лишь возможности телевизионного метода наблюдений, не касаясь вопросов искажения изображений сферических участков Земли, ошибок, зависящих от освещения и пр.

При анализе изображений простейшим приемом является выделение кучевообразных, слонстообразных и перистообразных облаков, помня, что последние могут затемнять картину явлений, происходящих под ними, в нижней атмосфере. Момент возникновения волны на фронте (из которой образуется циклон) заметен по расширению полосы облаков там, где формируется участок теплого фронта, и усилению конвекции близ холодного, вдоль которого выстраиваются ряды более мощных Сб (хорошо различимых с ИСЗ). В стадии молодого циклона видно, как вдоль фронтов вырастают сплошные облачные системы, но вихревая структура совокупности облаков еще не видна. Количество и размеры конвективных облаков за холодным фронтом при этом характеризуют неустойчивость и влажность вторгающегося холодного воздуха.

Окклюдированный циклон (стадия центрального циклона) виден уже как ясно выраженный вихрь, почти круговой, и создается впечатление, что вихрь есть следствие развития волн, а не наоборот.

В сформировавшемся циклоне могут наблюдаться следующие облачные системы [77]:

1. Облачные полосы (основные), связанные с главными и вторичными фронтами, предфронтальными линиями шквалов, линиями внутритропической конвергенции (пассатов) и струйными течениями верхней тропосферы. В этих полосах нередко структура в виде параллельных волн, вероятно, объясняющих изменения осадков в области фронта со временем. Эти полосы обычно невидимы снизу.

2. Облачные массы в форме запятой в центральной части высокого циклона, который уже начал окклюдироваться. При этом облачные полосы обоих фронтов сходят на нет с удалением от центра циклона. Центр облачного вихря в это время расположен над центром наземного циклона или недалеко от него.

3. Спиральные полосы, образующие вихрь, типичный для окклюдированного и заполняющегося циклона. Центр вихря находится уже южнее центра циклона (в среднем на 100—200 км). Сходную структуру имеют и тропические циклоны, видимые

сверху. Облачные системы в заполняющихся циклонах постепенно распадаются на обрывки разнообразной формы и строения.

Кроме этого, наблюдаются обширные поля слоистообразных облаков в теплом секторе циклона и особенно в более теплых и влажных западных и северных частях антициклонов, а также поля кучевых облаков неустойчивой массы воздуха, иногда вытягивающихся вдоль линий конвергенции.

§ 144. Тропические циклоны

Тропические циклоны (ураганы, тайфуны) являются особым типом круговых, небольших по размеру, но очень мощных циклонических вихрей тропических морей. Они зарождаются как небольшие возмущения на внутритропическом фронте сходимости северо-восточных и юго-восточных пассатов (см. гл. XXII) или в области «восточной волны» в зоне пассатов. Вначале, в стадии формирования, вихрь развивается очень медленно, например в течение недели, причем рост его иногда сменяется угасанием. В следующей стадии развития давление в вихре падает быстро, но центральная область сильных ветров еще мала. К ней сходятся узкие спиральные полосы ливней, образующиеся из прежде разбросанных малых областей осадков. Конвекция и вертикальные движения при этом усиливаются. В третьей стадии, стадии зрелости, радиус области ураганных ветров достигает 400 км, иногда 650 км, давление в центре вихря резко падает (до 877 мб на уровне моря). Так, 26 сентября 1959 г. в центре тайфуна над Японией давление упало с 1000 до 900 мб в течение одних суток. Спиральные полосы облаков зрелого циклона становятся плотнее, и ливни из них усиливаются. Горизонтальные градиенты давления, увеличивающиеся к центру циклона, достигают иногда 1,2 мб/км. Когда приближается такой циклон, давление может упасть на 40 мб за 20 мин. (рис. 182). Известен случай, когда в Гаване 12 октября 1846 г. при приближении урагана оконные стекла были выдавлены воздухом наружу. Температура воздуха в тайфуне у земли обычно высокая, 26—28°. Ветер достигает чудовищной силы. В большом урагане Донна¹ 12 августа 1960 г. над Флоридой ветер достигал скорости 67 м/сек., над штатом Нью-Йорк — 58 м/сек. Отдельные порывы могут достигать 100 м/сек., как это было в урагане Нэнси 13 августа 1961 г. близ островов Рю-кю. Скорость ветра, однако, быстро убывает с высотой — приблизительно до 20 м/сек. на высоте 2 км (радиальная составляющая — до 5 м/сек.), а выше, от 2 до 9 км, меняется довольно мало. Ливневые облака, созданные сильной конверген-

¹ Тропические циклоны, появляющиеся в данном районе (например, в Атлантическом океане), получают женские имена последовательно, в порядке алфавита. Список таких имен на каждый год составляется заранее.

цей течений и влажной неустойчивостью (в области облаков Cb), которые взаимно усиливают друг друга, достигают высот 15—17 км.

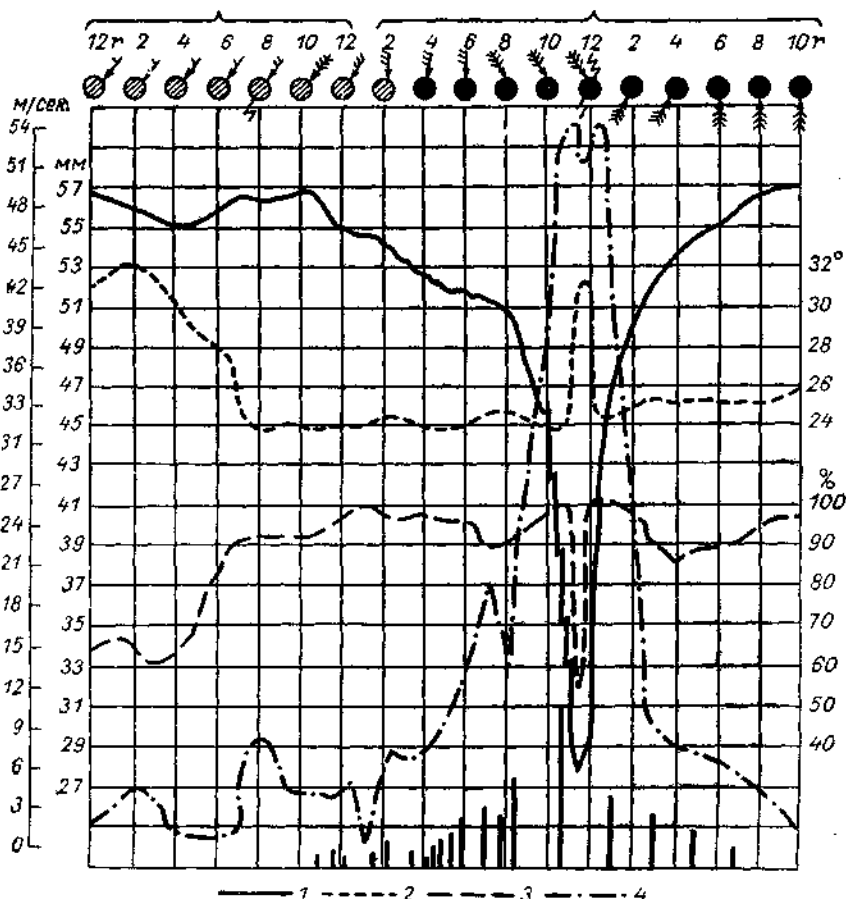


Рис. 182. Ход метеорологических элементов при прохождении тайфуна через Манилу.

1 — давление воздуха, 2 — температура, 3 — относительная влажность, 4 — скорость ветра.

В центре урагана часто имеется область затишья — так называемый глаз бури диаметром 15—30 км, прохождение которого над данным местом продолжается около 15 мин. при глубоком циклоне ($p < 930$ мб) и более часа — при слабом циклоне ($p > 987$ мб). Здесь облака пропадают, кроме тонкого слоя Sc и становится видно Солнце (рис. 183). Очевидно, что в области «глаза» происходит нисходящее движение (может быть, даже из

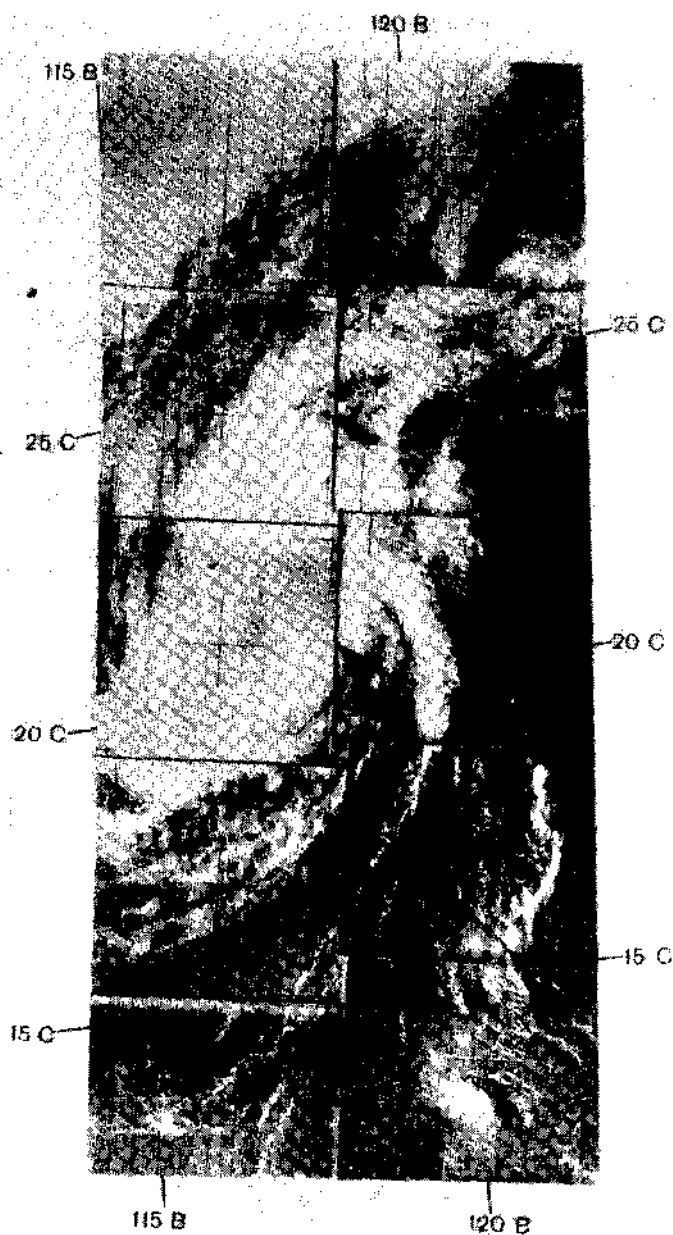


Рис. 183. Тропический циклон «Вioletта» с небольшим «гла-
зом бури». 2 часа 46 мин. мирового времени 10 апреля 1967 г.
Фотография со спутника «Космос-144».

стратосферы), благодаря которому воздух тут теплый и очень сухой. При упомянутом циклоне 1959 г. над Японией на уровне 700 мб (около 3 км) в области «глаза» температура достигала 30°, в то время как вокруг него она была всего 12—15°. Нисходящее движение ослабевает с приближением к поверхности моря, где повышение температуры заметно, но невелико (см. кривую температуры на рис. 182).

Глаз бури окружен кольцом (иногда двумя концентрическими кольцами, как это было при урагане Донна) высоких облаков Сб. Их вершины ярко блестят на солнце, в то время как основание их темное, почти черное и из него идет проливной дождь. На Филиппинских о-вах в области такого циклона выпало однажды 1140 мм осадков за день (т. е. столько, сколько в Москве за два года) в Силвер-Хилле, на Ямайке — 2450 мм за 4 дня и т. д.

После стадии зрелости циклон может либо ослабеть и угаснуть (в особенности если он вступает на материк, где питание циклона водяным паром снизу ослабевает, а трение увеличивается), либо превратиться, выйдя из тропического пояса, в обычный циклон умеренных широт.

Теория тропических циклонов. Чтобы понять процессы развития и структуру тропических циклонов, нужно выяснить, какие силы в них действуют. Весьма значительный, направленный к центру градиент давления должен, очевидно, уравниваться центробежной и отчасти кориолисовой силами. Оценки показывают, что на широте, например, 10° в мощных ураганах в радиусе 400—1000 км от их центра центробежная сила больше отклоняющей.

Грэй [187] по наблюдениям, сделанным при полетах сквозь ураган Дэйзи 25 августа 1958 г. и в трех других ураганах, на высотах 1—4 км, нашел, что направленная наружу радиальная составляющая P_r силы трения равна приблизительно 0,25—0,30 от силы градиента, т. е. что этой составляющей нельзя пренебрегать. По другим данным, полная сила трения составляет на суше 0,83, а на море — 0,62 от силы градиента. По-видимому, F_r определяется главным образом величиной $\frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'_r \cdot w'})$, т. е. пульсациями радиальной и вертикальной скоростей в конвективных облаках.

Поскольку в урагане к отклоняющей силе прибавляется весьма значительная центробежная сила, то в центральной его части пограничный слой (см. § 130) очень тонок и слой больших скоростей там «прижат» близко к земле.

Обозначая в циклонической системе координат (r, θ, p) через $u = \frac{dr}{dt}$, $v = r \frac{d\theta}{dt}$ — радиальную и касательную (танген-

циальную) скорость и используя, как в § 128, p в качестве вертикальной координаты, можно записать для осесимметрического вихря уравнения движения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \tau \frac{\partial u}{\partial p} - l v - \frac{v^2}{r} &= - \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial \tau_r}{\partial p}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \tau \frac{\partial v}{\partial p} + l u + \frac{uv}{r} &= \frac{\partial \tau_\theta}{\partial p}, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial p} &= -\alpha, \end{aligned} \right\} \quad (144.1)$$

уравнение непрерывности

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} + \frac{\partial \tau}{\partial p} = 0 \quad (144.2)$$

и уравнение притока тепла (128.7) для $dQ \neq 0$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \tau \frac{\partial \Theta}{\partial p} = \frac{\Theta}{c_p T} \frac{dQ}{dt}, \quad (144.3)$$

где Φ — геопотенциал, $\alpha = \frac{1}{\rho}$ — удельный объем, Θ — потенциальная температура, Q — приток тепла, τ_θ и τ_r — касательная и радиальная составляющие касательного напряжения (молекулярного или турбулентного), которое, таким образом, учитывается лишь по отношению к горизонтальному движению.

В качестве краевого условия можно положить, что $u = v = 0$ при $z = 0$. Очень важно, как указал В. И. Игнаев,¹ условие, что при $r = \infty$ должна существовать некоторая циркуляция Ω , положительная, т. е. циклоническая. Когда воздух конвергирует к центру циклона, вихрь в нем нарастает, согласно (141.1), как $\frac{1}{s_n} \frac{\partial s_n}{\partial t}$ и, таким образом, из обширного слабого циклонического

вихря возникает малый, но сильный ураган. Это объясняет, почему во всех тропических циклонах вращение происходит в ту же сторону, как и обычно, хотя казалось бы, что небольшой вихрь, в котором центробежная сила уравновешивает градиент, может существовать при любом направлении вращения.

Аналитическое решение системы (144.1—144.3) для стационарного малого циклона вне пограничного слоя при заданном на периферии распределения Ω и $\frac{\partial \Theta}{\partial p}$ (т. е. неустойчивости) по высоте дано Игнаевым. На рис. 184 представлено, по его данным, распределение ω в зависимости от r на уровнях 1—4 км, при $c =$

¹ В. И. Игнаев. К вопросу о построении теоретической модели тропического циклона. Тр. Бурятского с.-х. ин-та, серия техн. наук, вып. 17, 1964.

$\approx 7 \cdot 10^4$ м²/сек. Видно, что в центральной части циклона радиусом менее 10 км преобладают сильные нисходящие движения. Это — глаз бури. Нисходящее движение создает избыток

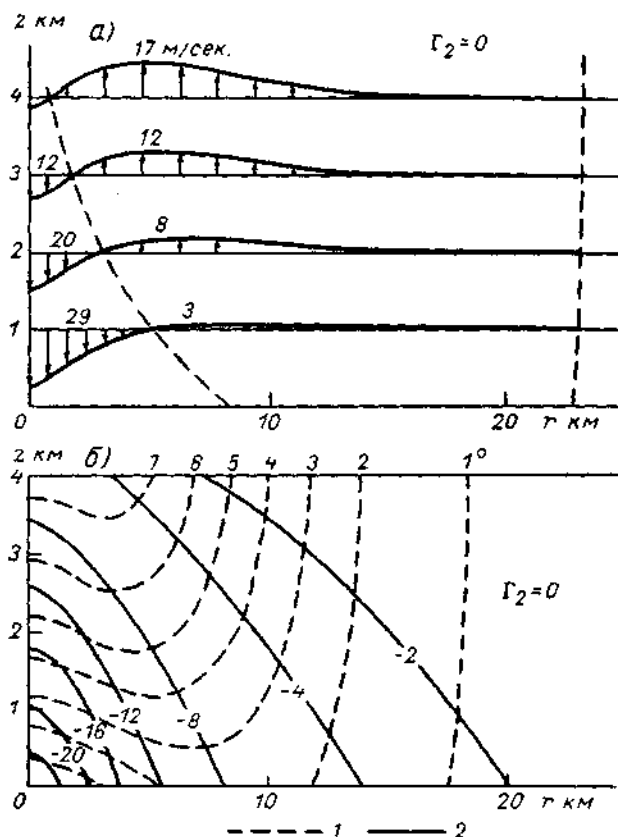


Рис. 184. Теоретическое распределение вертикальных движений на уровнях 1, 2, 3, 4 км (а) и аномалий (б) температуры (1) и давления (2) в тропическом циклоне в зависимости от расстояния от центра циклона r . По В. И. Игнаеву.

температуры до 7° над центром циклона, что также согласуется с наблюдениями. В центре циклона давление падает на 24 мб (а при $\Omega = 10^5$ м²/сек. даже на 52 мб).

Огура [216] проинтегрировал систему (144.1—144.3) численным методом для развивающегося циклона больших размеров выше пограничного слоя. При выбранных им условиях уже через 60 час. после начала движения касательная скорость на расстоянии 125 км от центра на границе пограничного слоя достигла

40 м/сек., радиальная — 20 м/сек. Здесь развилась также узкая область восходящих движений со скоростями порядка 4 м/сек. Глаз бури с нисходящими движениями и очень слабыми ветрами имел радиус около 100 км (рис. 185). Он, таким образом, был гораздо больше и оседание в нем слабее, чем в случае зрелого циклона, рассмотренного Игнаевым.

Мы видим, что подобные теории объясняют ряд важных, основных черт строения циклонов. Гораздо сложнее вопрос об их

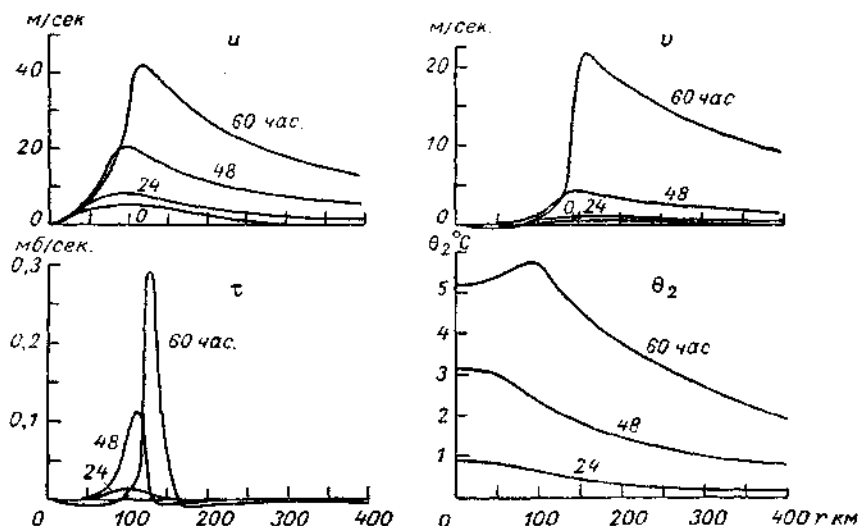


Рис. 185. Теоретическое распределение радиальной u , касательной v и вертикальной w скоростей на нижнем уровне и избытка температуры θ_2 в функции расстояния r км от центра тропического циклона через 24, 48 и 60 час. после начала его развития. По И. Огура.

внутренней неоднородности. Абдулла [154], воспользовавшись упрощенной двухслойной моделью циклона (считая атмосферу несжимаемой и нетурбулентной), показал, что на верхней поверхности слоя, охваченного циклоническим вращением (на некоторой высоко расположенной инверсии), могут возникать гравитационные волны конечной амплитуды, аналогичные длинным волнам общей циркуляции атмосферы (см. § 154). Эти волны зарождаются от некоторого внешнего импульса, например от вторжения порции более холодного воздуха в область циклона. Они «опрокидываются» (захлестываются), превращаясь в вихри, когда их фронт становится достаточно крут. Это опрокидывание может распространяться к центру или от центра циклона, вместе с вращательным движением, образуя спиральные в плане вихри с горизонтальными осями, подобные линиям

шквалов в обычных циклонах. В них возникают облака Сб и ливни, очень сильные порывы ветра и турбулентность.

Это объяснение предполагает, таким образом, несимметричность циклона, наличие в нем потоков более холодного либо более неустойчивого воздуха. Поскольку спиральные полосы в тропических циклонах есть всегда, вывод Абдуллы означает, что такая асимметрия существует часто.



Рис. 186. Карта областей зарождения и главных путей тропических циклонов в Индийском океане и западной части Тихого океана. По Гарбелю.

Тропические циклоны зарождаются в тропическом поясе над океанами, несколько южнее и севернее экватора (см. карту на рис. 186). Поверхность океана создает необходимый для них источник тепла и водяного пара. В частности, в северной части Тихого океана они возникают чаще всего в области между 5—20° с. ш. и 120—260° в. д. Они движутся обычно с небольшой скоростью (в Восточной Азии — порядка 13 км/час) на запад, но в дальнейшем их пути искривляются в сторону от экватора, они обходят по часовой стрелке (против часовой стрелки в южном полушарии) океанические области высокого давления. Так идут, например, филиппинские тайфуны, направляющиеся к берегам Японии. При этом скорость их движения возрастает, особенно если в них втягивается участок обычного фронта (т. е. вовле-

кается масса холодного полярного воздуха). Таким был тайфун, прошедший 21 сентября 1934 г. над Японией, когда в область тайфуна влился холодный воздух с температурой около 16° (тропический воздух имел температуру около 28°), то он усилился настолько, что Япония пережила настоящую национальную катастрофу. Тайфун разрушил около 700 000 домов, вывел из строя 11 000 судов, вызвал огромные наводнения в прибрежных областях и т. д. В среднем Япония, на территорию которой ежегодно выходят 4—5 тайфунов, терпит от них убытки в размере около 500 млн. руб. в год. В США ущерб, нанесенный упомянутым выше ураганом Донна, составил около 17 млн. долларов.

§ 145. Тропопауза в циклонах

Определение высоты тропопаузы при изучении циклонических процессов имеет тройное значение. Она является верхней границей явлений конденсации, развития облаков и сильного перемешивания атмосферы, поэтому для прогноза погоды важно знать положение тропопаузы. Кроме того, тропопауза как граница между неустойчивым (внизу) и устойчивым слоем атмосферы имеет существенное значение для гидродинамического прогноза. Наконец, высота тропопаузы H_T является своего рода меткой воздушных масс — она велика в тропических массах и мала в арктических, переходные ступени H_T редки.

Известно, что тропопауза расположена сравнительно низко над полярными районами (над Северным полюсом в среднем $H_T = 8,84$ км) и в умеренном поясе (в Москве $H_T \approx 10,53$ км) и высоко в субтропическом и экваториальном поясе, между 35° — 40° ю. ш. и с. ш. (в Агре, Индия, $H_T \approx 16,3$ км). При этом тропическая тропопауза не переходит непрерывно в полярную, между ними существует как бы разрыв или ступенька. Этот разрыв зависит от сезона, — например, над Тбилиси с октября по май преобладает полярная тропопауза (в среднем $H_T = 10,9$ км), а с июня по сентябрь — тропическая ($H_T \approx 15,0$ км). Иногда тропическая тропопауза как бы распространяется над полярной (рис. 187), причем полярная постепенно опускается и ослабевает. В табл. 87 приведена, по В. И. Чуприной, средняя высота H_T в южном полушарии, где зависимость H_T от широты выражена яснее всего, но упомянутый разрыв, очевидно, сглажен при осреднении.

Таблица 87

Средние высоты тропопаузы (длин. км)

Широта, град	0—10	10—20	20—30	30—40	
Январь (лето)	17,01	16,65	16,09	14,06	
Июль (зима)	16,32	16,20	14,41	11,64	
Широта, град	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90
Январь (лето)	11,85	9,89	8,65	8,41	8,34
Июль (зима)	10,39	9,89	9,82	9,86	9,92

Севернее $40-45^\circ$ с. ш. и южнее $40-45^\circ$ ю. ш., очевидно, приток тропических масс воздуха, а также восходящие движения в передней части циклона ведут либо к приходу высокой тропической тропопаузы, либо к повышению полярной. В Средней Азии, по М. В. Бурковой, тропическая тропопауза при восходящих движениях может повышаться до 20 км. В тыловой части циклона, где холодный воздух опускается и растекается, H_T уменьшается особенно в Арктике, до 4—7 км. На карте 17 сентября 1961 г. (рис. 188) над Европой при вторжении на север тропического воздуха (см. § 133) видно, что над Англией и югом Скандинавии тропопауза поднимается до 14,7—15,7 км, а за холодным фронтом, над Атлантикой, опускается до 8,2—8,7 км [100].

В полярных районах на фоне однородных и малых H_T каждое усиление меридиональной циркуляции и междуширотного обмена воздухом ведет в общем к увеличению H_T .

Такое повышение тропопаузы происходит зимой над Антарктидой ($H_T > 10$ км), особенно в районе моря Уэдделла и Земли Королевы Мод, где циклоническая деятельность в это время особенно сильна, иногда оно заметно и в Арктике [31].

На третьей стадии развития циклона, когда он заполняется холодным воздухом, низкие тропопаузы распространяются на всю его центральную часть. Именно поэтому между давлением воздуха на уровне моря и H_T существует прямая связь и коэффициент корреляции между ними, по А. Б. Калиновскому, достигает 0,67. Разрушение циклонов и связанных с ними фронтов может приводить в полярных районах к настоящему исчезновению тропопаузы, какое наблюдал, например, С. С. Гайгеров в Арктике 29 декабря 1959 г. В этот день начиная с высоты 2 км, где было -34° , вверх температура медленно и непрерывно понижалась.

Следует помнить, что при вторжении холодных масс далеко на юг, южнее 40° с. ш., в них одновременно с разрушением полярной тропопаузы формируется заново высокая тропическая

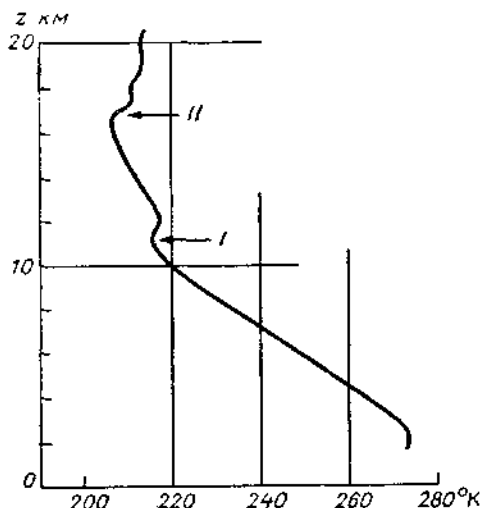


Рис. 187. Пример двойной тропопаузы. Распределение температуры над Олбукерки, Нью-Мексико, США, 20 марта 1963 г.

I — полярная тропопауза, II — тропическая.

(может происходить и обратный процесс). Так подтверждается, что та и другая — два различных дискретных явления. Перекрывающаяся тропической тропопаузой полярная имеет тенденцию постепенно опускаться, ослабевая.

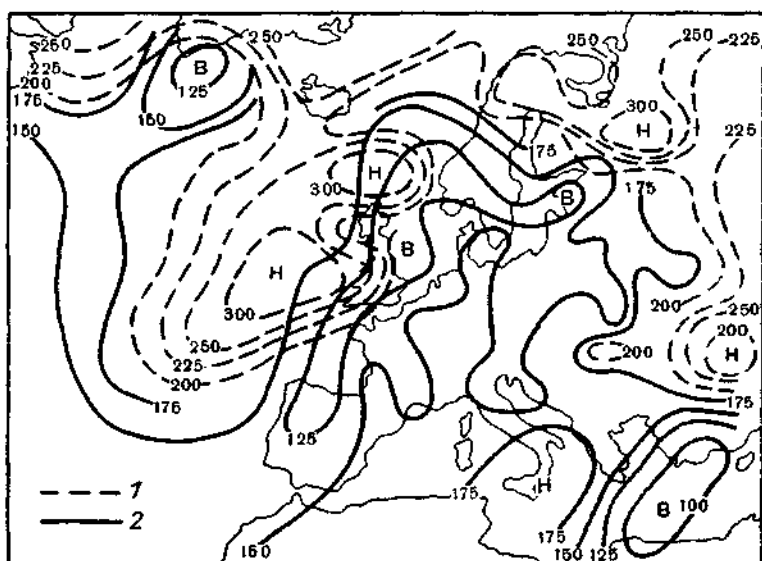


Рис. 188. Карта высоты тропопаузы (давление в миллибарах на уровне тропопаузы) над Европой 17 сентября 1961 г. По Л. С. Мининой и Т. Ф. Батяевой.

1 — изогипсы полярной и умеренной тропопаузы, 2 — тропической.

Как разрывный характер тропопаузы, так и процессы ее нового формирования при обмене масс между широтами в циклонах требуют еще детального объяснения с учетом излучения более или менее сухих слоев верхней тропосферы и стратосферы.

§ 146. Антициклоны

Антициклон — атмосферный вихрь, связанный с областью повышенного давления, вращение воздуха в котором происходит по часовой стрелке в северном полушарии (следовательно, $\Omega_z < 0$) и против — в южном. В нем обычно имеется расходимость ветра $\text{div}_T V > 0$ и нисходящее движение в нижней тропосфере. Оно способствует либо образованию инверсий и под ними — облаков St—Sc (в свою очередь усиливающих инверсию, излучая тепло с верхней своей поверхности), либо при малой влажности пограничного слоя атмосферы — сохранению ясной погоды.

Размеры антициклонических циркуляций могут быть весьма различны — от малых гребней, заметных лишь по небольшому изгибу изобар, до обширнейших областей высокого давления, охватывающих целые материки. Большая часть антициклонов имеет небольшую высоту. Так, например, в Средней Азии 59% всех антициклонов едва достигают уровня 900 мб (≈ 1 км).

По предложению С. П. Хромова, антициклоны делятся по характеру приземного давления на несколько типов: 1) промежуточные антициклоны — небольшие, подвижные, обычно заключенные между двумя последовательными циклонами; 2) заключительные антициклоны, возникающие из промежуточных, когда их движение сильно замедляется и сами они усиливаются; 3) стационарные антициклоны умеренных широт, например зимний сибирский или канадский антициклон, 4) стационарные субтропические антициклоны в поясах между 10 и 40° с. и ю. ш., развивающиеся преимущественно над океанами. Можно выделить в отдельный тип антарктический и арктический антициклоны, холодные и устойчивые. В верхней атмосфере могут также развиваться антициклоны либо стационарные, как, например, зимний алеутский антициклон на высотах 16—28 км, либо подвижные.

Промежуточные и обычно заключительные антициклоны возникают в холодной воздушной массе и движутся вместе с ней, например, в тылу смещающегося на восток циклона. Как показал В. А. Бугаев, при этом рост давления связан с низкими температурами вторгающегося холодного воздуха и изобары в образующемся гребне примерно параллельны изотермам. Скорость движения такого гребня в Европе равна в среднем 27 км/час, в США — 36 км/час, на юге Средней Азии зимой она достигает 66 км/час. Зимой движение их быстрее, а летом — медленнее. Когда антициклон развивается, на его западной периферии теплый воздух выносится к северу в виде «теплого языка» и внедряется затем в центральную область антициклона. Вершина «купола холодного воздуха» оказывается при этом в восточной части антициклона. Вначале развития (типы 1 и 2), как это детально доказала О. П. Петренчук [107], антициклон термически асимметричен. По его южной периферии проходит линия фронта, а поверхность фронта, поднимающаяся на север и восток, над его центром находится на высоте 3—4 км. Фронт этот менее отчетлив, чем в циклоне и имеет вид весьма устойчивой переходной зоны толщиной (по вертикали) 2—3 км и более. Горизонтальные градиенты температуры в таких антициклонах достигают 14—16° на 300 км (до 28° на 800 км). В стадии стационарного антициклона (тип 3) фронтальные поверхности над ним размываются окончательно из-за адвекции тепла и нисходящих движений. Весь антициклон при этом прогревается, кроме тонкого слоя

холодного воздуха у земли, ограниченного сверху почти горизонтальной поверхностью.

В соответствии с (141.1) развитие антициклонического вихря в верхней атмосфере ($\Omega_z < 0$) зависит как от адвекции тепла в большой толще атмосферы, так и от переноса воздуха к северу $\left(-u \frac{\partial t}{\partial x}\right) < 0$. Этот процесс распространяется иногда вверх до уровня 500 и даже 300 мб. Развитие антициклона поэтому происходит и тогда, когда статический эффект холодного воздуха уже перестал действовать.

Существованию таких мощных стационарных антициклонов, как зимний сибирский (зимний), способствует сильнейшее радиационное охлаждение приземного слоя воздуха (до -72° в Сибири). Мощная инверсия над ним и замедленное движение способствуют здесь росту давления. Есть указание, что такие антициклоны состоят из большого числа ячеек, разделенных слабыми областями конвергенции. Такие горные хребты, как, например, Саянский и Яблоновый, затрудняют отток холодного воздуха в нижних слоях из области сибирского антициклона. Правда, временами как бы сквозь него проходят отдельные фронты с пасмурной погодой и кратковременными снегопадами, но за ними антициклональный режим снова восстанавливается.

О происхождении и структуре субтропических антициклонов будет сказано подробнее в гл. XXII.

Благодаря сильному нагреванию летом высоких плоскогорий и горных систем, над ними, например над Тибетом или над Боливией, образуется высотный (по отношению к соседним низким равнинам) антициклон. Как и сибирский, он связан с радиационными и орографическими факторами.

§ 147. Синоптический прогноз погоды

Важнейшим приложением выводов физики атмосферы является в конечном счете прогноз погоды. Наибольшее значение имеет прогноз для самых нижних слоев атмосферы, в которых протекает деятельность человека, растут обеспечивающие его жизнь сельскохозяйственные культуры, из осадков возникают реки, снабжающие его водой и энергией и пр. Однако для авиации важны также и условия погоды в более высоких слоях атмосферы, ибо в наше время многие самолеты летают на высотах 10—12 км и больше. Очень важно при прогнозе знать течения на этих высотах и потому, что они определяют циркуляцию атмосферы.

В основе любого метода прогноза — синоптического, гидродинамического или другого — всегда должно лежать ясное, хотя

бы и упрощенное представление о физической природе предсказываемого явления, и о том, от каких форм движения атмосферы оно зависит.

Прогноз распадается на прогноз общего поля давления и движения атмосферы и на более детальный прогноз погоды — сложного комплекса изменений температуры, облаков, осадков и туманов, прозрачности атмосферы и т. п.

Составление прогноза начинается с составления и анализа синоптических карт — наземной и высотных обычно для уровней 700, 500, 300 и 100 мб, а иногда и более высоких. Эти карты основаны на переданных по телеграфу данных большого числа метеорологических станций и пунктов температурно-ветрового зондирования, на которых ведутся наблюдения одновременно в определенные сроки во всем мире (например, в 6 и 18 час. мирового времени). На карты наносятся условными значками данные о давлении (на высотные карты — о высоте выбранной изобарической поверхности, например 500 мб), температуре, скорости и направлении ветра, облачности и т. д. Анализируя карту, на ней проводят линии равных давлений — изобары через 5 мб (на высотных картах — изогипсы через 4 или 8 гп. дкм), выделяют области высокого и низкого давления — циклоны, ложбины, антициклоны и гребни. Потом по совокупности сведений о температуре, изменениях давления и ветра, о характерных формах облаков и осадков проводятся линии фронтов.

Для анализа синоптических карт — полей давления и ветра на них и пр. сейчас также применяются электронные счетные машины. Это — так называемый объективный анализ, исключая субъективный подход, возможную иногда подгонку анализа под те или иные более простые схемы и пр. Он важен и в таких более сложных вопросах, как исключение ошибочных данных, согласование данных о ветре и давлении (т. е. об оценке агеострофических отклонений), синоптический анализ в районе, слабо освещенном наблюдениями, например над океаном. Кроме того, объективный анализ позволяет с наименьшей вероятной ошибкой вычислять значения p , T и пр. в некоторой регулярной сетке точек на земной поверхности, нужные для гидродинамического прогноза [34].

При анализе карты полезно сравнение с предыдущими картами и сопоставление высотных карт с наземной, поскольку атмосферные процессы развиваются непрерывно во времени и в пространстве. Такое сопоставление позволяет выяснить тенденции развития и движения циклонов, фронтов, трансформации воздушных масс и пр. Учитывая то, что известно о свойствах барического поля, воздушных масс, фронтов и пр., синоптик имеет возможность дать качественный и отчасти количественный прогноз процесса и затем — прогноз погоды в той или иной области. При этом ему помогает знание климатических особенностей области,

среднего режима явлений погоды, а также различных статистических связей, например вероятности распределения температуры и скоростей ветра, предпочтительных путей циклонов и пр. Можно использовать также и многие местные признаки погоды, например усиление ветра в горных проходах и появление над

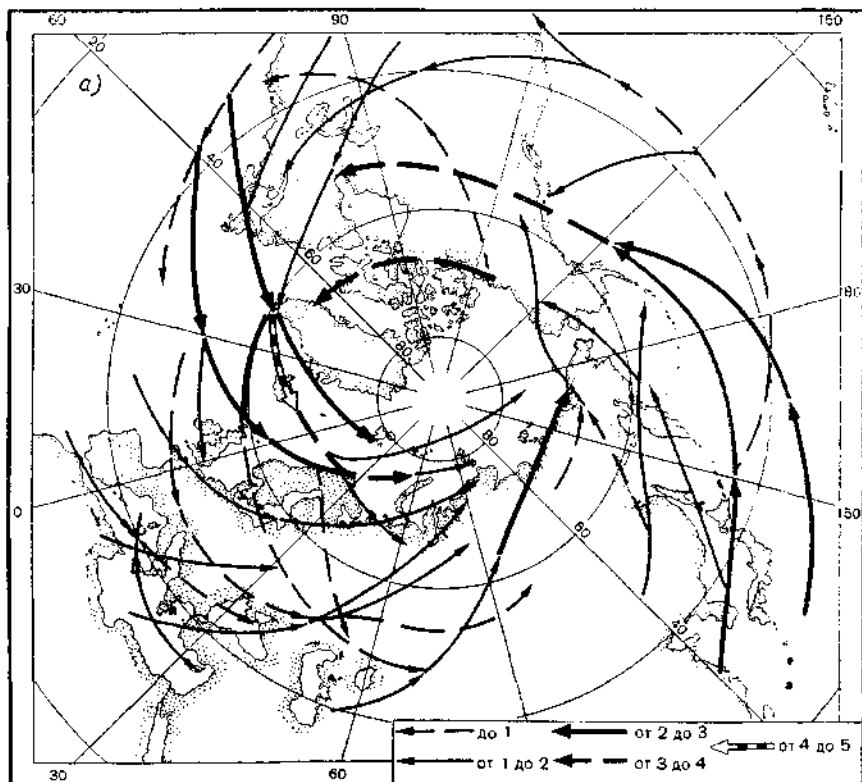


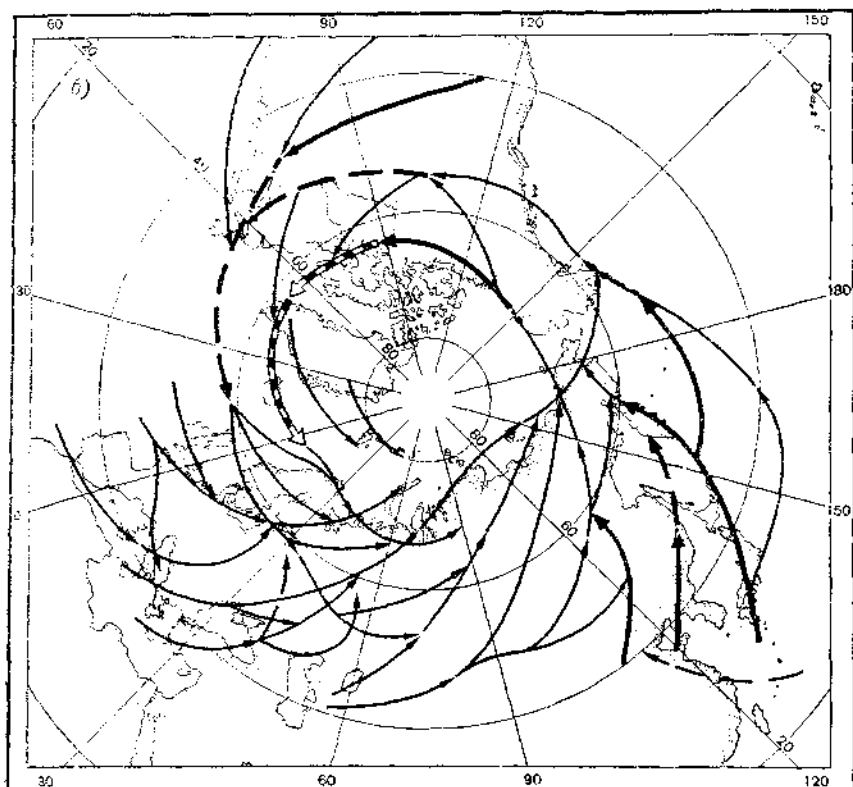
Рис. 189. Главные пути и повторяемость

а — январь.

горами *Ac lent* при приближении или развитии циклона характерных облаков — предшественников фронтов (*Ac cast* при холодном фронте) и пр.

Важное место в практике службы погоды занимает прогноз образования и движения циклонов. Соответствующие «геострофические» правила даны в § 141. Известно также, что определенные районы земного шара особенно благоприятны для образования циклонов, избирающих тут довольно постоянные траектории. На рис. 189 для примера представлена карта повторяемости

циклонов и указаны их главные пути зимой. На ней видны траектории многочисленных циклонов над Великими озерами США и через Северную Атлантику до Баренцева моря, над Средиземным морем и от берегов Японии до Аляски. Аналогичный пояс подвижных циклонов окружает зимой Антарктиду. Все эти зоны —



циклонов в северном полушарии.

6 — июль.

области больших контрастов температуры, например, на границе холодного континента и теплого моря. Местные условия, такие, как гористые берега сравнительно теплых морских заливов также способствуют образованию небольших циклонов. Такие циклоны образуются в Генуэзском заливе в среднем 27 раз в году (общая продолжительность 47 дней) и на юго-востоке Черного моря, где они существуют иногда по 4—9 дней подряд, вызывая тут самые обильные в СССР осадки (до 26 см в сутки). Летом циклонические зоны и местные циклоны слабее.

Аналогично можно предсказывать и движение промежуточных антициклонов. Число их и размеры, однако, невелики по сравнению со стационарными антициклонами, определяющими погоду Сибири и Канады зимой, тропических зон морей — весь год. Типичные пути подвижных антициклонов, формирующихся при вторжениях арктического воздуха, представлены на рис. 190.

Для прогноза явлений погоды и осадков, эволюции облачных систем и пр. весьма важен расчет вертикальных скоростей.

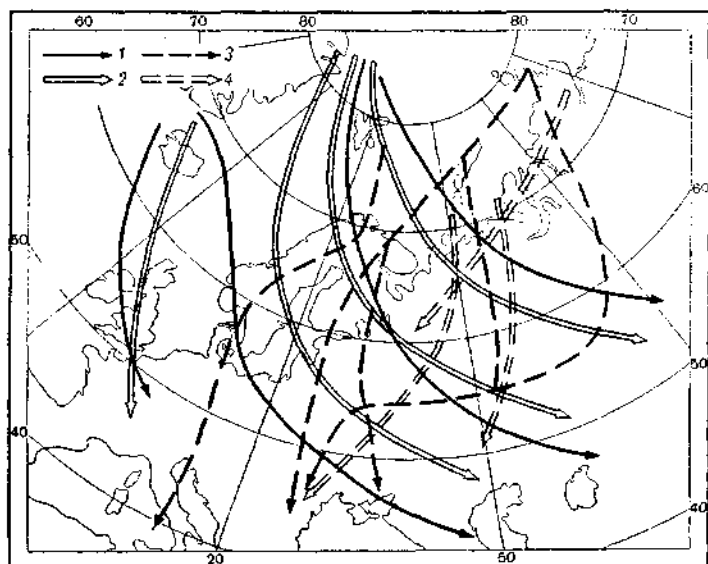


Рис. 190. Оси (наиболее вероятные пути) антициклонов над Европой и Сибирью. По Б. П. Мультановскому.

1 — зимние, 2 — летние, ультраполярные оси, 3 — зимние, 4 — летние.

В § 121 мы уже показали, как можно их вычислить по $\text{div}_r V$. Еще проще использовать уравнение непрерывности в виде (128.6'), дающее

$$\tau_2 = \tau_1 - \int_{p_1}^{p_2} \text{div}_r V dp,$$

где τ — местная скорость изменения давления в вертикальном потоке, по знаку обратная w , а также p_1 и p_2 — давление на двух уровнях. Полагая, что точность наблюдения u и v в атмосфере меньше, чем точность определения давления, желательно использовать это последнее для оценки τ .

Обозначим, как и ранее, через u' и v' малые отклонения ветра от геострофического. Учитывая, что $\text{div}_r V_g = 0$ (т. е. как в первом

приближении Кибеля, что геострофическое движение не создает вертикальных перемещений), можно заменить (121.5) через

$$\rho_2 \omega_2 - \rho_1 \omega_1 = - \int_{z_1}^{z_2} \rho \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) dz, \quad (147.1)$$

где ρ — не зависящая от горизонтальных координат средняя плотность. Учитывая (129.1), напомним:

$$u' = -\frac{1}{l} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right);$$

$$v' = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right).$$

Поскольку u' и v' малы по сравнению с u_g и v_g , и считая, что также относятся их производные, находим:

$$u' = -\frac{1}{l} \left(\frac{\partial v_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial v_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial v_g}{\partial y} \right) =$$

$$= -\frac{1}{l^2 \rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} + \frac{1}{l^3 \rho^2} \left[\frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \right];$$

$$v' = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial u_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) =$$

$$= \frac{1}{l^2 \rho} \frac{\partial^2 p}{\partial y \partial t} + \frac{1}{l^3 \rho^2} \left[\frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right].$$

Подставляя в (147.1) и учитывая выражение геострофического вихря Ω_g , получаем

$$\rho_2 \omega_2 - \rho_1 \omega_1 = \frac{1}{l} \int_{z_1}^{z_2} \rho \left(\frac{\partial \Omega_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial \Omega_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial \Omega_g}{\partial y} \right) dz =$$

$$= \frac{1}{l} \int_{z_1}^{z_2} \rho \left(\frac{d\Omega_g}{dt} \right)_s dz,$$

где $\left(\frac{d\Omega_g}{dt} \right)_s$ — индивидуальная производная вихря Ω_g при движении со скоростью геострофического ветра. В то же время мы имеем, что

$$\Omega_g \approx \frac{1}{l\rho} \nabla p,$$

т. е. что величина лапласиана ∇p и его индивидуальное изменение позволяют вычислить скорость вертикальных движений в атмосфере.

После того как синоптик составит карту изобар на будущий срок [либо учитывая движение циклонов и пр., либо методом гидродинамики (см. § 148)], можно без труда для любой точки карты рассчитать скорость градиентного (геострофического) ветра. По нему, зная рассмотренную в § 130 зависимость угла отклонения α от широты, трения и шероховатости, можно оценить и ветер у земли. При этом следует помнить как о суточном ходе ветра, так и о явлениях бриза, усилении потока между приближающимся фронтом и горами и пр. Вблизи холодных фронтов, линий шквалов или даже отдельных облаков Сб при неустойчивости могут возникать кратковременные, но опасные усиления ветра, а зимой при циклонах и холодных вторжениях бывают метели.

В свободной атмосфере, выше пограничного слоя, ветер (в северном полушарии) отклоняется вправо от изогипс (см. § 129), если его скорость больше геострофической, и наоборот.

Синоптик должен предвидеть изменения температуры, резкие при прохождении фронтов и смене воздушных масс и постепенные при их трансформации. Суточный ход температуры наиболее резко выражен при малооблачной погоде.

Большое значение имеет прогноз стратификации температуры (градиента γ), в особенности в слое между уровнями 850 и 700 мб (а иногда и выше), от которой зависит рост неустойчивости или, наоборот, стабилизация нижней тропосферы. Изменения γ рассчитываются с учетом адвекции $\left(u_g \frac{\partial T}{\partial x} + v_g \frac{\partial T}{\partial y} \right)$, общего вер-

тикального движения $\left(w \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)$, трансформации и непосред-

ственного нагревания близ поверхности земли. При этом, как только достигается состояние влажной неустойчивости, конвекция усиливает и трансформацию, и развитие вертикальных движений. При прогнозе конвективных облаков и ливней применяется иногда метод слоя (§ 38), высоту развития облаков H вычисляют для облачности 1, 2, ... баллов до тех пор, пока H не достигнет величины, обеспечивающей возникновение ливня (летом над ЕТС — 2,2 км, в Закавказье — 3,2 км и т. п.). При этом, как показывает статистика, площадь, охваченная ливнем, в 4—5 раз меньше площади, покрытой облаками.

Нам уже известны облачные системы фронтов, при прогнозе которых нужно учитывать также суточные эффекты — ослабление конвекции ночью и пр. В антициклонах часты облака под инверсиями оседания, усиливающимися излучением самих облаков. Благоприятен для них и приток теплого влажного воздуха, особенно в западной и северной частях антициклона. Такие облака опасны для взлета и, особенно, посадки самолета, так как ухудшают видимость взлетной полосы, местных предметов и пр.

Количество выпадающих осадков Q может быть рассчитано по формуле

$$Q = \frac{1}{g} \int_0^t \int_{p_0}^p \frac{dq}{dt} dp dt,$$

где dq/dt — индивидуальная производная удельной влажности при насыщении. Эта производная вычисляется с учетом вертикальных движений w , вычисленных, как сказано выше, для уровней 850, 700 и 500 мб. В образовании осадков участвуют слои обычно не выше 6 км.

§ 148. Гидродинамический прогноз погоды

При гидродинамическом методе прогноза погоды на основании аналитического или численного решения соответствующей системы уравнений составляются прогностические карты давления, температуры и т. д. на некоторый будущий срок. Имея такую карту или карты для нескольких уровней, можно предвидеть распределение ветра, положение фронтов, структуру и эволюцию облачности и вообще изменения погоды. Этот второй этап прогноза, таким образом, такой же, как при синоптическом методе.

Для прогноза используется либо известная нам из § 127 система уравнений гидродинамики (называемая в этом случае исходной или примитивной), либо уравнение вихря (127.8). Их обычно упрощают, пренебрегая теми или иными членами, т. е. эффектом тех или иных сил, как, например, силой вязкости в свободной атмосфере.

Обычно принимается, что на некотором среднем уровне в атмосфере, как показывает опыт между 2 и 8 км высоты (чаще всего используется уровень 700 или 500 мб), можно считать дивергенцию $\text{div}_z V$, равной нулю и, пренебрегая бароклинностью, записать уравнение сохранения вихря в форме

$$-\frac{\partial \Omega}{\partial t} + u \frac{\partial (\Omega + l)}{\partial x} + v \frac{\partial (\Omega + l)}{\partial y} = 0. \quad (148.1)$$

Поскольку в геострофическом приближении:

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial H}{\partial y},$$

$$v = \frac{g}{f} \frac{\partial H}{\partial x},$$

$$\Omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{g}{f} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right) = \frac{g}{f} \Delta H,$$

где H — геопотенциал данной изобарической поверхности, ΔH — лапласиан H , то (148.1) переписывается в виде

$$\frac{\partial \Delta H}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{g}{l} \Delta H + l \right) - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{g}{l} \Delta H + l \right) = 0 \quad (148.2)$$

или

$$\frac{\partial \Delta H}{\partial t} + A_2 = 0, \quad (148.2')$$

где, как легко показать,

$$A_2 = \frac{l}{g} \left(u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y} \right) + \frac{l}{g} \left(u \frac{\partial l}{\partial x} + v \frac{\partial l}{\partial y} \right).$$

Решение (148.2) дает $\frac{\partial H}{\partial t}$ как решение уравнения Пуассона эллиптического типа в виде

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R \ln \frac{R}{r} A_2 r dr d\varphi + \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{\partial H}{\partial t} ds, \quad (148.3)$$

где второй интеграл взят по кругу радиусом R .

Статистическое исследование показывает, что на расстоянии порядка 1600 км корреляция H обращается в нуль, т. е. что интеграл по кругу такого размера имеет сравнительно малую случайную величину. Поэтому при подходящем выборе R второй интеграл в (148.3) можно отбросить. В первом интеграле функция

Грина $\ln \frac{R}{r}$ показывает, как влияют на изменение геопотенциала (на изменение давления) в данной точке значения A_2 в окружающей точку области.

Двойной интеграл в (148.3) вычисляют при помощи электронной машины, используя наблюдения сети пунктов температурного зондирования для расчета A_2 . Можно также применить итерационный метод Либмана для вычисления $\frac{\partial H}{\partial t}$ путем после-

довательных приближений (требующий большого числа весьма простых арифметических операций), принимая за первое приближение, например, поле значений $\frac{\partial H}{\partial t}$ за прошлое время.

Очевидно, (148.3) позволяет предвидеть изменения давления, в отличие от уравнений первого приближения § 141, определявших лишь движение циклонов, которые не углубляются и не заполняются.

Н. И. Булеев и Г. И. Марчук предложили схему расчета, учитывающую не только наличие дивергенции $\text{div}_T V$, но и приток

тепла, создающий бароклинность. Этот приток тепла они записали в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{c^2}{R p \zeta} \tau,$$

где вертикальная координата $\zeta = p/P$ (P — стандартное давление на уровне моря, например $P = 1000$ мб) и $c^2 = R^2 T (\gamma_a - \gamma)/g$.

Используя уравнение непрерывности и полагая $\text{div}_r V \neq 0$, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + u \frac{\partial (\Omega + l)}{\partial x} + v \frac{\partial (\Omega + l)}{\partial y} = \\ = -(\Omega + l) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\Omega + l}{P} \frac{\partial \tau}{\partial \zeta}. \end{aligned} \quad (148.4)$$

Подставляя в (148.4), а также в уравнение притока тепла значения составляющих геострофического ветра, мы получаем для бароклинной атмосферы (что важно для таких областей, как фронтальные зоны, циклоны и пр.):

$$\frac{\partial \Delta H}{\partial t} + A_2 = \frac{l^2}{p_g} \frac{\partial \tau}{\partial \zeta}, \quad (148.5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{g}{l} \left(\frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{c^2}{R p \zeta} \tau. \quad (148.5')$$

Используя уравнение статики в виде

$$\frac{RT}{g} = -\zeta \frac{\partial H}{\partial \zeta},$$

можно исключить из уравнения (148.5) температуру и привести его к виду

$$-\zeta^2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right) + \frac{R}{g} \zeta A_2 = \frac{c^2}{p_g} \tau, \quad (148.6)$$

где

$$A_2 = \frac{g^2}{lR} \left[\frac{\partial H}{\partial y} \zeta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial H}{\partial \zeta} \right) - \frac{\partial H}{\partial x} \zeta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial H}{\partial \zeta} \right) \right].$$

Два уравнения (148.5) и (148.6) определяют две неизвестных функции $\partial H / \partial t$ и τ . Исключая τ , можно привести их к одному, хотя и весьма сложному уравнению:

$$\Delta \frac{\partial H}{\partial t} + A_2 = -l^2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\zeta^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial H}{\partial t} + l^2 \frac{R}{g} \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\zeta}{c^2} A_2, \quad (148.7)$$

решение которого позволяет определить, как меняется давление в различных точках поля со временем. При постоянных c^2 и l ,

как показали Н. И. Булеев и Г. И. Марчук, это решение имеет вид

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \int_0^{1+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_1 A_2 dx dy d\zeta + \int_0^{1+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_2 A_1 dx dy d\zeta, \quad (148.8)$$

где G_1 (везде положительная) и G_2 (положительная при адвекции холода выше рассматриваемого уровня и наоборот) — некоторые функции влияния, смысл которых аналогичен функции Грина в (148.3). Они определяют, как влияет на $\partial H/\partial t$ соответственно адвекция вихря и адвекция температуры в различных точках окружающей атмосферы.

Зная $\partial H/\partial t$, можно определить вертикальную скорость τ

$$\tau = P \frac{g}{c^2} \left(\frac{R}{g} A_1 - \zeta \frac{\partial H}{\partial \zeta} \right).$$

Напомним еще раз, что этот вывод сделан для бароклинной атмосферы, но вне того пограничного слоя, где «работает» сила трения и могут сказываться неровности поверхности земли. Приток тепла за счет излучения и конденсации (последний велик лишь близ фронтов) мы также не учли здесь.

Использование исходных или примитивных уравнений¹. Чтобы освободиться от стеснительного условия геострофичности, которое заведомо не выполняется в областях фронтов, ложбин и т. д. (и которое при расчете ведет, например, к несоответствующему наблюдениям усилению антициклонов), И. А. Кибель, А. Ф. Дюбюк и др. предложили для прогноза u , v и H использовать непосредственно уравнения гидродинамики, не преобразуя их в уравнение вихря. При этом следует учесть и нелинейность их, т. е. наличие членов типа $u \frac{\partial u}{\partial x}$,

$v \frac{\partial u}{\partial y}$, ... Величину $Q = RT_0 \ln \frac{p}{p_0} + gz$ по этому способу

В. М. Березин выразил в функции от начального распределения Q^0 и его производных по времени $\dot{Q}_t$, $\dot{Q}_{tt}$, ...

$$Q(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi c^2} \int \int \int_{R < ct} \frac{1}{R} \left\{ \dot{Q}^0 \frac{\partial^3}{\partial t^3} \bar{T}_0 - \dot{Q}_t \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{T}_0 + \right.$$

¹ Применяемый часто за рубежом термин «примитивные уравнения» нужно понимать не как упрощенные, а как первоначальные, исходные. Напомним, что в прошлом, например, французские авторы называли интеграл «fonction primitive», что переводилось на русский язык как «первообразная функция».

$$\begin{aligned}
& + \left(\overset{0}{Q}_{tt} - \Delta \overset{0}{Q} c^2 + l^2 \overset{0}{Q} \right) \frac{\partial}{\partial t} \bar{I}_0 + \left(\Delta \overset{0}{Q}_t c^2 - \overset{0}{Q}_{ttt} - l^2 \overset{0}{Q}_t \right) \bar{I}_0 \Big\} dx dy dz + \\
& + \frac{1}{4\pi c^2} \int_{R \leq ct} \int \int \int_0^{t-R/c} \left\{ F \cdot \frac{1}{R} \right\} d\tau dx dy dz + \frac{1}{4\pi c^2} \int \int_{R=ct} \times \\
& \times \left\{ -\frac{1}{R} \frac{\partial \overset{0}{Q}}{\partial R} c^2 + \left[-\frac{c^2}{R^2} + \frac{l^2}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \overset{0}{Q} - \overset{0}{Q}_t \frac{c}{R} \right\} ds, \quad (148.9)
\end{aligned}$$

где

$$\bar{I}_0 = \int_{R/c}^t J_0 \left(l \frac{r}{R} \sqrt{c^2 - \left(\frac{R}{c} \right)^2} \right) d\tau$$

(J_0 — бесселева функция, c — скорость звука).

Для оценки величин $\overset{0}{Q}$, $\overset{0}{Q}_t$, ... А. Ф. Дюбюк предложил использовать синоптические карты за два (и, возможно, больше) предыдущих срока. Мы видим, что решение (148.9) так же, как и (148.8), определяется некоторыми функциями влияния, на которые умножаются наблюдаемые во всей трехмерной области значения $\overset{0}{Q}$, $\overset{0}{Q}_t$ и $\overset{0}{Q}_{tt}$ и значения их на поверхности шара радиуса R , охватывающего эту наблюдаемую область.

На практике для расчета интегралов в (148.9) нужны более мелкие «шаги» по времени, чем при использовании уравнения вихря, и соответствующие шаги по пространству. Это нужно, чтобы обеспечить устойчивость решения и сходимость последовательных приближений. При численном расчете обнаруживаются всегда всегда мелкие колебания давления как малые инерционно-гравитационные волны, так и акустические волны («метеорологические шумы»). Их следует устранять с помощью какого-либо процесса сглаживания.

На совершенно иной идее, чем метод функций влияния, основан метод прогноза давления (в том числе и долгосрочного прогноза), предложенный Е. Н. Блиновой. Он состоит в выделении и своего рода аналитическом продолжении «на будущее» ряда волн в поле давления, движущихся, а иногда и стоячих. Атмосфера при этом считается баротропной, и прогноз дается для бездивергентного уровня. Предполагается, что атмосфера на сферической Земле охвачена западно-восточным потоком, угловая скорость которого α составляет заданную долю $l = \alpha/\omega$ от скорости вращения Земли.

Поскольку для долгосрочного прогноза нужно учитывать процессы, происходящие на всем земном шаре, следует использовать уже сферическую систему координат (θ, φ, r) , где θ — дополнение широты до 90° , φ — долгота, r — расстояние от центра Земли.

Рассматриваются осредненные значения давления, скорости ветра — меридиональной v_θ и зональной v_ψ по всей толще атмосферы, соответствующие их величине на некотором среднем уровне порядка 600 мб.

Пусть скорость западно-восточного переноса v_ψ равна

$$v_\psi = ar \cos \varphi = \alpha \sin \theta = I\omega r \sin \theta, \quad (148.10)$$

где I — индекс циркуляции. Считая, что v_ψ близка к геострофической скорости, имеем

$$\bar{v}_\psi(\theta) = \frac{1}{2\omega r \cos \theta} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} = \frac{1}{2\omega r \cos \theta} \frac{\partial \bar{H}}{\partial \theta},$$

где $\bar{p}$ и $\bar{H}$ — средние значения p и H , при заданном α равные:

$$\begin{aligned} \bar{p} &= p_0 + \alpha \rho r^2 \sin^2 \theta, \\ \bar{H} &= H_0 + \alpha r^2 \omega \sin^2 \theta. \end{aligned}$$

Уравнение непрерывности, записанное в сферических координатах для осредненных скоростей, имеет вид

$$\frac{\partial (v_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\psi}{\partial \psi} = 0$$

и позволяет ввести функцию тока, такую, что

$$v_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \psi}, \quad v_\psi = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}. \quad (148.11)$$

При этом вихрь Ω_z выразится в виде (считая $r = \text{const}$)

$$\Omega = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \psi^2} \right] = \frac{1}{r^2} \Delta \Psi.$$

Полную производную вихря в сферических координатах можно записать, как

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\partial \Omega}{\partial t} + v_\psi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Omega}{\partial \psi} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}.$$

Подставляя сюда выражения Ω , v_ψ и v_θ , находим

$$\frac{\partial \Delta \Psi}{\partial t} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} (\Psi, \Delta \Psi) + 2\omega \frac{\partial \Psi}{\partial \psi} = 0, \quad (148.12)$$

где

$$(\Psi, \Delta \Psi) = \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \frac{\partial \Delta \Psi}{\partial \psi} - \frac{\partial \Psi}{\partial \psi} \frac{\partial \Delta \Psi}{\partial \theta}.$$

Будем рассматривать движение как малое возмущение, описываемое его функцией тока $\Psi'(\theta, \psi, t)$, наложенное на западно-восточный перенос, т. е.

$$\Psi = -r^2 \alpha \cos \theta + \Psi'(\theta, \psi, t), \quad (148.13)$$

Подставляя (148.13) в (148.12) и учитывая, что возмущение мало, получаем приближенное уравнение

$$\frac{\partial \Delta \Psi'}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \Delta \Psi'}{\partial \psi} + 2(\alpha + \omega) \frac{\partial \Psi'}{\partial \psi} = 0. \quad (148.14)$$

Как и Ψ , поле H можно разделить на постоянную и меняющуюся часть, причем последняя описывает упомянутое возмущение

$$H = \text{const} + \frac{\alpha r^2}{g} (\omega + \alpha) \sin^2 \theta + H'(\theta, \psi, t). \quad (148.15)$$

Из второго уравнения движения

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + v_\theta (\Omega + I) = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(gH + \frac{v_\theta^2 + v_\psi^2}{2} \right),$$

используя (148.11) и (148.15), находим после некоторых упрощений уравнение для Ψ'

$$\sin \theta \frac{\partial^2 \Psi'}{\partial \theta \partial t} - 2(\alpha + \omega) \cos \theta \frac{\partial \Psi'}{\partial \psi} = -\frac{\partial}{\partial \psi} \left(gH' + \alpha \sin \theta \frac{\partial \Psi'}{\partial \theta} \right).$$

Чтобы прогнозировать изменения H' , будем искать решения (148.14) в форме

$$f_m e^{im\psi + i\sigma t}, \quad (148.16)$$

где m — волновое число, т. е. число волн, укладывающихся на параллели, а σ — частота колебаний. Е. Н. Блинова показала, что (148.16) будет решением, если:

$$2 \frac{\alpha + \omega}{\sigma + \alpha m} = n(n+1) \quad \text{и} \quad f_m = C_n^m P_n^m(\cos \theta),$$

где n — целое число, а $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенный полином Лежандра.

Далее, решение для H' можно получить в виде суммы (по n) ряда функций также периодических с частотой σ в зависимости от времени

$$H = \sum_n \sum_m \left\{ 2 \frac{\alpha + \omega}{g} C_n^m H_n^m(\cos \theta) e^{im\psi - imt \left[\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} \right]} \right\}. \quad (148.17)$$

Из (148.17) видно, что каждый член (148.17) характеризует волну с амплитудой $C_n^m H_n^m$, распространяющуюся на восток с угловой скоростью

$$\alpha - 2 \frac{\alpha + \omega}{n(n+1)} = \alpha \left[1 - 2 \frac{1 + \frac{\omega}{\alpha}}{n(n+1)} \right],$$

тем большей, чем больше индекс циркуляции α/ω и больше n .

Прогноз поля давления, таким образом, состоит в представлении первоначального (при $t=0$) поля H_0 с помощью полиномов Лежандра, т. е. в определении коэффициентов разложения H_0 по этим функциям C_n^m . После этого можно предвидеть, как будет распространяться каждая волна, соответствующая различным n в зависимости от индекса $\frac{\alpha}{\omega}$ и номеров соответствующих гармоник n и m .

Исходя из подобного прогноза для среднего движения атмосферы, можно получить (с учетом свойств пограничного слоя) распределение давления у поверхности земли.

Что касается прогноза на среднем уровне (или уровне 500 мб), то гидродинамический метод дает в настоящее время несколько лучшие результаты, чем синоптический. Синоптический метод позволяет дать более успешный прогноз на уровне земли, очевидно, потому, что синоптик располагает более обширной информацией (о фронтах, облаках и осадках, неустойчивости и пр.), еще не введенной в схемы гидродинамического прогноза.

Мы привели здесь, не углубляясь в детали, лишь некоторые примеры, характеризующие как методы гидродинамического прогноза, так и многие допускаемые им пока еще упрощения и ограничения.

Глава XXI

МЕСТНЫЕ ВЕТРЫ

Местными ветрами называют воздушные течения небольшого горизонтального и обычно малого вертикального протяжения, обусловленные особенностями подстилающей поверхности. Они могут быть вызваны либо неодинаковым нагреванием различных участков этой поверхности, например суши и моря, либо горным рельефом, создающим возмущения и неоднородности в поле температуры и ветра.

Местные ветры заметно влияют на погоду и климат многих районов — прибрежных и горных. Явление местных ветров наглядно поясняет нам, как происходит обмен теплом и количеством движения между поверхностью земли (или моря) и атмо-

сферой в пограничном слое и на какую высоту распространяется эффект этого обмена. Наконец, наблюдения за местными ветрами нередко позволяют найти так называемые местные признаки погоды, с помощью которых без синоптической карты можно предвидеть некоторые изменения погоды.

§ 149. Горно-долинные ветры

В долинах горных стран, особенно в теплое время года, наблюдается довольно регулярная смена воздушных течений. Днем ветер дует вверх по долине и по склонам гор, а ночью — вниз вдоль них.

Долинный дневной ветер развивается сильнее всего при малооблачной погоде. Он появляется после восхода Солнца. Так, например, в Алма-Ате, у выхода из долины р. Малой Алматинки он возникает летом через 4,5 часа, зимой через 2—3 часа после восхода Солнца и затухает примерно за 1,5 часа до захода. Скорость его достигает максимума, 3—3,5 м/сек., около 15 час. Скорость увеличивается с высотой, достигая максимума на высоте около 200—250 м (рис. 191) и далее снова уменьшается. На уровне «высоты обращения» H_d долинный ветер меняет направление. Над Алма-Атой в июне — августе $H_d = 0,83$ км над уровнем долины, в Цейском ущелье Северного Кавказа, по наблюдениям автора, летом $H_d =$

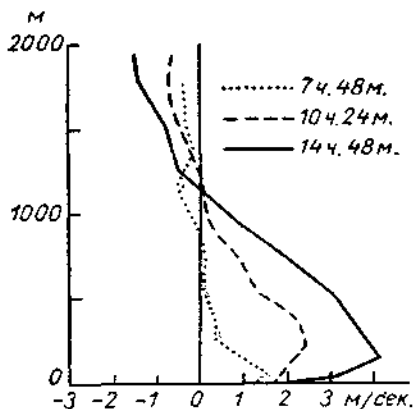


Рис. 191. Профиль скорости долинного ветра в Цейском ущелье в различное время суток.

$= 1,12$ км (дно долины находится там на высоте 2,1 км над ур. м.). Выше этого уровня обращения ветер направлен вниз по долине: он усиливается с высотой, достигая в Цее 15 м/сек. на высоте 1,9 км над долиной. Высота обращения H_d меняется ото дня ко дню и заметно увеличивается (так же как и скорость ветра) при усилении неустойчивости атмосферы [35].

Для долин Средней Азии, где летом неустойчивость велика, С. Г. Чанышева обнаружила зависимость скорости долинного ветра от отношения L/S (рис. 192). Скорость ветра мала в очень коротких или широких долинах, возрастает с их длиной и убывает в узких длинных долинах [142].

Горный ветер формируется вечером, иногда уже под потоком долинного, но, например, в Алма-Ате он начинается в среднем

через полчаса после захода и в теплый сезон (апрель—октябрь) дует еще более часа после восхода Солнца. В верховьях долины, как в Цее, он слаб (1,3—1,4 м/сек.), а к нижней части долины он набирает скорость и в Алма-Ате всю ночь имеет скорость более 3 м/сек. Высота обращения его H_T тут летом 0,37 км, т. е. существенно меньше, чем у долинного ветра. Выше уровня H_T довольно сильный поток (до 2 м/сек.) имеет обратное направление. Горный ветер наблюдается почти при всякой погоде и во все сезоны, в отличие от долинного, который обычно затухает при увеличении облачности, приближении циклонов и пр. Горный

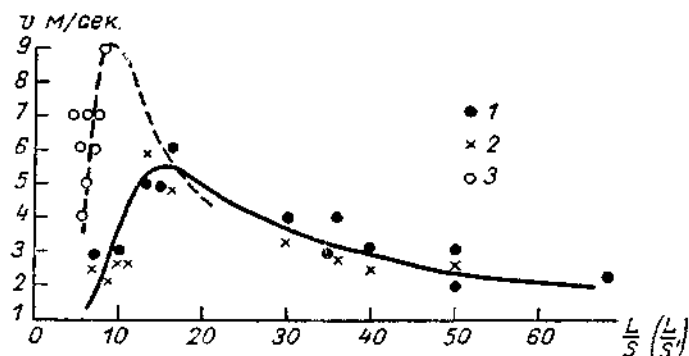


Рис. 192. Зависимость скорости долинного ветра у поверхности земли от отношения длины долины L к ее ширине S в Средней Азии.

1 — характерные значения скорости. 2 — среднее значение в 13 час., 3 — характерное максимальное значение. По С. Г. Чанышевой.

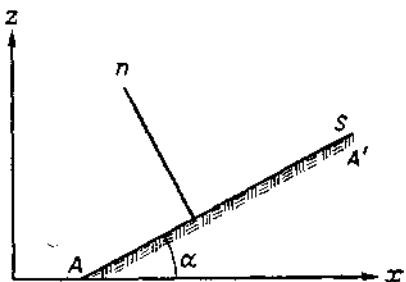
ветер — обычно ламинарное течение, без каких-либо пульсаций и завихрений, так как он наблюдается при устойчивой стратификации воздуха.

Касаясь причин возникновения горно-долинных ветров, укажем, что днем в теплый сезон большие горные системы, где поглощающая радиацию поверхность расчленена, велика и поднята высоко вверх, являются как бы мощным источником тепла, нагревающим атмосферу над ними до высоты 10—11 км. При этом температура над горами на некоторую величину ΔT_d выше, чем в свободной атмосфере над прилежащими равнинами. Это значит, что над горами изотермические и изобарические поверхности приподняты. Так, в районе Алма-Аты почти весь год $\Delta T_d > 0$ и достигает весной $3,5^\circ$ и летом $1,5^\circ$, в Таласской долине летом $\Delta T_d = 3,7^\circ$, в Цее $\Delta T_d = 3,5^\circ$ и т. д. Ночью горы охлаждаются сильнее, чем атмосфера, не являющаяся черным телом. Особенно охлаждаются долины, где собирается холодный воздух также и с ближайших склонов. Метеорологические станции в долине Ма-

дой Алматинки зимой отмечают $\Delta T_n = -4^\circ$, летом $\Delta T_n = -2^\circ$. Различные температур воздуха, однако, ночью не распространяется выше уровня хребта.

Теория воздушных течений над горным склоном, предложенная Л. Прандтлем, такова: предположим, что длинный горный склон AA' (рис. 193) наклонен к горизонту под углом α , достаточно малым, чтобы текущий вверх по склону поток не отрывался от него и не образовывал конвекционных потоков. Предположим далее, что движение является «ползущим», т. е. столь медленным, что можно пренебречь ускорениями. Поскольку масштаб явления мал (несколько километров), можно также пренебречь силой Кориолиса и рассматривать только движение в плоскости xz . Тогда из (127.3) имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \eta \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \eta \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - g\rho, \end{aligned} \right\} \quad (149.1)$$



где η — коэффициент турбулентной вязкости.

Рис. 193. К теории воздушных течений над горным склоном.

Предположим, что в свободной атмосфере потенциальная температура Θ возрастает линейно с высотой и, кроме того, нагретый склон вносит в атмосферу возмущение температуры Θ' , являющееся функцией расстояния от склона n ; тогда

$$\Theta = \Theta_0 + Bz + \Theta'(n). \quad (149.2)$$

Очевидно, ночью $\Theta'(n)$ отрицательно. Если пренебречь изменениями плотности, связанными с изменениями давления, то

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(\Theta - \Theta_0)] = \rho_0 [1 - \beta Bz - \beta\Theta'(n)],$$

где $\beta = 1/T_0$.

Перейдем к новой системе координат (s, n) , где ось s направлена вдоль склона вверх, ось n — по нормали к склону. Тогда $x = s \cos \alpha - n \sin \alpha$, $z = s \sin \alpha + n \cos \alpha$. Обозначим через v составляющую скорости, направленную вдоль склона вверх, т. е. $v = u \cos \alpha + w \sin \alpha$. Используя (149.1) и очевидное соотношение,

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial s^2},$$

имеем (поскольку $\frac{\partial^2 v}{\partial s^2} = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial s} &= \frac{\partial p}{\partial x} \cos \alpha + \frac{\partial p}{\partial z} \sin \alpha = \eta \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \cos \alpha + \right. \\ &+ \left. \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \sin \alpha \right] - g \rho_0 \sin \alpha [1 - \beta B z - \beta \Theta' (n)] = \\ &= \eta \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} - g \rho_0 \sin \alpha [1 - \beta B z - \beta \Theta' (n)]. \end{aligned} \quad (149.3)$$

В состоянии покоя было бы

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{v=0} = -g \rho_0 \sin \alpha (1 - \beta B z). \quad (149.4)$$

Поскольку мы пренебрегаем ускорением, можно считать, что давление в состоянии покоя равно давлению при медленном движении. Вычитая (149.4) из (149.3), получаем

$$g \rho_0 \beta \sin \alpha \Theta' (n) + \eta \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} = 0. \quad (149.5)$$

Напишем уравнение вынужденного переноса тепла в системе координат (s, n) при $\partial \Theta / \partial t = 0$

$$v \frac{\partial \Theta}{\partial s} = a^2 \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial n^2} \right), \quad (149.6)$$

но

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial s} &= \frac{\partial \Theta}{\partial z} \sin \alpha = B \sin \alpha, \quad \frac{\partial^2 \Theta}{\partial n^2} = \frac{\partial^2 \Theta'}{\partial n^2}, \\ v B \sin \alpha &= a^2 \frac{\partial^2 \Theta'}{\partial n^2} \end{aligned} \quad (149.7)$$

и, дифференцируя (149.7) по n дважды, подставляя в (149.5) и обозначая $\eta / \rho_0 = \nu$, имеем

$$\frac{\partial^4 \Theta'}{\partial n^4} + \frac{g B \beta \sin^2 \alpha}{\nu a^2} \Theta' = 0. \quad (149.8)$$

Возмущение температуры Θ' должно равняться заданной величине Θ'_0 у склона при $n=0$ и обращаться в нуль при $n \rightarrow \infty$. Соответствующее решение (149.8) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \Theta' &= \Theta'_0 e^{-\frac{n}{L}} \cos \frac{n}{L}, \\ L &= \sqrt{\frac{4 \nu a^2}{g \beta B \sin^2 \alpha}}, \end{aligned} \right\} \quad \text{где} \quad (149.9)$$

Используя (149.7), имеем

$$v = \frac{a^2}{B \sin \alpha} \frac{\partial^2 \Theta'}{\partial n^2} = \Theta'_0 \sqrt{\frac{g^2 a^2}{\nu B}} e^{-\frac{n}{L}} \sin \frac{n}{L}. \quad (149.10)$$

График на рис. 194 изображает соответствующее распределение скоростей v и отклонений температуры Θ' над склоном. Скорость равна нулю у поверхности склона и возрастает до максимума на высоте $n_m = \frac{\pi}{4} L$, где

$$v_{\max} = 0,322 \Theta'_0 \sqrt{\frac{g^2 a^2}{\nu B}}.$$

Если a выражено в см/сек.², а B — в град/см, то v выражается в см/сек.

Положим, что в турбулентной атмосфере $\nu = a^2$ и $\Theta'_0 = 3^\circ$. Соответствующие максимальные скорости ветра приведены в табл. 88.

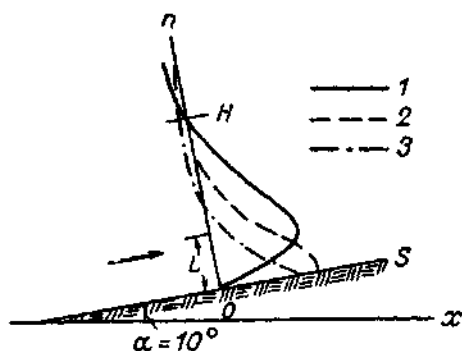


Рис. 194. Теоретическое распределение скорости ветра (1), аномалии температуры (2) и аномалии вертикального градиента температуры (3) над склоном днем.

Таблица 88

$\gamma^\circ 100 \text{ м}$	0,65	0,75	0,85	0,95
$B = \gamma_a - \gamma^\circ / 100 \text{ м}$. . .	0,33	0,23	0,13	0,03
$v_{\max} \text{ м/сек.}$	3,19	3,83	5,08	10,6

Таким образом, максимальная скорость ветра $v_{\max}$ пропорциональна аномалии температуры и быстро возрастает с увеличением неустойчивости атмосферы; при сделанных предположениях она не зависит от уклона α .

Если мы выберем высоту n_0 , меньшую чем n_m , например 20 м, то легко показать, что с увеличением угла наклона α скорость на этой высоте будет возрастать (до тех пор, пока убывающее при этом n_m не уменьшится до n_0). Это подтверждается и наблюдениями С. Г. Чанышевой в Средней Азии. Выше n_m скорость v убывает и на высоте $H = \pi L$ меняет знак, т. е. там происходит обращение ветра. В табл. 89 приведена высота обращения H для $\nu = a^2 = 800 \text{ см}^2/\text{сек.}$ (что соответствует умеренной турбулентности $A \approx 10 \text{ г/см} \cdot \text{сек.}$) и для нескольких значений α .

Высота обращения ветра склонов H м

α	30°	2°	10°
$\gamma = 0,65^\circ/100 \text{ м} \dots\dots$	408	204	91
$\gamma = 0,95^\circ/100 \text{ м} \dots\dots$	743	371	160

Из табл. 89 видно, что H быстро растет с ростом γ и уменьшается над крутыми склонами.

Результаты изложенной теории, в том числе полученный профиль ветра (149.10), удовлетворительно согласуются с наблюдениями долинного ветра. Рассчитанная скорость последнего, высота обращения и зависимость ее от степени устойчивости атмосферы также близки к наблюдаемым. Обстоятельство, что высота обращения ночью H_n меньше, чем днем, прямо следует из выражения для L , так как при устойчивой стратификации B сильно возрастает.

Теорию горно-долинных ветров для случая, когда ΔT (Θ'_0) меняется периодически (в течение суток), развил Ф. Дефант, но не смог указать какие-либо новые черты явления — это значит, что мы, очевидно, по праву пренебрегли ускорениями в (149.1). Зейтуниан рассмотрел отдельно процесс возникновения долинного ветра и показал, что мощность его H_d должна утром нарастать как бы скачком — в согласии с нашими наблюдениями в Цее, где долинный ветер появляется сразу как бы высоким фронтом.

Главную трудность для теоретического объяснения представляет большая скорость верхних, обратных, потоков как днем, так и ночью. Согласно (149.10) и рис. 194, она должна составлять всего $e^{-\pi} = 0,043$ от скорости нижнего потока, но в природе они одного и того же порядка.

Следует помнить, что в горных долинах структура ветра довольно сложна — днем, например, поток ветра расходится отчасти вверх по склонам, над которыми на небольшой высоте (если они круты) формируются нисходящие потоки. Ночью, наоборот, горный ветер должен собираться из холодных потоков со склонов и существенно увеличивать свою скорость и мощность вниз, как река, к выходу из долины.

§ 150. Другие ветры горных стран

Особым местным ветром является ледниковый ветер, текущий постоянно вниз по долинам больших ледников. Поверхность их всегда имеет температуру $\leq 0^\circ$ и охлаждает находящийся над ней воздух, создавая сильную инверсию. Так, по наблюдениям автора, над языком Безингийского ледника, наибольшего на Кав-

казе, скорость ледникового ветра достигает 7 м/сек., над Цейским ледником — 3,5 м/сек. Над крупнейшим в мире ледником Федченко ветер этот дует летом со скоростью 7—10 м/сек., зимой — еще больше. Мощность потока ледникового ветра, или высота обращения H_d в Цее была от 45 до 110 м, а, по наблюдениям П. А. Воронцова ветер, стекающий с обширного ледникового покрова Эльбруса, имеет мощность от 50 до 300 м. Такие малые величины H_d хорошо объясняются опять-таки выражением для L в (149.9), поскольку при инверсии B велико и L мало, в особенности при крутом уклоне α , хотя v остается при этом значительным.

В нижней части долины днем ледниковый ветер в виде как-бы клина подтекает под надвигающийся снизу поток долинного ветра. При этом образуется как бы небольшой фронт, сопровождающийся полосой невысокого тумана.

Ледниковый ветер как бы всасывает потоки воздуха с окружающих скалистых склонов гор (более теплых), в результате чего температура воздуха над ледником заметно выше 0° , хотя она все время сильно колеблется. Над Безингийским ледником, например, на высоте 2 м над льдом температуры могут подниматься до 13° . Среднюю скорость возникающего при таком всасывании нисходящего движения П. А. Воронцов оценивает в 0,35—0,50 м/сек., иногда до 1,5—1,6 м/сек. В результате теплообмен с атмосферой, по оценке автора, дает находящейся в долине части ледника летом на высоте 2550 м над ур. м. до $250 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$, а, по оценке А. П. Волошиной, на фирновых полях Эльбруса на высоте 3750 м над ур. м. — около $70 \text{ кал/см}^2 \times \text{сутки}$. Там практически нет боковых склонов, усиливающих теплообмен.

Таким образом, ледниковый ветер летом должен значительно усиливать таяние ледников и увеличивать расход воды в вытекающих из них реках (Кубань, Сыр-Дарья и др.).

Большой интерес представляют нисходящие холодные, так называемые стоковые ветры, наиболее сильные и устойчивые на ледниковом побережье Антарктиды. Здесь на склоне материка с уклоном до 6° во многих местах особенно при ясной погоде, зимой возникают направленные вниз по склону к морю холодные ветры, от востоко-северо-восточного до юго-юго-восточного. Повторяемость их составляет 75—90%, а скорость — в среднем 12 м/сек., в отдельные дни эти ветры, однако, могут быть гораздо сильнее. В Мирном средняя суточная скорость стокового ветра достигала 28 м/сек., отдельные порывы доходили до 55 м/сек., а на Земле Адели 22 февраля 1951 г. средняя скорость была 45 м/сек. и порывы — до 90 м/сек. Стоковый ветер охватывает прибрежную полосу шириной до 700 км, но имеет малую вертикальную мощность (всего 150—200 м) обычно при сильной инверсии. Интересно, что специально поставленные наблюдения на ледовом припае в 13 км к северу от берега в Мирном пока-

зали, что стоковый ветер туда не доходит. Поскольку стоковый ветер охватывает значительное пространство, в его теории нельзя пренебречь отклоняющей силой (а следовательно, и движением по направлению оси y , перпендикулярно направлению уклона) и ускорением. Сохраняя то и другое в уравнениях движения по осям x и y и преобразуя их так, как мы сделали в начале § 149, а также полагая склон пологим ($\cos \alpha \approx 1$) и учитывая лишь локальное ускорение, согласно Гутману и Мальбахову [42], имеем

$$\frac{\partial v}{\partial t} = v \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} - g\beta B \sin \alpha \Theta' + 2\omega \sin \varphi v', \quad (150.1)$$

где $v = \eta/\rho$; v — скорость по оси y . Очевидно, в Антарктиде $\Theta' < 0$ и $\sin \varphi < 0$.

Поскольку по оси y движение идет без уклона, запишем

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = v \frac{\partial^2 v'}{\partial n^2} - 2\omega \sin \varphi \cdot v. \quad (150.2)$$

Уравнение переноса тепла примет вид

$$\frac{\partial \Theta'}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 \Theta'}{\partial n^2} - B \sin \alpha \cdot v. \quad (150.3)$$

Считаем, что при $z=0$ $v=v'=0$ и $\Theta' = A\Theta$ (где $A < 0$), т. е. существует заданное отрицательное отличие температуры поверхности склона от температуры атмосферы. Положив, что в начальный момент $v=v'=0$, мы будем искать решение, переходя к новым переменным $\Phi = \varphi_1 + i\varphi_2$ и ψ таким, что:

$$\begin{aligned} v &= -A \sqrt{\frac{g\beta a^2}{vB(1+\mu)}} \operatorname{Im} \Phi, \\ v' &= \frac{A}{1+\mu} \sqrt{\frac{\mu g\beta a^2}{Bv}} (\psi - \operatorname{Re} \Phi), \\ \Theta' &= \frac{A}{1+\mu} (\operatorname{Re} \Phi + \mu\psi). \end{aligned}$$

Мы находим для Φ и ψ систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= v \frac{\partial^2 \Phi}{\partial n^2} - i \frac{\Phi}{\tau}, \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} &= v \frac{\partial^2 \psi}{\partial n^2}, \end{aligned} \right\} \quad (150.4)$$

где

$$\begin{aligned} \tau &= -\frac{1}{2\omega \sin \varphi} \sqrt{\frac{\mu}{1+\mu}}, \\ \mu &= \frac{4\omega^2 \sin^2 \varphi}{g\beta B \sin^2 \alpha}. \end{aligned}$$

μ — величина, которая при $\alpha = 1^\circ$ и $\gamma = 0,6^\circ/100$ м и имеет порядок 0,4. Краевые условия запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \text{при } t=0 \quad \Phi &= \psi = 0, \\ \text{при } n=0 \quad \Phi &= \psi = \Theta(t). \end{aligned}$$

Полагая $\Phi^* = \Phi e^{-\frac{it}{\tau}}$ и соответственно $\Phi^* = \Theta(t)e^{-\frac{it}{\tau}}$, при $n=0$ первое из уравнений (150.4) приводится к обычному уравнению теплопроводности, решение которого, возвращаясь к Φ , есть

$$\Phi = \frac{n}{2\sqrt{\pi\gamma}} \int_0^t \Theta(t') e^{i\left[\frac{t-t'}{\tau} - \frac{n^2}{4\gamma(t-t')}\right]} \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}}. \quad (150.5)$$

При постоянном дефиците температуры на склоне легко проинтегрировать (150.5), тогда получим:

$$\operatorname{Re} \Phi = e^{-\frac{n}{L'}} \cos \frac{n}{L'}, \quad \operatorname{Im} \Phi = e^{-\frac{n}{L'}} \sin \frac{n}{L'} \quad (150.6)$$

и аналогично с (149.9)

$$\begin{aligned} v &= \Theta \sqrt{\frac{g\beta a^2}{\nu B(1+\mu)}} e^{-\frac{n}{L'}} \sin \frac{n}{L'}, \\ \text{где} \quad L' &= \sqrt[4]{\frac{4\nu a^2}{(1+\mu)g\beta B \sin^2 \alpha}}. \end{aligned} \quad (150.7)$$

Поток стокового ветра, таким образом, при одинаковом Θ несколько более (в отношении $\frac{1}{\sqrt{1+\mu}}$) и несколько более прижат к земле ($L' < L$), чем аналогичный поток горного ветра (рис. 195).

Оценивая угол отклонения ветра δ от направления склона, можно показать, что

$$\operatorname{tg} \delta \approx \frac{2\omega \sin \varphi}{\sqrt{g\beta B} \sin \alpha}. \quad (150.8)$$

По наблюдениям в Порт-Мартене, при $\alpha = 6^\circ$ $\delta = 5^\circ$, т. е. удовлетворительно согласуется с (150.8).

Мы уже упоминали в гл. XVIII о ветрах горных проходов, усиливающих чисто кинематическим образом в сужающихся ущельях, горных воротах и пр. Таковы ветры Боомского ущелья близ Иссык-Куля, урсатьевский ветер у выхода из Ферганской долины и т. д. Они обычно возникают при приближении циклона и служат местным признаком погоды.

Местным ветром является и бора, наблюдающаяся над се-

веро-восточными берегами Черного моря в районе Новороссийска, в Триесте и Сплите на Адриатическом море и т. д.

На Новороссийск бора обрушивается с небольшого горного кряжа Варада высотой 450—600 м, проходящего параллельно берегу на расстоянии около 2,5 км от него. Она возникает при

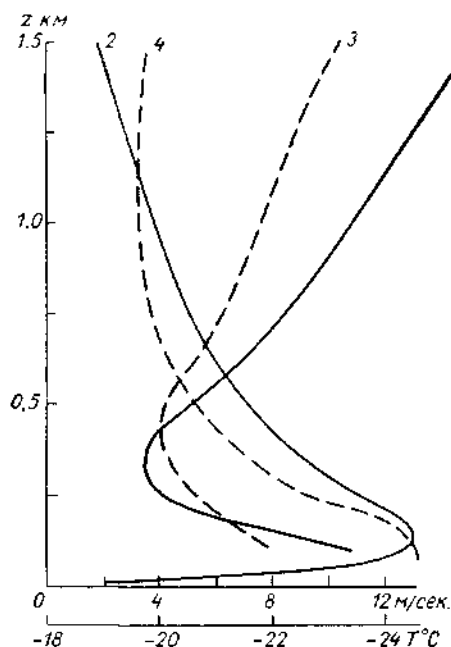


Рис. 195. Теоретические (1, 2) и экспериментально полученные в Мирном Н. П. Русиным (3, 4) кривые зависимости скорости ветра (модуля скорости $V = \sqrt{u^2 + v^2}$) и температуры T от высоты.

2, 4 — ветер, 1, 3 — температура.

приближении холодного фронта, когда область низкого давления над Черным морем как бы всасывает холодный воздух с севера. Поток холодного воздуха ограничен сверху, на высоте 0,2—0,8 км, фронтальной инверсией, и там, где он подперт горами, сечение потока уменьшается и скорости резко увеличиваются. Далее сильная струя воздуха как бы падает на Новороссийск, ускоряясь несколько и за счет архимедовой силы. Приход холодного фронта сопровождается повышением давления (которое ранее приписывали эффекту ускорения слишком, однако, незначительному для этого). Как указал А. М. Гусев, инверсия над холодным потоком испытывает колебания вверх и вниз, что вызывает резкие колебания скорости ветра при боре и, вероятно, служит причиной сильной и опасной для самолетов турбулентности.

Холодный воздух боры приносит в Новороссийск похолодание иногда на 25°, как это было, например 24—27 февраля 1898 г. Порывы ветра усиливаются и достигают силы урагана. Прочные каменные здания колеблются под напором ветра, мелкие камни, поднимаемые им с земли, бьют так сильно, что могут изувечить человека. Зимой поднимаемые ветром морские брызги намерзают на судах таким толстым слоем, что суда могут затонуть. Скорость ветра при боре в Сплите достигает 38 м/сек., в Новороссийске 40 м/сек., на Мархотском перевале на хребте — 62 м/сек. и, вероятно, даже более. Уже на небольшом расстоянии от берега (15—20 км) в море бора почти незаметна (как и стоковый ветер

Антарктиды). Южнее Лазаревского, где горы выше 2 км, бора также почти незаметна [40].

Горным странам свойственны также фёны — сухие теплые обычно порывистые ветры, спускающиеся с гор в долины, а иногда и далеко на равнину. Причину высокой температуры и сухости фёна мы уже рассмотрели в гл. VI. Фёны весьма распространены. Очень часты они в Рионской долине, где, например, в Кутаиси с ноября по апрель в среднем 75 дней с фёном и скорость его достигает 20 м/сек. Фёны часты в горах Средней Азии, в Альпах, Кордильерах и пр. В Гренландии, например, в Камаруок-фиорде они достигают силы бури. П. А. Воронцов описал случаи сухих ветров в Западной Грузии, где нисходящее движение охватывало слой мощностью 1,6—2,5 км и скорость его достигала 0,2—0,5 м/сек. Нисходящее движение создает при фёне сильные инверсии в атмосфере. Так, например, в Терсколе, в долине Баксана на Кавказе на высоте 2,15 км 24 июня 1954 г. влажность уменьшалась до 11%, а 25 мая 1955 г. — до 10%. Опускающийся сухой воздух при фёне обычно очень чист, дальние горы сквозь него видны очень хорошо и «выпукло», небо становится темно-голубым.

И. В. Бут разделил фёны на вызванные возмущениями в атмосферных течениях большого масштаба и фёны местных циркуляций воздуха в горах. Работа, необходимая для того, чтобы заставить опускаться теплый воздух, может черпаться в циклонических возмущениях. Так, рионские фёны возникают часто при образовании циклона западнее Кавказа, над Черным морем: Наблюдаются также антициклональные фёны, когда, например, над Кавказом устанавливается антициклон, и опускающийся из свободной атмосферы в нем воздух растекается по долинам Кавказа. И. В. Фигуровский изучил подробно период фёнов 24—27 марта 1899 г., когда во Владикавказе (Орджоникидзе) на северном склоне влажность воздуха упала со 100 до 12%, а в Кутаиси на южном склоне — даже до 9%, и температура поднялась соответственно до 28 и 30°.

Местные фёны, в отсутствии каких-либо циклонических возмущений, И. В. Бут наблюдал в Ашхабаде 20—24 июля 1951 г., когда всю первую половину ночи при фёне удерживалась температура 32—33° и влажность все четыре дня была меньше 30%.

Гидродинамическая теория фёна пока еще не создана, трудность ее в том, что необходимо учесть взаимодействие циклонической волны со сложным рельефом гор.

В горных странах наблюдается еще один вид движения воздуха, важный для изучения динамики атмосферы, — так называемые волны препятствий (иначе, стоячие, подветренные или фёновые волны).

Когда воздушный поток натекает на препятствия, например на перпендикулярный к нему горный хребет, то по мере усиления

ветра обтекание может перейти из ламинарного (рис. 196 а) в течение с образованием стоячего подветренного вихря (рис. 196 б), либо в образовании подветренных волн (рис. 196 в), вершины которых почти неподвижны и «сквозь» которые течет воздух. По-видимому, при еще большем усилении ветра волны могут превращаться в вихри, порождая сильную турбулентность.

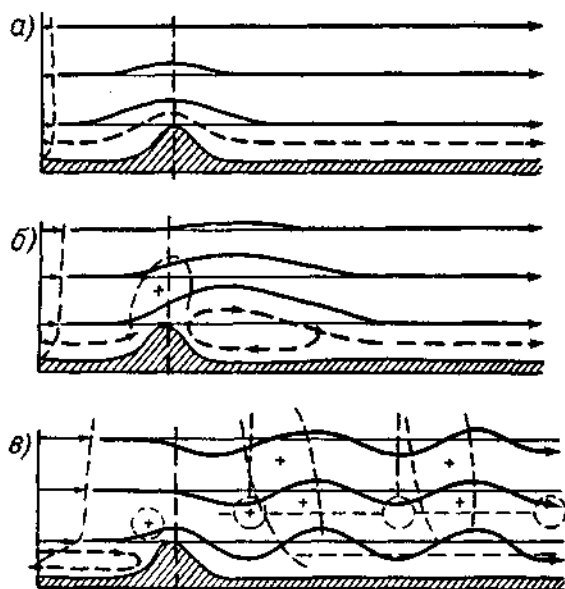


Рис. 196. Типы обтекания ветром горного хребта.
По Ферхтготту.

а — ламинарное течение, б — образование подветренного стоячего вихря, в — волновое течение.

Минимальная скорость, необходимая для образования волн у низких гор (Пеннинские горы в Англии) оценивается в 9 м/сек., у высоких (Сьерра-Невада в США) — в 12,5 м/сек. Длина волн L обычно равна 8—15 км, но, например, за очень высокой вершиной Аконкагуа (7 км) в Андах L достигает 60—70 км. В потоке воздуха, текущем по такой волновой траектории, какая изображена на рис. 196 в, вертикальные скорости достигают 12 м/сек. (примерно такой, как в мощных кучевых облаках), а амплитуда смещений частиц вверх и вниз — до 2—2,5 км. Были случаи, когда над хребтом Сьерра-Невада высотой около 4 км планеры, использующие для подъема такие волны, достигали рекордной высоты — 13,4 км. Перламутровые облака на высоте 23—30 км (см. § 102) над Скандинавскими горами высотой в 2,5 км свидетель-

ствуют о существовании таких волн, высоко в стратосфере, устойчивость которой, следовательно, не мешает их возникновению. В то же время, за очень низкой цепью Сидлов-Хиллз (0,5 км) в Шотландии также наблюдались волны длиной 8—10 км и с вертикальными скоростями от +10 м/сек. до -6 м/сек.

Аналогичные волны (или даже цепочки волн), но небольших поперечных по отношению к ветру размеров образуются за отдельно стоящими вершинами или гористыми островами.

Там, где в волне траектория частиц поднимается выше уровня конденсации, образуется облако. Оно имеет вид либо нескольких параллельных хребту гряд, либо вид чечевиц (*Ac lenticularis*), расположенных ниже по потоку, чем породившие их вершины. Чечевицы эти (см. рис. 116) нередко многослойные, что говорит о сложной, многоярусной структуре волны. Наблюдая детали облака, можно видеть, как поток воздуха течет сквозь него, т. е. облако образуется на переднем крае волны и разрушается на тыловом.

Теорию подветренных волн А. А. Дородницын [52] вначале дал для случая обтекания препятствия малой высотой b и шириной $2m$. Он предположил, что в тропосфере имеется ветер с одинаковой на всех высотах скоростью u и заданное распределение температуры $T = T_0 - \gamma z$ и что у тропопаузы вертикальные скорости равны нулю. Он заметил, что в несжимаемой жидкости возникали бы волны лишь одной длины L , а в сжимаемой может существовать целый спектр их. Дородницын рассмотрел малые возмущения ρ' , ρ' , w' , $r = w'/\rho$, наложенные на основной поток. При этом в течении, которое проходило бы над участком с синусоидальными неровностями

$$\zeta_0 = \cos kx, \quad (150.9)$$

изменения величины r (в этом случае обозначенной $\bar{r}$) описывались бы уравнением

$$kur = - \frac{\partial \bar{p}'}{\partial z} - g\bar{p}', \quad (150.10)$$

которое с помощью адиабатических соотношений преобразуется в

$$\xi^2 \frac{\partial^2 \bar{r}}{\partial \xi^2} - \xi \delta \frac{d\bar{r}}{d\xi} + [\beta(\delta - \bar{\beta})\xi - k^2 \sigma^2 \xi^2] \bar{r} = 0, \quad (150.11)$$

где $\xi = \frac{c^2}{v^2}$ (c — скорость звука, зависящая от T , т. е. являющаяся как бы вертикальной координатой),

$$\delta = \frac{g}{R\gamma} - 1, \quad \bar{\beta} = \frac{g}{R\gamma} \frac{c_p}{c_v}, \quad \sigma = \frac{v^2}{\kappa R\gamma}.$$

Уравнение (150.11) описывает изменения $\bar{r}$, по которым легко найти смещения линий тока вверх или вниз $\bar{\zeta}$. Последние имеют

некоторые «узлы», т. е. уровни с нулевым вертикальным смещением, на которых вертикальные скорости меняют знаки. Решение, описывающее движение над препятствием (например, горным хребтом) заданного сечения

$$\zeta_0 = f(x),$$

получается с помощью интеграла Фурье, причем k изменяется от 0 до ∞ .

$$\zeta_1(x) = \frac{1}{\pi_0} \int_0^{\infty} dk \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\zeta}(k) f(x_1) \cos k(x - x_1) dx_1, \quad (150.12)$$

которое состоит из ряда накладывающихся друг на друга волн различной длины и амплитуды. Для рассчитанного А. А. Дородницыным примера препятствия треугольного сечения высотой $b=0,8$ км при $v=9,8$ м/сек., $\gamma=0,006^\circ/\text{м}$, поток за препятствием складывался из течения u и волн длиной 10,7, 6,06 и 5,17 км, т. е. волн, сходных с наблюдаемыми в природе. Амплитуда волны оказалась пропорциональной крутизне склона $\text{tg } \alpha$ и для первой волны при $\text{tg } \alpha=0,4$ достигала 0,71 км для той линии тока, которая перед горой проходила на высоте 1 км. Выше 3,3 км и затем снова выше 6,4 км амплитуда волны меняла знак — это свойство волн позволяет, вероятно, объяснить, как образуются многоярусные облака.

В последующем Р. Скорер в ряде работ рассмотрел приближенно малые волны над препятствием в стратифицированном потоке, в котором скорость ветра и градиент температуры меняются с высотой заданным образом, т. е. $u=u(z)$, $\gamma=\gamma(z)$. В этом случае течение определяется функцией ψ , находимой из уравнения

$$\psi''(z) - \left(\frac{g}{c^2} + B\beta \right) \psi'(z) + \left(\frac{gB\beta}{u} - k^2 - \frac{u''}{u} \right) \psi(z) = 0,$$

или

$$\psi'' - \left(\frac{g}{c^2} + B\beta \right) \psi' + (l^2 - k^2) \psi = 0, \quad (150.13)$$

где, как в § 149, $B=\gamma_a - \gamma$, $\beta = \frac{1}{273}$, а вертикальное смещение

равно ψ/u . Для произвольной формы сечения препятствия решение можно найти также с помощью интеграла Фурье (150.12).

Р. Скорер заметил, что устойчивый слой, в котором скорость ветра возрастает существенно с высотой, наиболее благоприятен для образования волн.

Теория показывает, что над нагретым (днем) островом, который в этом случае является как бы эквивалентом горы, могут также возникать волны, подобные подветренным.

Появление чечевицеобразных облаков, свидетельствующее об усилении ветра на высоте, служит местным признаком ухудшения погоды, например приближения холодного фронта. Особенно важно наблюдение облаков подветренных волн — гряд, чечевиц, цепочек облаков за вершинами и островами — со спутников. Оно дает представление о скорости, направлении и даже структуре ветра над горными странами.

§ 151. Бризы

Местные ветры на побережьях морей и озер, а иногда и на берегах рек, дующие днем с воды на сушу, а ночью обратно, называются бризами. В тропическом поясе бризы наблюдаются весь год, в умеренных широтах — в теплый сезон, причем дневной (морской) бриз обычно сильнее ночного (берегового). В СССР описаны бризы на берегах Черного, Каспийского и Балтийского морей, Ладожского озера, Байкала и др. Бризы наблюдаются и на берегах искусственных водохранилищ, таких, как Братское.

Морской бриз начинается утром, когда суша становится теплее моря. Он зарождается в открытом море вдали от берега, и приближение его к суше заметно по мелкой ряби на воде. Скорость его распространения около 2,5 м/сек., т. е. примерно вдвое меньше скорости ветра, чем бриз похож на вторжение холодного воздуха (холодный фронт). Очень резкое похолодание летом около 7 час. приносит бриз на Ладожском озере, поддерживающий весь день на берегу относительно низкую температуру воздуха. Скорость ветра у земли при дневном бризе в Сочи, по П. А. Воронцову, в среднем равна 2,6 м/сек. в Евпатории, на ровном берегу — 3,4 м/сек., а иногда и более. Направление бриза в течение дня заметно поворачивается по часовой стрелке. Максимум скорости бриза, как и других ветров в пограничном слое, наблюдается на высоте 0,1—0,25 км (см. рис. 197). В течение дня бриз проникает вглубь материка на 40—60 км, иногда, поздним вечером, на 150—170 км. Бризы Братского водохранилища распространяются на материк на 4 км.

Над берегом в потоке морского бриза заметно восходящее движение, в Джакарте, например, оно достигает скорости 0,6 м/сек. и способствует развитию кучевых облаков и гроз. Вертикальная мощность потока H_b морского бриза в Джакарте достигает 1,8 км, в Бомбее — 1,4 км, у Черного моря — около 1 км, на Ладожском озере — 0,4—0,8 км. Выше бриз сменяется обратным потоком, скорость которого, например в Сочи, достигает 5 м/сек. Над морем он очень быстро снижается, при этом образуется инверсия, а под ней — дымка. Мощность слоя морского бриза тут оказывается всего 0,1—0,2 км. В открытом море нисходящий поток создает теплое и сухое «ядро» воздуха. Именно благодаря ему, как показывают, например, фотографии со спутника

«Джеминай-IX», днем вокруг Индии море свободно от облаков в полосе шириной около 90 км.

Материковый (береговой) *бриз*, в общем слабый (в Сочи его скорость около 1–2 м/сек.), усиливается в течение ночи, мощность его всего около 0,25 км.

Теоретическое исследование бризов имеет специфическую трудность, заключающуюся в том, что на поверхности $z=0$ краевые условия для температуры $T=T_0(x, 0, t)$ или теплового баланса должны быть заданы с некоторым конечным скачком T

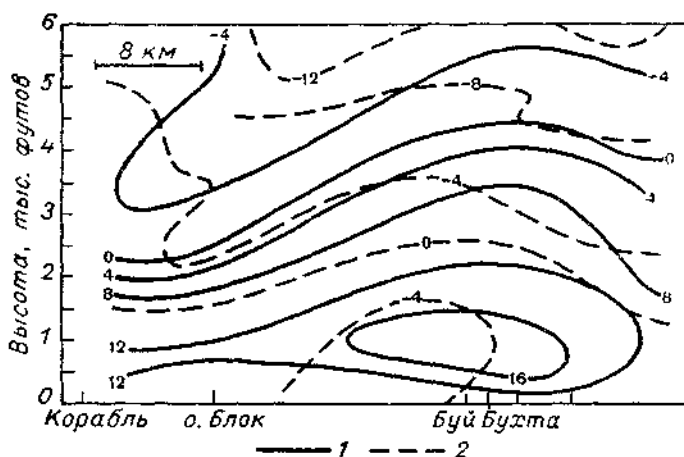


Рис. 197. Изоплеты скорости (м/сек.) морского бриза 5 августа 1958 г. 15 час. местного времени. США.

1 — нормальная к берегу составляющая, 2 — составляющая, параллельная берегу (положительные значения соответствуют скорости, направленной от читателя к чертежу).

вблизи линии берега и что величина этого скачка меняется по величине и по знаку в течение суток. Это значит, что решение зависит от трех переменных x , z и t . Общее аналитическое решение, подобное изложенным в § 149–150, поэтому найти гораздо труднее.

И. Г. Ситников [120] получил приближенное решение, учтя нелинейные члены ускорения и отклоняющую силу, путем разложения в ряд по t , для t от 0 до 6 час. Это решение, следовательно, описывает возникновение бриза. Он положил при этом, что на поверхности земли (где $x > 0$ соответствует суше, а $x < 0$ — морю)

$$T_0 = -\frac{3}{2\pi} \arctg \frac{x}{\alpha} \left(t - \frac{1}{3} t^3 \right), \quad (151.1)$$

где $\alpha = \text{const.}$

При этом через 2—3 часа после начального состояния покоя холодный воздух вторгается на сушу и изотермы над берегом сгущаются, т. е. как бы зарождается микрофронт.

Представляет интерес численный эксперимент, который сделал Эсток [177]. Он линеаризовал решение, приняв, что существует заданное общее движение атмосферы большого масштаба V_L , на которое «наложен» бриз. Он, кроме того, особо выделил приземный слой ($h=50$ м) со значительным внутренним трением,

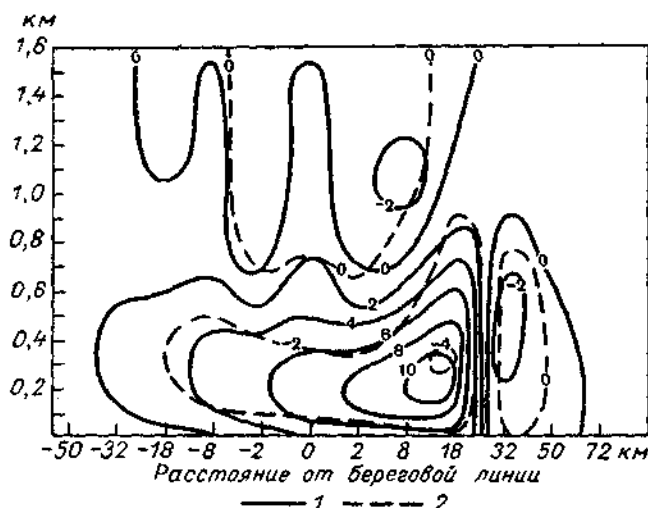


Рис. 198. Рассчитанное распределение нормальной (1) и параллельной берегу (2) скорости ветра в м/сек.
По М. А. Эстоку.

которое в вышележащем пограничном слое (до $H=2$ км) быстро убывает с высотой. Было принято, что над морем ($x < 0$) $T_0 = 283^\circ \text{K}$, над сушей

$$T_0 = 283^\circ + 10^\circ \sin(15t + 240^\circ) \quad (151.1a)$$

(t — в часах после полуночи); T_0 — достигает максимума в 14 час. На рис. 198 представленное вычисленное распределение скоростей в 16 час. Виден отчетливый фронт бриза (даже со сходимостью около этого фронта), проникший к этому времени на 25 км от берега. Наибольшая скорость бриза (около 10 м/сек.) — на высоте 250 м, как это наблюдается в природе и как это вообще типично для местных ветров в пограничном слое. На рис. 199 отчетливо видна область значительных (более 14 см/сек.) восходящих движений над сушей и обширная область нисходящих движений над морем — тоже характерные черты бриза в природе.

Как и в случае долинного ветра, рассчитанный верхний обратный поток слишком слаб, в природе он сильнее благодаря какому-то фактору, неучтенному в теории.

Отрицательная составляющая v при положительной u , обнаруженная при расчетах, указывает на отклонение ветра по часо-

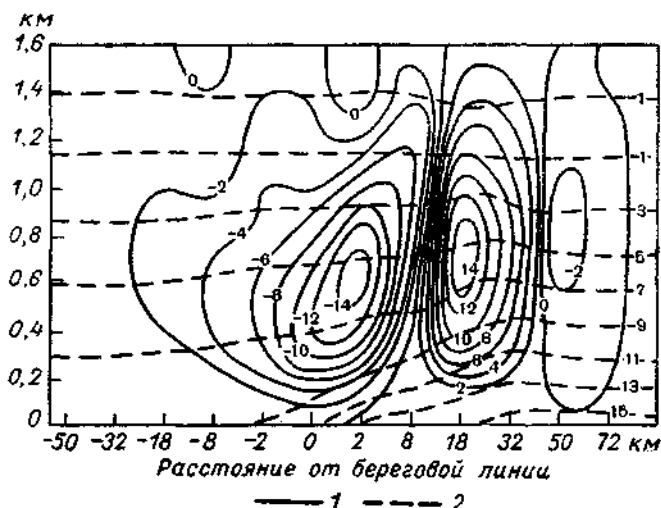


Рис. 199. Рассчитанное распределение вертикальной скорости в см/сек. (1) и температуры (2) при бризе. По М. А. Эстоку.

вой стрелке (вправо) от нормали к берегу. Такое отклонение действительно наблюдается: оно служит мерой влияния силы Кориолиса при бризе.

Бризы могут наблюдаться также в больших городах, которые ночью заметно теплее, чем их окрестности. При этом в нижнем слое толщиной около 1 км возникает ветер, направленный к центру города, как это, например, наблюдалось в Будапеште.

Глава XXII

ОБЩАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ АТМОСФЕРЫ

Общей циркуляцией атмосферы называют совокупность (систему) воздушных течений большого масштаба, соответствующих масштабам материков и океанов и охватывающих мощные слои атмосферы. Характер общей циркуляции меняется по сезонам (т. е. связан с распределением солнечного тепла на земном

шаре), хотя и внутри каждого сезона она обладает определенной изменчивостью — происходит смена ветров различных направлений и силы. Порядок и частота таких смен также зависят от сезона и места.

Изучение циркуляции атмосферы подводит нас к пониманию общих законов движений атмосферы в их связи с распределением солнечного тепла и свойствами подстилающей поверхности. С другой стороны, знание закономерностей общей циркуляции лежит в основе современных методов прогноза погоды, синоптического и гидродинамического, как краткосрочного, так и долгосрочного.

§ 152. Среднее распределение температуры в атмосфере, связанное с общей циркуляцией

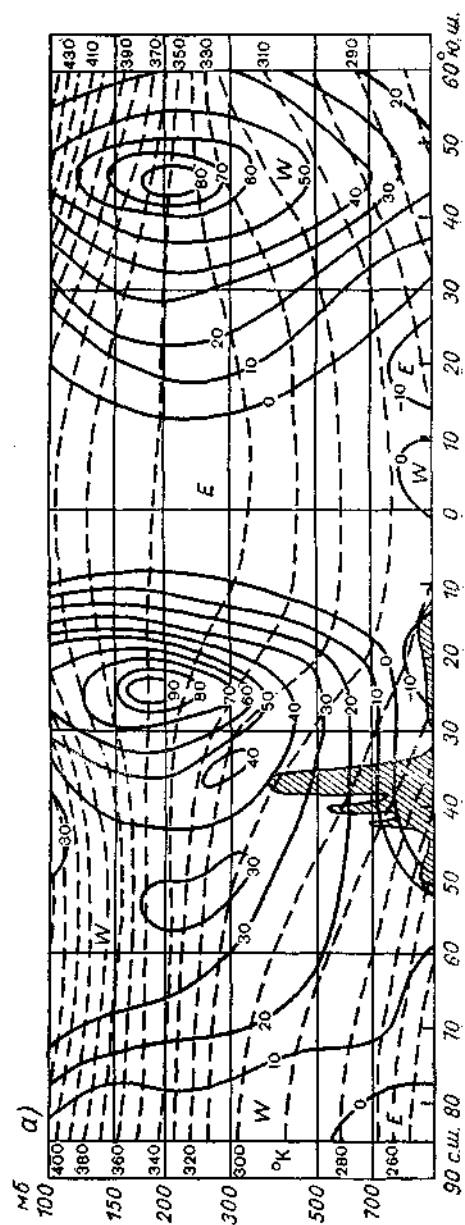
Движение атмосферы зависит от прихода и расхода лучистого, в том числе солнечного тепла, определяющего поле температуры в атмосфере. Изменения притока тепла в течение года влекут за собой и смену форм и интенсивности общей циркуляции атмосферы.

На рис. 200 представлен пример вертикального сечения атмосферы (тропосферы и нижней стратосферы) летом и зимой в северном полушарии, примерно вдоль меридиана 75° в. д. В тропосфере, до высот 11—12 км, средний горизонтальный градиент температуры направлен от экватора к полюсу и зимой он гораздо больше, чем летом. Вертикальный градиент температуры в тропосфере летом почти везде одинаков ($0,56$ — $0,58^\circ/100$ м), а зимой он заметно больше у экватора ($0,60^\circ/100$ м) и сильно уменьшается к полюсу — до $0,23^\circ/100$ м на 73° с. ш. Частые инверсии в полярных областях, очевидно, уменьшают там средний градиент температуры.

Важно отметить, что летом тропопауза в северном полушарии, в тропическом и отчасти в умеренном поясе, до 45° с. ш. (в южном полушарии в это время — до 35° ю. ш.), находится на высоте около 16 км или несколько ниже. К северу и к югу от этой зоны тропопауза испытывает как бы разрыв, сменяясь тут полярной тропопаузой, более низкой (10—11 км) и еще снижающейся далее к северному (10 км) и южному (до 9 км) полюсам. Очевидно, в местах разрывов возникает большой горизонтальный градиент температуры между холодной тропосферой субтропиков и теплой стратосферой умеренных широт.

Зимой северного полушария высокая тропопауза наблюдается от 45° ю. ш. до 40° с. ш. и поднимается в середине этого пояса до 18 км. На границах его также имеются разрывы тропопаузы.

На всех высотах до 11—12 км полярные области холоднее экваториальных, причем летом это различие почти не зависит от высоты, а зимой заметно ослабевает вверх. Выше 12 км



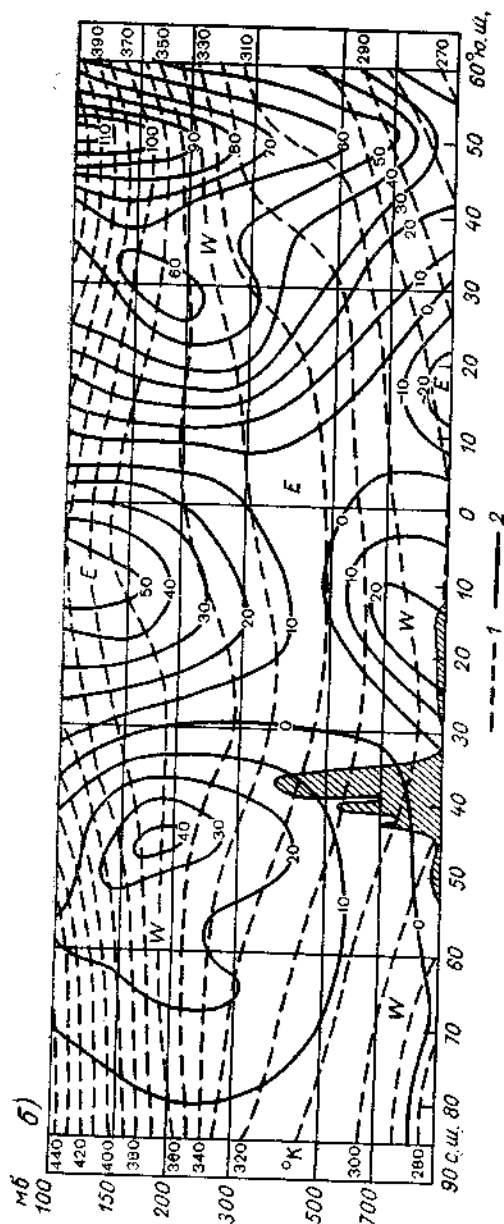


Рис. 200. Вертикальные сечения вдоль меридиана 75° в. д.

1 — изотермы потенциальной температуры ($^{\circ}\text{K}$), 2 — изотермы зональной скорости (в узлах), E — восточный ветер (знак минус), W — западный; а — январь, б — июль. По Хиссти.

атмосфера над полюсом теплее, чем над тропиками, в особенности летом, когда приход лучистого тепла (см. § 41) в полярных странах больше, чем в экваториальных.

Зная среднее давление у поверхности земли и распределение температуры вдоль меридиана в функции высоты, нетрудно вычислить средние зональные (т. е. направленные вдоль параллели) составляющие геострофического ветра, как это сделал Н. Хисти для меридиана 75° в.д. (см. рис. 200). Очевидно,

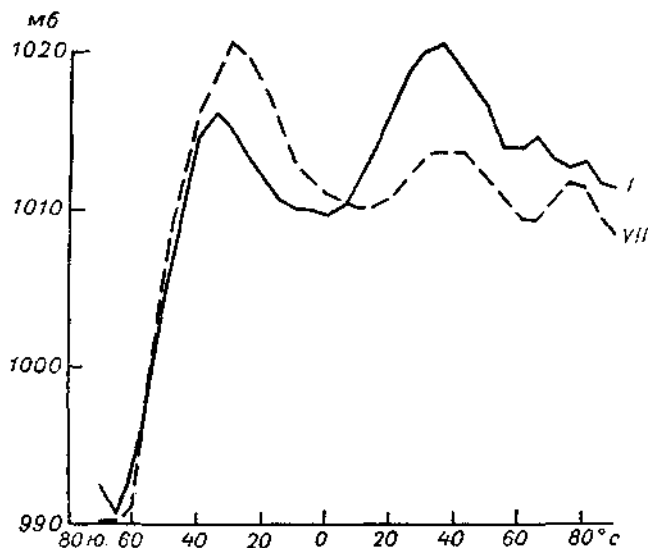


Рис. 201. Среднее распределение давления вдоль меридиана в январе и июле. По Д. И. Стехновскому.

везде, где изобарические поверхности (850, 700 мб и т. д.) опускаются к полюсу, в обоих полушариях господствует западная составляющая, там, где они снижаются к экватору — восточная. Незначительный прогиб этих поверхностей вниз у экватора создает тут пояс довольно сильных (из-за малости $2\omega \sin \varphi$, см. §124) восточных ветров, простирающихся высоко в стратосферу. В умеренных и полярных зонах в общем преобладает западный перенос. Летом, однако, сравнительно высокие температуры полярной стратосферы заставляют изобарические поверхности в ней приподниматься в слоях и выше 20 км. Они повышаются в сторону полюса, создавая в стратосфере восточное течение. Сильные горизонтальные градиенты температуры у разрывов тропопаузы создают тут узкие зоны очень быстрых, так называемых струйных течений. Детали подобных разрезов и течений мы рассмотрим подробнее в следующих параграфах.

Хотя действительный ветер в атмосфере может сильно отличаться от геострофического, последний позволяет приближенно оценить общую кинетическую энергию атмосферы. В северном полушарии, например, она составляла в июле 1958 г. $19,2 \cdot 10^{26}$ эрг, в январе 1958 г. $40,6 \cdot 10^{26}$ эрг, в южном — соответственно в июле (зима) $69,8 \cdot 10^{26}$ эрг и в январе — $39,3 \cdot 10^{26}$ эрг. Потенциальная энергия атмосферы составляла при этом соответственно $63 \cdot 10^{29}$ и $61 \cdot 10^{29}$ эрг в северном полушарии и $61 \cdot 10^{29}$ и $62 \cdot 10^{29}$ эрг в южном полушарии. Очевидно, что кинетическая энергия атмосферных движений значительно меньше потенциальной.

Особый интерес для исследования циркуляции имеет среднее поле давления воздуха p_0 на уровне моря. На рис. 201 приведены соответствующие кривые p_0 для июля и января, по Д. И. Стехновскому [124]. Зона пониженного давления, вызванного большим нагреванием атмосферы, находится в среднем на 3° ю. ш. зимой северного полушария и на 12° с. ш. — летом, следуя, таким образом, за Солнцем, но с большим отставанием. Около 35° с. ш. и 30° ю. ш. имеются зоны повышенного давления (природу их мы рассмотрим в § 153), а в более высоких широтах, около 65° , намечаются циклонические зоны низкого давления, особенно глубокие в южном полушарии.

§ 153. Циркуляция тропического пояса

Циркуляция тропического пояса охватывает область между 25° с. ш. и 25° ю. ш., около 42% поверхности земли, и является поэтому одним из важнейших элементов общей циркуляции.

Экваториальная ложбина пониженного давления (см. рис. 201), где $p_0 \approx 1010$ мб, связана со сходимостью потоков пассатов северного и южного полушарий. Летом северного полушария ось ложбины смещается на север — до 22° с. ш. над Африкой и до 35° с. ш. над Восточной Азией, зимой над континентами южного полушария она отходит на юг, до 22° ю. ш. (рис. 202). Над океанами ее положение более постоянно. Вблизи нее, у земли преобладают слабые изменчивые ветры либо штили. Возможно, что зона сходимости разрывается иногда на несколько слабых вихрей или волн, заметных лишь до высоты 1—1,5 км. Сама же сходимость потоков, по данным Т. С. Кружковой, например, над Тихим океаном в январе прослеживается в 67% случаев выше уровня 500 мб (5,7 км), а в июле — даже в 86% случаев. Сходимость создает сильное восходящее движение, обнаруживаемое, в частности, по убыванию озона, (см. § 140) и зону мощной облачности Сб. Последняя над океаном расположена вблизи линии сходимости, а над континентами Африки и Азии — находится заметно южнее этой линии. Вероятно, в южном потоке в приземном слое сходимость усиливается и образует род фронта и облака Сб там, где поток переходит с моря на сушу (Гвинейское и Малабарское по-

бережья), еще не дойдя до истинной линии сходимости. Над материком, особенно гористым, поэтому сходимость вызывает сильные осадки. В Бомбее, например, с июня по сентябрь выпадает 1800 мм осадков, в Дебундже (Камерун) за эти месяцы — 6280 мм (за год — 10470 мм). Над океаном активность зоны сходимости гораздо меньше.

Г. Флон предположил, что переходящий в северное полушарие поток пассата меняет свое направление с юго-восточного на юго-западное и приобретает при этом конвективную неустойчи-

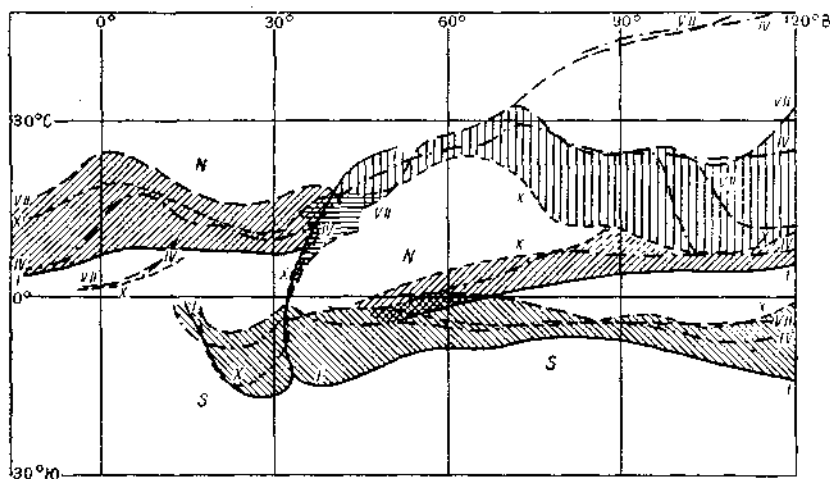


Рис. 202. Расположение зон сходимости в тропической зоне над Африкой и Азией в январе, апреле, июле и октябре. По Л. Вейкману.

вость под действием составляющей силы Кориолиса (член $2\omega \sin \theta v_\psi$ в третьем уравнении в (157.1)).

Полагают иногда, что в зоне сходимости формируется настоящий фронт — внутритропический фронт. Однако разность температур и плотностей потоков тут мала, сила Кориолиса незначительна по сравнению, например, с силой инерции, и фронт, как он определен в §137, не может существовать.

К области сходимости стекаются пассат северного полушария, обычно северо-восточный, и пассат южного полушария, обычно юго-восточный (см. табл. 90). Над океаном это — очень устойчивые ветры умеренной силы 5—8 м/сек. близ поверхности океана. Благодаря малости силы Кориолиса пассат дует под большим углом к изобарам ($42—52^\circ$ зимой и $20—33^\circ$ летом). Вертикальная мощность пассата различна. Над Джакартой (6° ю. ш.) восточная составляющая ветра преобладает до 16—18 км, над Гонолулу (21° с. ш.) летом до 5 км и зимой до 3 км. Из графика на рис. 203, составленного И. Г. Гутерманом [41], видно, что

в среднем на 15° с. ш. направленная к югу составляющая наблюдается до уровня 540 мб (около 5 км).

Таблица 90

	Март		Сентябрь	
	Атлантический океан	Тихий океан	Атлантический океан	Тихий океан
Пассат северного полушария	$26-3^\circ$ с. ш.	$25-5^\circ$ с. ш.	$35-11^\circ$ с. ш.	$30-10^\circ$ с. ш.
Зона штилей	$3-0^\circ$ с. ш.	$5-3^\circ$ с. ш.	$11-3^\circ$ с. ш.	$10-7^\circ$ с. ш.
Пассат южного полушария	$0-25^\circ$ ю. ш.	3° с. ш.— 28° ю. ш.	3° с. ш.— 25° ю. ш.	7° с. ш.— 20° ю. ш.

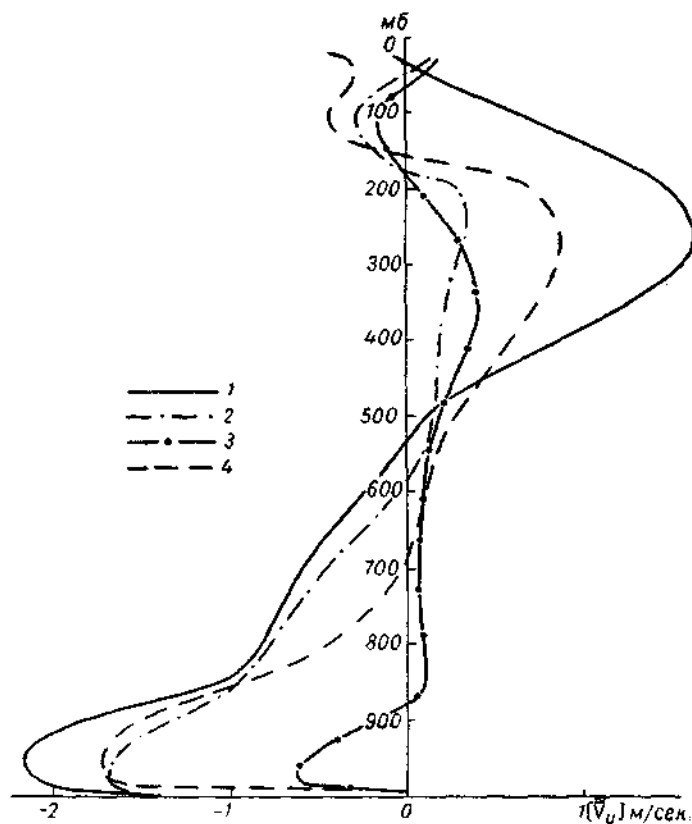


Рис. 203. Средняя меридиональная составляющая скорости ветра в тропических широтах.

1 — январь, 15° с. ш.; 2 — апрель, 15° с. ш.; 3 — июль, 20° с. ш.; 4 — октябрь, 20° с. ш. По И. Г. Гутерману.

Пассат состоит из нижнего, увлажненного благодаря контакту с океаном слоя и верхнего, теплого и сухого слоя (вероятно, опускающегося воздуха динамического антициклона). Сильная инверсия, разделяющая их, например, в Атлантическом океане находится близ экватора на высоте около 2 км и понижается к берегам Марокко и Юго-Западной Африки до 0,35—0,40 км. Там инверсия наибольшая (5—8°) так же, как и падение влажности в ней (60—70%).

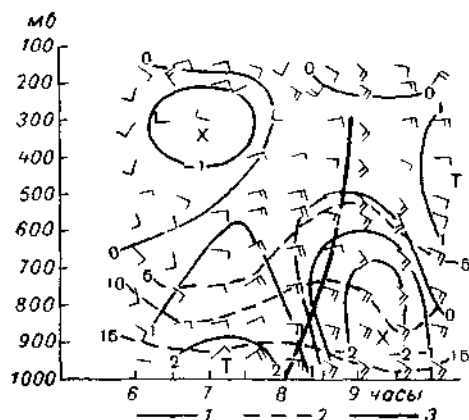


Рис. 204а. Восточная волна в зоне пассата. Мексиканский залив, 8 августа 1964 г. Вертикальное сечение (временной разрез).

1 — отклонения температуры от средней на данном уровне, 2 — изолинии удельной влажности, 3 — поверхность раздела, X — область холода, T — область тепла.

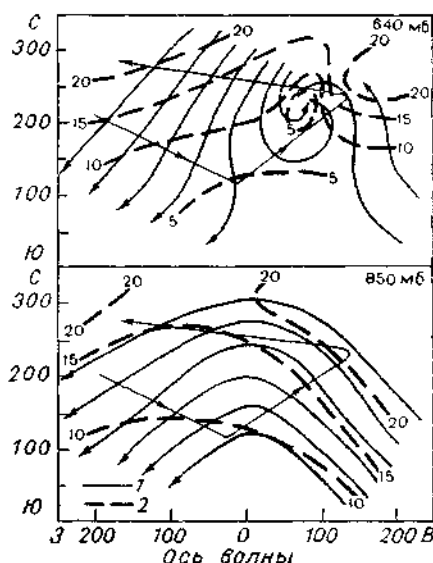


Рис. 204б. Линии тока (1) и изо- тахи (2) на уровнях 640 и 850 мб (в плане). Расстояния выражены в морских милях (100 миль=185 км).

Над материками пассаты неустойчивы и слабо выражены. Над пассатами воздух растекается от зоны сходимости как к северу, так и к югу. Этот *антипассат*, благодаря силе Кориолиса, приобретает западную составляющую и вливается в общее течение верхней тропосферы субтропиков, где его уже нелегко различить, из-за чего само существование антипассата нередко оспаривалось.

В потоке пассата иногда возникают неоднородности — поверхности (у земли — линии) раздела, обычно направленные с севера на юг и движущиеся к западу со скоростью 14—40 км/час. Над Мексиканским заливом, например, их средняя скорость (29 км/час.) меньше скорости самого пассата. Между находящейся впереди сравнительно сухой, вероятно, опускаю-

шейся массой воздуха и тыловой более влажной массой, охваченной восходящим движением поверхность раздела несколько наклонена назад и простирается приблизительно до уровня 500 мб (рис. 204а) [114]. Поток пассата перед волной отклонен несколько к югу, за ней — к северу в виде волны, из-за чего все

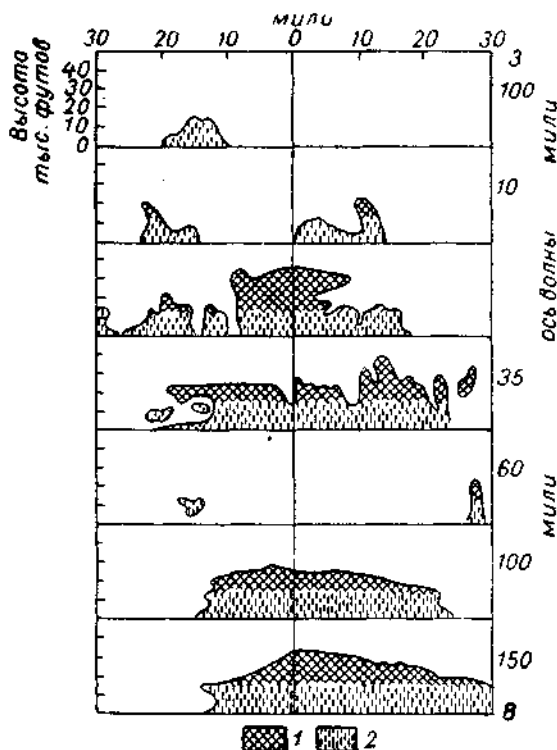


Рис. 204в. Вертикальные радиолокационные сечения дождевых облаков волны на различных расстояниях от оси волны к западу и востоку.

1 — области выше изотермы 0° , 2 — ниже ее. Расстояние выражено в морских милях (30 миль = 56 км).

явление иногда называют восточной волной (рис. 204б). Облака, чаще всего Cb и As, развиваются вблизи поверхности раздела и за ней и вытянуты вдоль нее в виде мощного и обширного массива (рис. 204в). За время прохождения волны выпадает в среднем 35 мм, иногда до 175 мм осадков. По некоторым оценкам, в такой волне зональная составляющая ветра сильно отличается от геострофической.

Воздух, оттекающий с антипассатом и вливающийся на высотах более 4 км в общий западный поток, создает, как можно

предполагать, большую сходимость примерно на 30° с. и ю. ш. При этом происходит рост давления и начинается оседание воздуха, т. е. формируются динамические антициклоны. Они лучше всего выражены над океанами. По Д. И. Стехановскому, ось антициклона в Северной Атлантике (*азорский* антициклон) смещается с 28° с. ш. зимой до 33° с. ш. летом и осенью северного полушария, а в Тихом океане (*гонолульский* антициклон) — с 32° до 37° с. ш. В южной части Индийского океана эта ось находится соответственно на 33 и 30° ю. ш., в Южной Атлантике — на 32 и 26° ю. ш., в южной части Тихого океана — на 32 и 27° ю. ш. Среднее давление в центре этих антициклонов около 1022 мб. Над материком пояс антициклонов выражен слабее, но, смещенный несколько в сторону полюса, он создает там зону пустынь и степей, простирающуюся, например, в Евразии от Сахары до Гоби, и более слабую — в Северной Америке, Южной Африке и Австралии.

Существование динамических антициклонов иногда прерывается прохождением фронтов со слабыми ложбинами пониженного давления. При этом выпадают довольно сильные осадки. Так в Гонолулу, на Гавайских островах в году бывает 154 дня с дождем, количество осадков достигает 750 мм в год.

В верхней тропосфере ось этих динамических антициклонов смещена ближе к экватору.

§ 154. Циркуляция умеренных широт. Западный перенос

В большей части тропосферы умеренных и полярных широт в среднем ветер направлен с запада на восток. Этот термический ветер (см. § 134) создается градиентом температуры воздуха, которая в тропосфере убывает, за некоторым исключением, к полюсу, зимой сильнее, чем летом. В южном полушарии, между 35 и 70° широты градиент несколько больше, чем в северном.

В северном полушарии, у земли, зона западных ветров простирается от 32° почти до полюса, а в верхней тропосфере она еще распространяется в сторону экватора. В южном полушарии западные ветры преобладают у земли в поясе, примерно от 30 до 65° ю. ш.

На разрезах на рис. 205 представлены средние скорости западного переноса, а на картах на рис. 206 — средние изогипсы, близкие, как известно, к линиям тока для уровня 500 мб [110]. В январе наибольшая средняя *зональная* (т. е. направленная вдоль параллели) скорость близ берегов Японии превышает 36 м/сек., над Аравийским полуостровом — 20 м/сек. и над Востоком США — 18 м/сек. В июле ветры (вместе с градиентом температуры) везде ослабевают. Максимум зональной

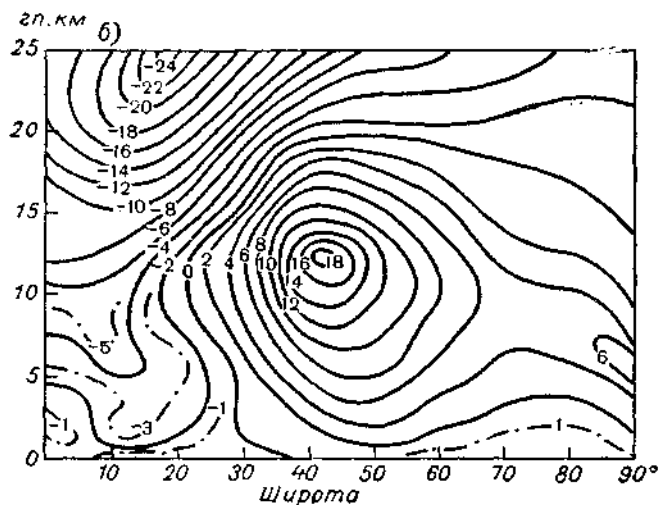
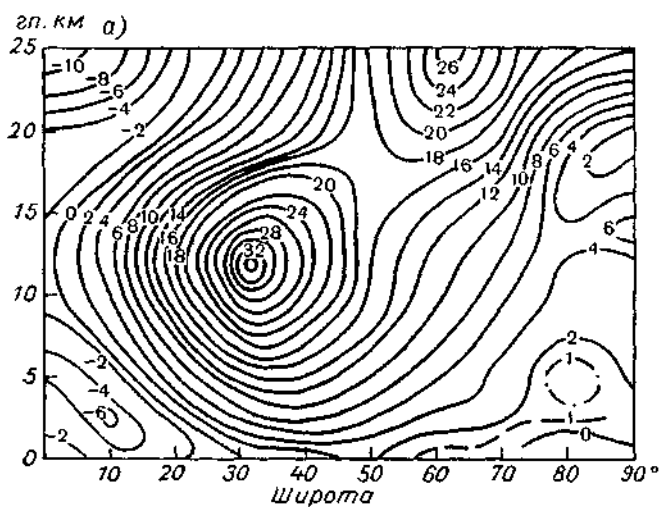
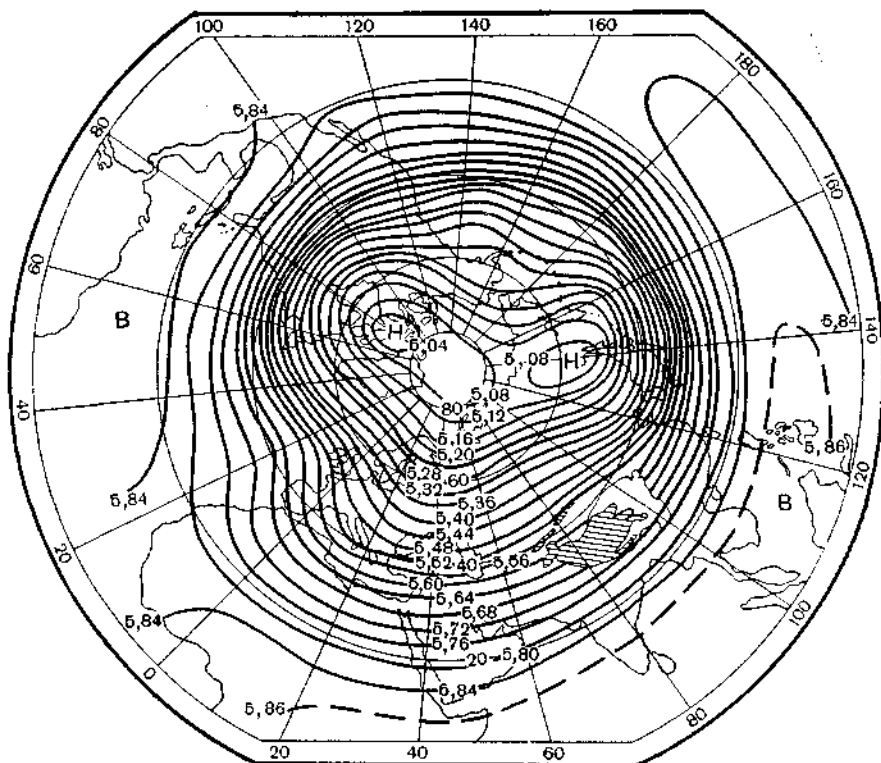


Рис. 205. Средняя зональная скорость ветра (м/сек.) над северным полушарием (знак минус — восточная составляющая). По И. Г. Гутерману.

а — январь, б — июль.

составляющей скорости над Алеутскими островами достигает всего 12 м/сек., а над Атлантикой, близ Ньюфаундленда, — 16 м/сек. В южном полушарии западные ветры сильнее всего на 50° ю. ш. (вопреки не совсем точному названию «ревушие сороковые широты»), в особенности над Индийским океаном, где на



меньший гребень образуется над Западом США под влиянием теплого Северо-тихоокеанского течения, а глубокие ложбины, вытянувшиеся к югу над Лабрадором и над Курильской грядой (понижение поверхности 500 мб на 90 и 120 гп. м) — под влиянием холодных материков, отклоняющих изогипсы к югу. Летом эти

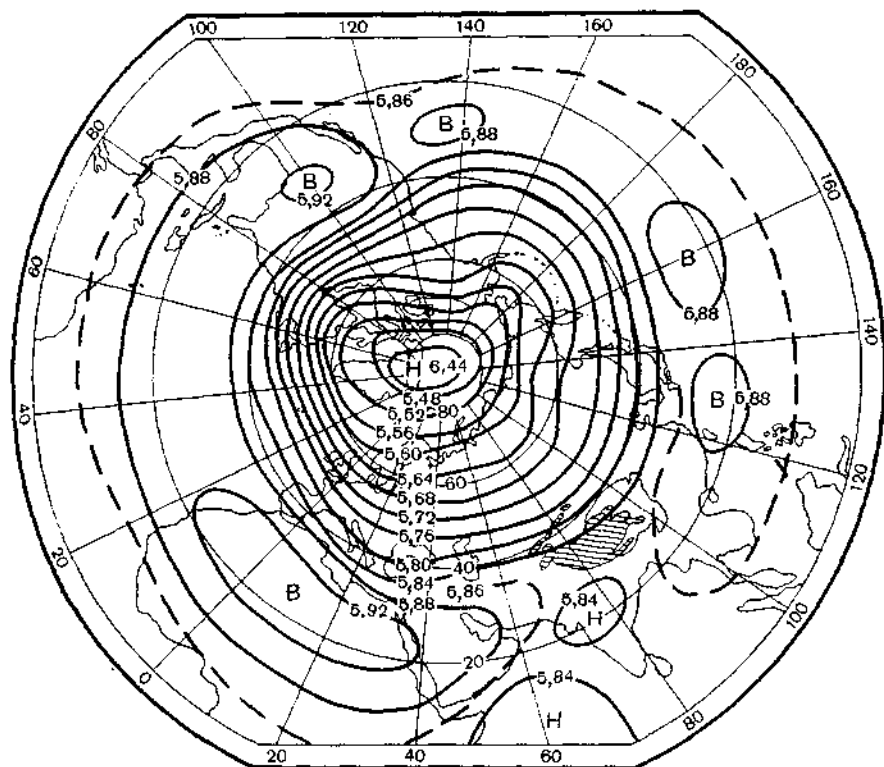


Рис. 2066. Средняя карта барической топографии уровня 500 мб в гп. км. Июль. По Л. Заставенко.

аномалии меньше, но, как показала И. В. Ханевская [131], во все сезоны влияние материков и океанов на поле температур, а значит, и поле давления, распространяется на всю тропосферу.

В западном потоке часто образуются вихри и волны, т. е. возникают, кроме зональных, также и меридиональные составляющие течения. Из-за этого «розы ветров» — диаграммы повторяемости различных направлений ветра в каком-либо пункте (рис. 207) обнаруживают лишь небольшое преобладание западного ветра. Оно несколько усиливается над морем (где ветер ближе к геострофическому), а также на больших высотах.

Можно поставить вопрос о том, существует ли в умеренных широтах *средняя меридиональная циркуляция* такая, как, например, в тропическом поясе? Из

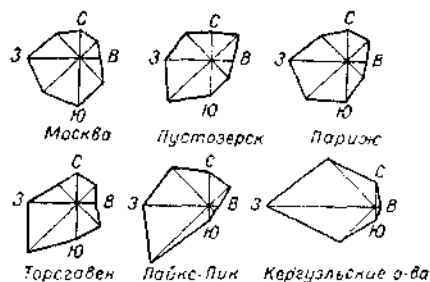


Рис. 207. Розы ветров.

рис. 208 видно, что порядок u (около 0,5 м/сек.) очень мал по сравнению с v . В типичной для зимы умеренных широт от 40 до 65° с. ш. ячейке циркуляции у земли поток направлен на север, и около 65° с. ш. формируется зона сходимости. Обратный поток при этом наблюдается уже в средней тропосфере (рис. 209). Эта ячейка существует также весной и летом.

По предложению Е. Н. Блиновой, интенсивность западного переноса часто характеризуют с помощью *индекса циркуляции* α , выражая среднюю его скорость, например, в зоне 40—65° ши-

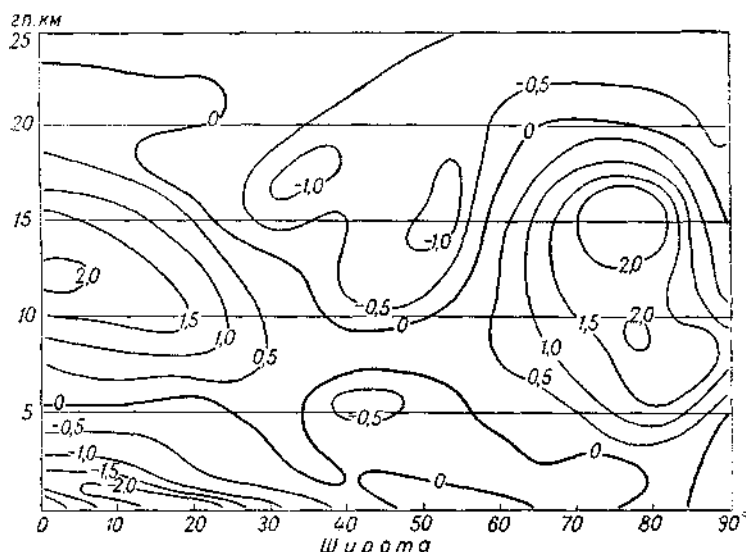


Рис. 208. Средняя меридиональная составляющая циркуляции над северным полушарием. Январь.

Знак минус соответствует северной составляющей скорости (м/сек.).

роты, в тысячных долях скорости вращения Земли, равной $\omega \cos \varphi$. По С. А. Машковичу, Е. М. Добрышману и Я. М. Хейфецу [94] в северном полушарии в этой зоне на уровне 500 мб α меняется от 26,6 в июле до 44,2 в декабре, а в среднем за год

возрастает с 23,0 на уровне 700 мб (около 3 км) до 54,2 на уровне 200 мб (около 11 км). На рис. 210 представлен пример хода α от дня ко дню за период январь—май 1958 г., демонстрирующий как общее снижение α от зимы к весне, так и резкие его колебания. При большом α западный перенос силен и колебания направления потока малы. Поскольку обмена воздухом

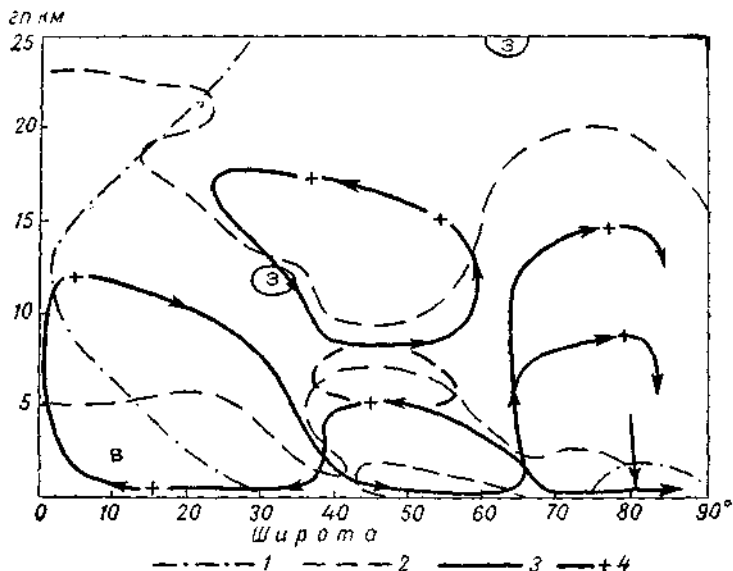


Рис. 209. Схема линий тока в меридиональной плоскости. Январь. Северное полушарие. По И. Г. Гутерману.

1 — изобата, $u_z=0$ (зональная скорость равна нулю); 2 — изобата, $v_z=0$ (меридиональная скорость равна нулю); 3 — линии тока; 4 — ось зоны наибольшей меридиональной скорости. B — ось пассатного струйного течения, 3 — оси субтропического и полярного струйных течений.

между широтами при этом нет, холодный воздух скапливается в Арктике, теплый — в тропиках, и меридиональный градиент растет, пока поток не станет неустойчивым. Тогда возникнут в потоке волны, меридиональные движения усилятся за счет зональных и α уменьшится. Теплый воздух в гребне волны и холодный в ее долине может оказаться отсеченным от основных потоков. Градиент температуры уменьшится, и восстановится западный перенос с высоким α , вначале около 60° с. ш., а затем и южнее. Таков цикл изменений индекса циркуляции (цикл индекса).

Важным элементом общей циркуляции является планетарная высотная фронтальная зона (ПВФЗ) — пояс больших горизонтальных контрастов температур (т. е. большой бароклинности), сгущения изогипс на картах АТ и, значит, усиления ветра

в средней и верхней тропосфере и нижней стратосфере. ПВФЗ может возникать и распадаться. Ширина ее доходит до 800—1000 км, длина иногда превышает 10 000 км. ПВФЗ обычно связана с фронтами (расположена над ними) и усиливается там, где разность температур у фронта растет под влиянием подстилающей поверхности, например, там, где сближаются теплые и холодные морские течения. Такое действие оказывают соседство тайги и степи в Азии, Гольфстрим, Куро-Сю, Великие озера США [109]. На средних картах АТ ПВФЗ от Великих озер проходит через Исландию до Новой Земли. Другие ПВФЗ проходят от

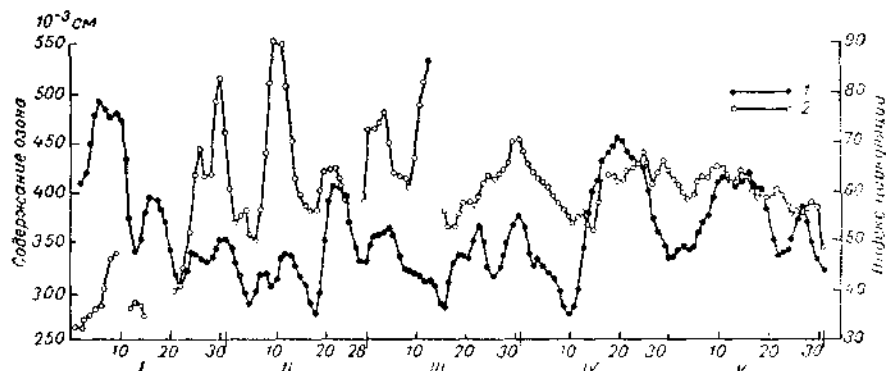


Рис. 210. Ход индекса циркуляции и общего содержания озона на уровне 300 мб в январе—мае 1958 г. По Г. И. Кузнецову.

1 — индекс циркуляции, 2 — содержание озона.

Средиземного моря до Средней Азии и от Японии до Аляски. В них поперечный градиент температуры достигает 11° на 1000 км. Сходная ПВФЗ с градиентом около $8^\circ/1000$ км имеется в южном полушарии, примерно на 45° ю. ш.

Несколько южнее той области ПВФЗ, где градиент температуры достигает максимума, возникает важная составная часть ПВФЗ — *струйное течение* (СТ). Так называют узкое (300—400 км, иногда до 40 км) течение большой скорости в верхней тропосфере или в стратосфере, мощностью 2—4 км, изредка до 6—7 км, длиной иногда более 10 000 км. Средняя скорость СТ порядка 60—80 м/сек., хотя, например, над Ленкоранью 7 декабря 1959 г. она достигала 136 м/сек., а над Татено (Япония) 2 марта 1954 г. — 150 м/сек. Есть указания, хотя и менее надежные, на еще большие скорости, например 190 м/сек. 31 июля 1961 г. над Кызыл-Ордой. Для СТ типичны огромные градиенты («срезы») скорости ветра. Под арктическим СТ, например, вертикальный градиент v в среднем равен 46 м/сек. · км и в отдельных случаях доходит до 64 м/сек. · км. Горизонтальный градиент скорости с холодной стороны СТ — наибольший и достигает ино-

гда 40 м/сек. на 100 км, а с теплой — до 22 м/сек. на 100 км [48, 21].

Различают субтропические СТ — на северной окраине субтропических зон повышенного давления (с осью на высотах 11—17 км), обычно не связанные с фронтом, фронтальные СТ умеренных широт (8—11 км) и арктические СТ. Кроме того, существуют еще очень высокие стратосферные СТ «на краю полярной ночи» (см. § 156).

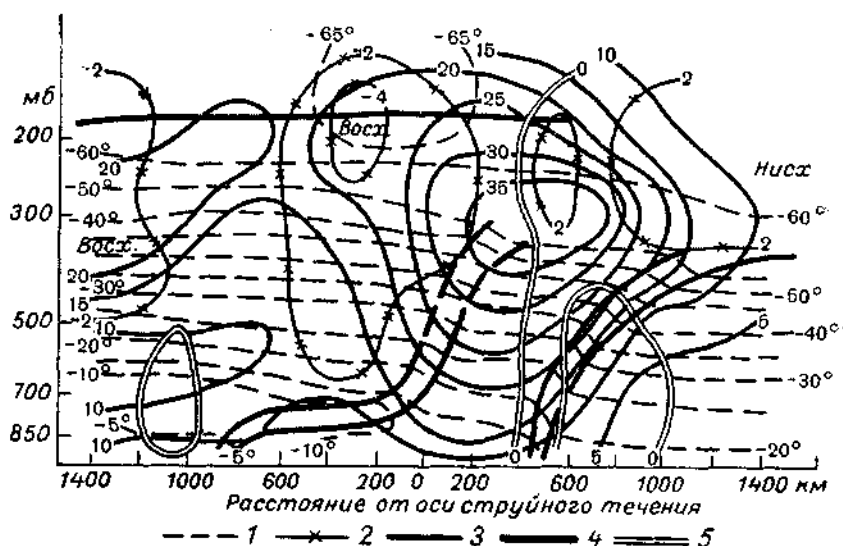


Рис. 211. Поперечный разрез через струйное течение по оси гребня. По М. И. Морозовой, М. А. Петросяну и О. Н. Чернышовой.

1 — изотермы, 2 — линии равных ω , 3 — изобары, 4 — тропопауза и фронтальные раздели, 5 — ось струйного течения. Север — справа.

Поскольку у СТ сближаются две различные воздушные массы, тропопауза на севере (с полярной стороны) от его оси находится ниже, чем на юге от нее, т. е. создается впечатление разрыва или крутого наклона тропопаузы (рис. 211). Такой наклон тропопаузы — результат большого горизонтального градиента температуры вблизи СТ, в котором последнее «черпает» свою энергию. Его следствием являются и сильные вертикальные движения (см. рис. 211). Возможно даже, что вокруг оси СТ существует винтообразное движение.

Часть энергии СТ превращается в энергию сильной турбулентности, особенно там, где градиенты ветра наибольшие снизу и слева от струи. Вблизи изгибов струи турбулентность особенно возрастает. Это — так называемая турбулентность ясного неба, не зависящая от образования облаков.

Часто с СТ связаны характерные тонкие облака — прежде всего обширные поля (размером 200—300 км) и полосы (длиной до 650 км) перистых и перисто-кучевых облаков мощностью 130—260 м. Есть указания, что они располагаются в субтропических СТ слева, а в полярных — справа от оси течения. Расстояния между полосами — порядка 200 км, и в них обнаруживается спиральное движение, как в продольных ячейках Бенара, с поперечными скоростями до 6 м/сек. Полосы эти имеют тонкую структуру с элементами размером порядка 1,3 км. Иногда в области СТ появляются массы чечевицеобразных и высоко-кучевых облаков. Все облака, связанные с СТ, изменчивы и быстро движутся.

Как нижняя облачность, так осадки и погода в области СТ, конечно, зависят от свойств фронтов, формирующих ПВФЗ.

Существует также зависимость СТ от рельефа, хотя ось СТ всегда располагается выше горных хребтов. Так, зимой течение, идущее от Средиземного моря на восток, располагается над горами Малой Азии, Паропамиза и Памира. Этот естественный барьер усиливает контраст свойств ТВ и ПВ, граничащих тут, и увеличивает бароклинность. В связи с этим тут часто зарождаются циклоны («гиндукушские волны»). Встречая Гималайско-Тибетскую горную систему, СТ разделяется на две ветви, одна из которых огибает Гималаи с юга и сильнее всего зимой, с ноября по апрель. В это время различие температур между теплым Индостаном и покрытыми снегом горными областями особенно велико. Летом более развита северная ветвь, огибающая с севера очень теплый высокий Тибетский антициклон, и проходящая над Тянь-Шанем, Алтаем и Саянами. Так, в экспедиции на Пик Победы летом 1956 г. А. М. Боровиков наблюдал над Тянь-Шанем устойчивый сильный верхний западный поток в то время, как внизу образовывались многочисленные циклоны с обильными осадками [16].

Там, где СТ пересекает меридиональные хребты, как в Северной и Южной Америке, за ними образуются ложбины низкого давления (возрастает вихрь и увеличивается циклоническая кривизна линий тока).

Длинные волны. Западный зональный поток может быть неустойчивым или устойчивым в том отношении, что малые изменения скоростей в каком-нибудь районе, по сравнению с их общим «фоном», либо вырастают в большие возмущения (волны), либо затухают.

Предположим, следуя Я. Бьеркнесу, что атмосфера бароклинная и что изэнтропические поверхности наклонены к северу, в направлении отрицательных x . Пусть общий поток направлен к востоку и скорость геострофического ветра равна v_g . Частица воздуха может колебаться в плоскости ξy , где ось ξ считается направленной вверх по изэнтропической поверхности, т. е. на север.

Составляющие ускорения при этом, согласно (129.1), равны, считая, что угол осей x, ξ близок к 180° :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = l(v - v_g), \quad \frac{\partial v}{\partial t} = lu_z, \quad (154.1)$$

а изменение окружающего геострофического ветра по отношению к колеблющейся частице

$$\frac{dv_g}{dt} = u_z \frac{dv_g}{d\xi}. \quad (154.1')$$

Если $\left| \frac{dv_g}{dt} \right| > \left| \frac{dv}{dt} \right|$, т. е. $\frac{dv_g}{d\xi} > l$ (мы поставили прямые

скобки, потому что сокращали на $u_z < 0$), то частица приобретает добавочное ускорение $du/dt = l(v - v_g)$, направленное в ту же сторону, как и скорость первоначального возмущения u_z . Поэтому при

$$\left(l - \frac{dv_g}{d\xi} \right) < 0 \quad (154.2)$$

поток будет динамически неустойчивым и наоборот.

Этот простой критерий неустойчивости, указанный Г. Гельмгольцем, был уточнен Л. В. Келлером и Н. Е. Кочиным. Они нашли два условия устойчивости зонального потока:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \geq 0 \quad \text{и} \quad \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{M^2}{\theta} \ll 0,$$

где $M = r \cos \varphi (v + \omega r \cos \varphi)$ — момент вращения абсолютного движения частицы ($r \cos \varphi$ есть расстояние от оси Земли, $\omega r \cos \varphi$ — скорость вращения Земли). Так как $M > 0$, $\theta > 0$, $\sin \varphi > 0$, то последнее условие при движении вдоль изэнтропической поверхности $\theta = \text{const}$ записывается в виде

$$\left(\frac{\partial M}{\partial \varphi} \right)_{\theta = \text{const}} < 0$$

и условие устойчивости имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} [r \cos \varphi (v + \omega r \cos \varphi)] \leq 0$$

или

$$\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \leq 2\omega \sin \varphi + \frac{v_g \operatorname{tg} \varphi}{r}. \quad (154.3)$$

Пока $v_g \operatorname{tg} \varphi / r$ очень мало, условие (154.3) равносильно указанному выше (154.2). Второй член справа в (154.3) существенен вблизи полюса и при быстрых зональных потоках.

Так, например, к северу от струйного течения $\frac{1}{r} \frac{\partial v_g}{\partial \varphi} < 0$, и

движение всегда устойчиво. К югу от него, при быстром убывании v_g на юг движение становится неустойчивым. Здесь малые возмущения, вызванные горами, местными ветрами и пр. могут перерасти в волны — *длинные волны* (термин этот введен К. Г. Россби в 1938 г.). Такое превращение тем вероятнее, чем больше скорость струйного течения и градиент его скорости. В длинных волнах течение может далеко отклоняться к северу и к югу.

Предположим, что в зональном потоке со скоростью v появляется малое возмущение с составляющими u' , v' , w . Пусть поток горизонтальный и бездивергентный, т. е. $w=0$ $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ и баротропный $\left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0$. Тогда уравнение вихря (142.1) принимает вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \beta u = 0,$$

Полагая $u = u'$, $v = \bar{v} + v'$ и пренебрегая малыми произведениями $(u'v')$, u'^2 , имеем

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \beta u' = 0. \quad (154.4)$$

Обозначим через ψ функцию тока возмущения такую, что $v' = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ и $u' = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$. Подставляя это в (154.4), получаем

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) - \beta \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0. \quad (154.4a)$$

Решение этого уравнения, как нетрудно проверить, есть

$$\psi = B \cos \frac{2\pi}{L} (y - ct) \cos \frac{2\pi}{d} x, \quad (154.5)$$

где B — амплитуда, L — длина волны, c — скорость ее движения вдоль параллели. Величину $d/2$ можно назвать шириной волны. Она определяет ширину зонального пояса, в котором происходят колебания. Подставляя (154.5) в (154.4a) находим, что

$$c = \bar{v} + \frac{\beta}{4\pi^2} \frac{d^2 L^2}{L^2 + d^2}, \quad (154.6)$$

т. е. (при $\beta < 0$), что скорость движения волны всегда меньше общей скорости западного потока. Действительно, хорошо изве-

стно, что скорость движения циклонов составляет около 70% скорости течения на высоте 700 мб. Если на длине круга широты $2\pi r \cos \varphi$ укладывается n волн (где n можно назвать волновым числом), то

$$L = 2\pi r \cos \varphi / n \quad \text{и} \quad c = \bar{v} - \frac{2\omega r^2}{n^2} \cos^3 \varphi \frac{1}{1 + \frac{L^2}{a^2}}.$$

При длине волны $L = \left(\frac{\beta}{4\pi^2 \bar{v}} - \frac{1}{a^2} \right)^{-1}$ $c = 0$, т. е. возму-

щения будут неподвижны, поток не будет их увлекать. Этим объясняется устойчивость субтропических антициклонов — азорского и других.

Говоря точнее формула (154.6) годна для среднего уровня — того уровня, где скорость ветра равна осредненной по давлению p всего столба атмосферы. Расчет показывает, что в этом случае пренебрежение бароклинностью атмосферы и дивергенцией дает лишь небольшие ошибки в значении c . Однако в неустойчивой волне возникает характерное явление: температурная волна отстаёт на высотах от волны давления, и ось барической ложбины поэтому на высотах отклонена назад. Это значит, что в развивающихся циклонах бароклинность всегда присутствует.

Как показал Фьертофт, изменение кинетической энергии в возмущении для изолированной системы выражается так:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\tau} \frac{1}{2} \rho v'^2 d\tau &= \int_{\tau} \rho x' w' g d\tau - \int_{\tau} \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} u' v' d\tau - \\ &- \int_{\tau} \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} u' w' d\tau, \end{aligned} \quad (154.7)$$

где интегралы взяты по некоторому объему τ , $x = \ln \Theta$, а знак штрих относится к пульсационным составляющим. Первый интеграл справа означает работу силы тяжести (архимедовой силы) при вертикальных движениях, второй и третий — перенос энергии соответственно горизонтальными и вертикальными пульсациями при скорости основного потока $\bar{v}$, зависящей от горизонтальной и вертикальной координат. Очевидно первый член (154.7) описывает превращение потенциальной энергии в кинетическую. Для роста последней нужно (при градиенте T , направленном на север) чтобы южный ветер сопровождался восходящим, а северный — нисходящим движением.

Ряд авторов (Чарни, Гамбо, Го Сяо-лань) показали, что в потоке, в котором $\bar{v}$ возрастает с высотой, устойчивость волн зависит от их длины и возрастает с ростом ее. Так, при $\partial \bar{v} / \partial z = 10^{-3} \text{ сек.}^{-1}$ могут быть устойчивы волны с $L \geq 5000 \text{ км}$.

Согласно статистике планетарных волн, наблюдававшихся в 1947—1955 гг. на уровне 700 мб над северным полушарием, приводимой Дж. Винстоном [244], среднее волновое число n несколько меньше, а средняя длина волны L заметно больше в холодный сезон по сравнению с теплым. На широте 55° , например, зимой в среднем $L=5940$ км, а летом $L=4790$ км, т. е. летом масштаб возмущений уменьшается. Различие это особо чувствительно на широтах 40° — 50° . При этом заметно небольшое, еще не объясненное увеличение L в июле—августе. На широте 30° , т. е. при переходе к тропическому поясу, эти длинные летние волны с $L \geq 6000$ км особенно бросаются в глаза.

В среднем за год на широте 70° $n=3,32$, на широте 40° $n=5,60$. Соответственно в Арктике на 70° с. ш. чаще всего наблюдаются волны с $n=3 \div 4$ и очень редко — с $n=2$ и $n=5$, а на 40° с. ш. спектр L шире и равномернее, и повторяемость $n=6 \div 5$ выделяется лишь незначительно.

Длина волн, как показывает опыт, заметно растет с увеличением меридионального градиента OT_{1000}^{700} (средней температуры слоя 1000—700 мб). Она возрастает с ростом «термического числа Россби»

$$\text{Ro}_T = \frac{v_T}{A l/2} = \frac{2g}{A l^2} \frac{\Delta z}{T_0} \frac{\partial T}{\partial x},$$

где A — постоянный масштаб длины, v_T — термический ветер (см. § 134).

Длинные волны охватывают большую толщу атмосферы до уровня 200 мб и выше. Приземные циклоны можно считать их следствием или результатом их взаимодействия с пограничным слоем.

Изложенная теория волн, однако, является лишь первым приближением. Полную теорию совокупности волн, наложенных на общий западный поток, учитывая дивергенцию и бароклинность атмосферы, развила Е. Н. Блинова.

§ 155. Циркуляция над полярными областями

Циркуляция над полярными областями имеет многие характерные особенности. Арктика — большой, окруженный континентами морской бассейн, где от 8 до 11 млн. км² покрыто слоем льда, толщиной около 3 м, местами и более. Этот лед оставляет некоторую возможность обмена теплом между водой и атмосферой, в особенности зимой. Обмен сильнее всего в Западной Арктике, куда приходит теплый поток северо-атлантического течения. Из-за этого зима тут гораздо теплее, чем, например, в Во-

сточной Сибири, а температуры не падают ниже -53° . Летом малое альbedo подтаявшего снега и льда (до 0,39) способствует большому прогреву так же, как и длинный полярный день. Зимой холодные, заснеженные и высокие (до 3—3,5 км) континенты северной Азии и Гренландии, разделенные океаном, делают распределение температуры, а следовательно, и давления, весьма несимметричным относительно полюса, с центрами низкого давления, например, на уровне 500 мб над бассейном Яны и севером Баффинова залива (здесь на карте АТ₅₀₀ проходят изогипсы 5040—5080 гп. м (см. рис. 206б)). У земли повторяемость циклонов велика, среднее давление очень низкое в районе *алеутского минимума* (см. рис. 212), их траектории особенно сгущаются у восточных берегов Гренландии в области *исландского минимума*. От последнего пути циклонов пролегают над Норвежским и Баренцевым морями. Фронты арктических циклонов высокие, резче всего выражены в средней и верхней тропосфере, а у земли часто замаскированы инверсиями или окклюдированы. Циклоны средней тропосферы иногда пересекают материк Гренландии и дают там значительные осадки, в течение тысячелетий сформировавшие тут мощный (до 3 км толщиной) ледяной щит.

Хотя циклонические серии иногда проникают и в Центральную Арктику, там все же несколько чаще появляются антициклоны (особенно в восточном ее секторе), достигающие большой мощности, с давлением у земли до 1065 мб. Их развитию способствует адвекция тепла с юга, в особенности летом, приводящая также к повышению тропопаузы. В этих антициклонах можно обнаружить слабо наклоненные фронтальные разделы, хотя и без мощной облачности. В связи с этим в антициклонах зимой наблюдаются снегопады [31].

В отличие от прежних представлений, наблюдения, сделанные во время Международного геофизического года и позднее, показали, что в Центральной Арктике у земли в среднем выводе нет области повышенного давления, с чем согласуется и отсутствие тут какого-либо преобладания восточных ветров. Приземные области повышенного давления существуют над северными частями материков Азии и Америки, на побережьях которых преобладают западные ветры. Так, например, на дрейфующей станции «СП-7» наблюдения 1958 г. показали, что в 58% ветры имеют направления от NW до SW (на уровне 16 км — до 76%). Таким образом, высотный западный вихрь (циклон) в северной полярной области раздвоен.

Струйные течения наблюдаются в тропосфере Арктики сравнительно часто. Они развиваются обычно лишь в меридиональном направлении, сравнительно коротки и поэтому слабы (скорость их порядка 40—43 м/сек.).

Южная полярная область занята обширным (13 млн. км²) гористым и покрытым льдом материком — Антарктидой, с верши-

нами до 4570 м над ур. м. На западе в материк глубоко вклиниваются море Росса (до 85° ю. ш.), покрытое шельфовым ледником, и море Уэдделла (до 78° ю. ш.). Материк почти целиком покрыт огромным ледниковым щитом, местами высотой до 4000—4200 м над ур. м., образовавшимся путем уплотнения выпадающего снега, вероятно, в течение сотен тысяч лет.

Исключительная чистота и высокое альбедо снега, в среднем до 83—85% и нередко более, создают тут почти весь год, кроме периода ноябрь—январь, отрицательный радиационный баланс поверхности материка. В связи с этим в центре материка (станции Советская и Восток) средние температуры в зимние месяцы порядка -71° , -72° , в отдельные дни температуры падают до -88° , а средняя годовая, которую (в соответствии со сказанным в § 56) легко проверить по температуре снега на глубине 8—12 км, около -56° , -58° . В атмосфере над материком почти всегда существует глубокая приземная инверсия мощностью в среднем 0,8—1,0 км. В августе, например, на ст. Восток средняя температура поднимается с -69° на уровне земли (3,42 км над ур. м.) до -45° на высоте 600 м и затем снова понижается до -74° на высоте 10 км и до -85° на высоте 18 км, т. е. тропопауза не обнаруживается.

Важной чертой циркуляции над Антарктидой, изученной по наблюдениям последних лет [2, 31], является холодный зимний антициклон, который на картах АТ в 60% случаев прослеживается до высоты 500 мб и в 25% — до 300 мб. Зимой (рис. 212) он заметен, хотя и занимает малое пространство, и на карте АТ₂₀₀. Центр его в это время расположен несколько западнее ст. Советская, в 12° от полюса. Над Западной Антарктидой несколько ближе к полюсу в это время находится глубокий циклон, заметный уже на уровне 700 мб и быстро усиливающийся с высотой. Он существует и летом, когда его вторичный центр расположен над морем Уэдделла.

Таким образом, полярный нижний антициклон, переходящий с высотой в глубокий циклон с западной циркуляцией вокруг него, существование которого мы предполагали из общих соображений, в природе не обнаруживается. В Арктике его заменяют два континентальных антициклона, сравнительно высоких (выше 500 мб), в Антарктиде такую роль играет холодный антициклон в восточной ее части в то время, как высотный циклон формируется «на базе» нижнего, морского циклона, сходного с исландским или алеутским минимумом северного полушария (рис. 212).

Западная циркуляция, создаваемая циклоном над морем Росса, очевидно, в нижней атмосфере сильно нарушается соседством зимнего антициклона (см. рис. 212). Из-за него, например, над Мирным в среднем до высоты 5—8 км преобладает восточный ветер, и лишь выше 9 км весь год уже господствует западный ветер.

Материк Антарктиды окружен в зоне 60—65° ю. ш. поясом низкого давления, как бы распадающимся на ряд (обычно шесть) депрессий. В них среднее давление воздуха достигает рекордно низких для всего земного шара величин: 976,8 мб над морем Росса и 981,8 над морем Уэдделла. В этом поясе проле-

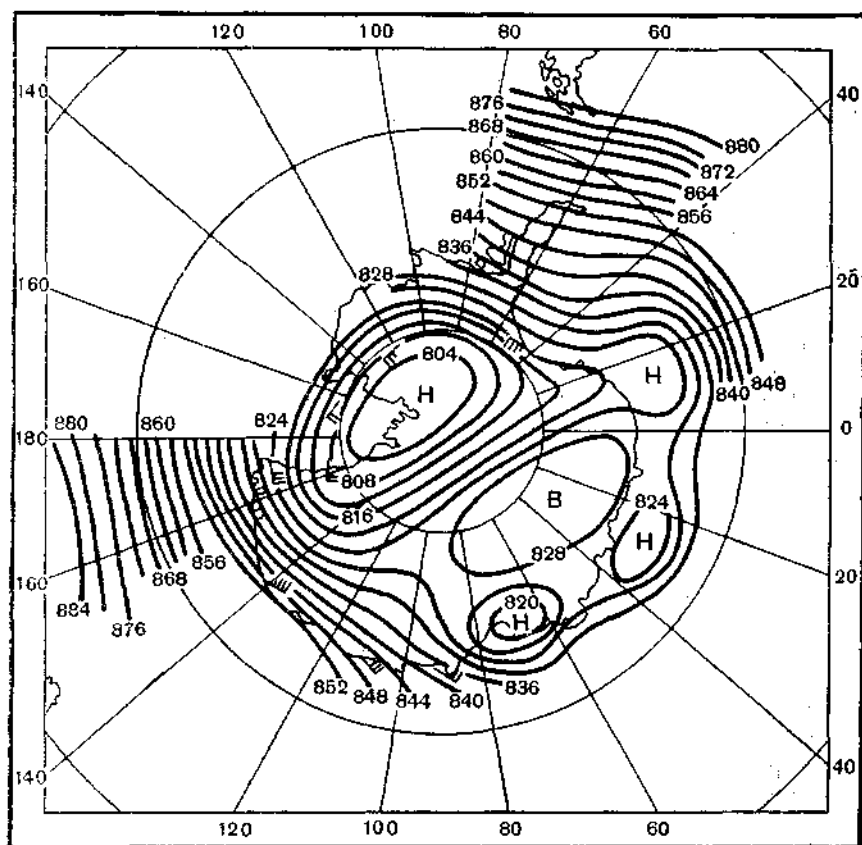


Рис. 212. Карта барической топографии уровня 300 мб над Антарктидой (высота — в десятках гПа). Зима (июль). По П. Д. Астапенко.

гают с запада на восток пути многочисленных циклонов. Многие из них после своего образования затем приближаются к материку, т. е. отклоняются к югу, причем средняя скорость их движения увеличивается с 30 до 43 км/час. Чаще всего они проникают на материк над морями (в их западной части), реже в зоне 75° ю. ш. и 140° в. д., возможно, в местах некоторого понижения рельефа. Здесь эти затухающие циклоны дают частые (например, на ст. Советская 324 дня в году) слабые, но, вероятно, существен-

ные для формирования ледового покрова осадки. Количество их уменьшается примерно с 600 мм у побережья до 50 мм в центре материка. Во многих случаях здесь кристаллы снега выпадают при почти ясном небе из очень тонких облаков Ci .

Отмечались, хотя и очень редко, случаи, когда зимой глубокий циклон достигал даже южного полюса. Так было 28—29 июля 1959 г., когда на высоте 2800 м на ст. Амундсен-Скотт (90° ю. ш.) давление упало до 646,5 мб и температура поднялась до исключительной для зимы величины $-34,9^\circ$. Приземная инверсия при этом полностью исчезла.

Таким образом, в Антарктике в тропосфере существует значительный меридиональный обмен воздуха.

§ 156. Циркуляция верхней атмосферы

В нижней стратосфере до высоты около 20 км западный перенос и общая циклоническая циркуляция наиболее сильны зимой и сходны с наблюдающимися в тропосфере [53]. Соответственно в западном потоке там возникают длинные волны и циклоны. Особенностью циркуляции стратосферы являются холодные циклоны (в умеренных широтах температуры в передней части до -75°), в которых преобладают положительные вертикальные градиенты температуры, и теплые антициклоны (до -40°) с небольшими отрицательными градиентами температуры.

В зимний стратосферный полярный циклон вклинивается в тихоокеанском секторе так называемый высотный алеутский антициклон. Он образуется как благодаря высоким температурам воздуха над севером Тихого океана, так и благодаря нисходящим движениям на северной стороне большого струйного течения.

Значительно выше, на широтах $60-70^\circ$, имеется стратосферное струйное течение, окаймляющее Арктику как бы «на краю полярной ночи». Его скорость на высоте 28—31 км достигает 150—160 км/час. В общем, циклоническая циркуляция зимой распространяется по крайней мере до пределов мезосферы (80 км).

При зимних стратосферных потеплениях (см. гл. XII) высотный циклон как бы разбивается на два, т. е. длинная волна с $n=2$ вырастает настолько, что раскалывает надвое полярную депрессию.

Типичной особенностью стратосферы является смена западного течения на восточное, начинающаяся в начале апреля на уровне 23—26 км и несколько позднее происходящая как ниже этого уровня, до 15 км, так и в более высоких слоях (рис. 213). Летом почти вся стратосфера, вплоть до экватора, и мезосфера до высоты 80 км охвачены обширным теплым антициклоном с центром близ полюса и с системой восточных ветров. Его об-

разованию способствует, конечно, сильное нагревание лучами Солнца в течение длительного полярного дня. Общее восточное течение летней стратосферы сравнительно устойчиво, скорость

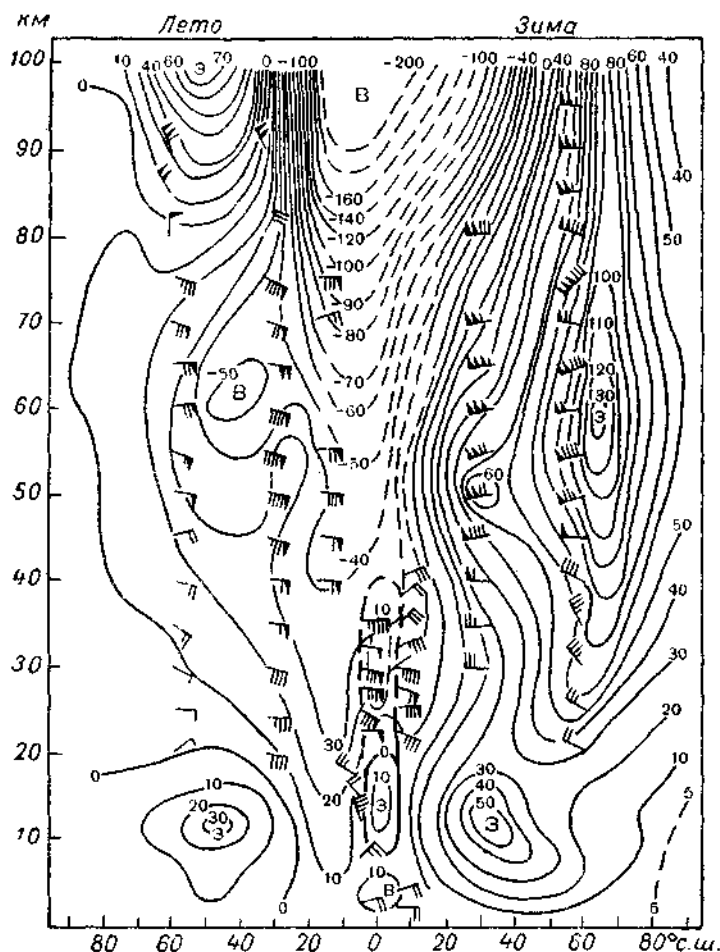


Рис. 213. Меридиональный разрез поля зональных скоростей (м/сек.) летом и зимой до высоты 100 км. 1957—1959 гг. По В. Р. Дубенцову.

Положительные значения — западный ветер. Стрелки указывают направление и скорость ветра по ракетным данным, одно длинное перо оперения стрелки соответствует 5 м/сек., черный треугольник — 25 м/сек.

его изменяется мало, и в нем, в отличие от зимнего западного течения, редко образуются волны. В конце августа или в сентябре этот стратосферный антициклон быстро разрушается.

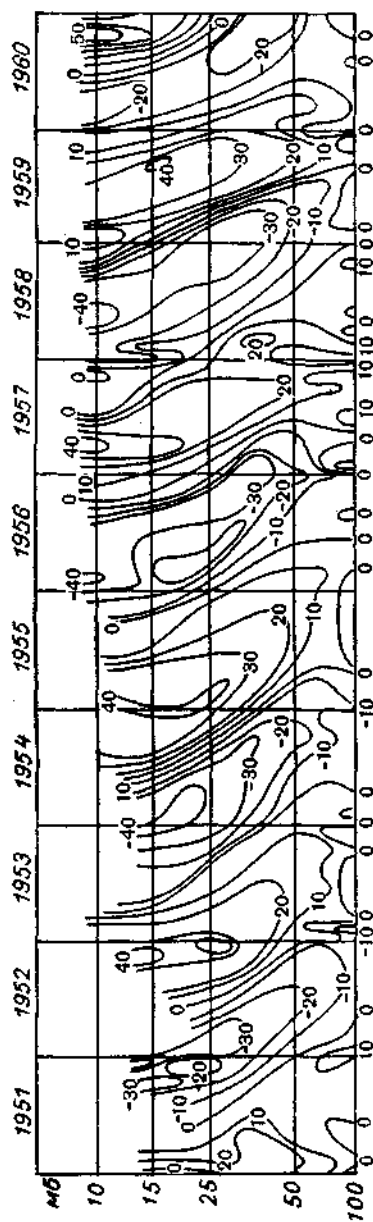


Рис. 214. 26-месячные колебания скорости (м/сек.) и направления ветра в стратосфере над Бальбоа (Панама, 9° с. ш.) в 1951—1961 гг. в слое от 100 мб (16 км) до 10 мб (31 км). Отклонения от средних многолетних значений. По Бельмунту и Дарту.

Положительные величины — западный ветер.

Для тропической стратосферы характерна открытая сравнительно недавно (1960 г.) смена восточных и западных ветров с 26-месячным периодом, не имеющая аналогии в других явлениях земной атмосферы, солнечной активности и т. п. [230]. На рис. 214 отмечены области, соответствующие западным ветрам над экваториальной областью. Поток этот со скоростями до 15 м/сек. каждый раз формируется в верхней стратосфере, выше 30 км, и постепенно распространяется, затухая вниз, обычно не проникая в тропическую тропосферу, т. е. ниже 17 км

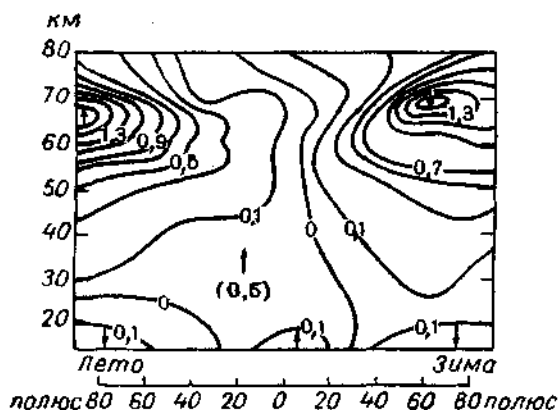


Рис. 215. Вертикальные скорости в стратосфере (см/сек.), на высотах от 20 до 80 км в середине лета и середине зимы. По Мергатроиду и Сингль-тону.

(100 мб). Он не связан также и с западным течением тропосферы, вклинивающимся между двух пассатов (см. § 158). Выше 40 км западных ветров, по-видимому, не бывает. Эта 26-месячная периодичность довольно правильна в тропическом поясе, например в Вумере, в Австралии (31° ю. ш.), но выше широты 35° она затухает, хотя заметна на 38° ю. ш., в Окленде. Возможно, что смена западных и восточных течений связана с ослаблением и усилением вертикального и горизонтального перемешивания в верхней стратосфере, но причина, определяющая длину их периода, пока еще не ясна. Примечательно, что появлению западных ветров соответствует увеличение количества озона над Австралией, переходу их на восточные — его уменьшение.

Как показали Мергатройд и Сингльтон, наблюдающиеся течения в стратосфере заставляют предполагать (из соображений непрерывности) существование восходящих движений, до 1,7 см/сек над полюсом, над всем летним полушарием и нисходящих, до 1,5 см/сек., — над зимним (рис. 215). Максимальные скорости их имеют место на высотах порядка 65—70 км. Это означает, что в верхней стратосфере и мезосфере воздух в об-

шем течет из летнего полушария в зимнее, т. е. идет обмен воздуха через экватор. Скорость такой меридиональной циркуляции должна достигать 4—6 м/сек. на высоте 80 км.

Выше 80 км ветры становятся очень изменчивыми, западные и восточные течения подчас накладываются тут весьма разнообразно. По-видимому, здесь происходит переход к совершенно иному режиму циркуляции более высоких слоев, для которого типична увеличивающаяся роль вязкости, т. е. большое отклонение от геострофического движения, влияние быстрой смены суточного нагревания и охлаждения и усиление приливных явлений.

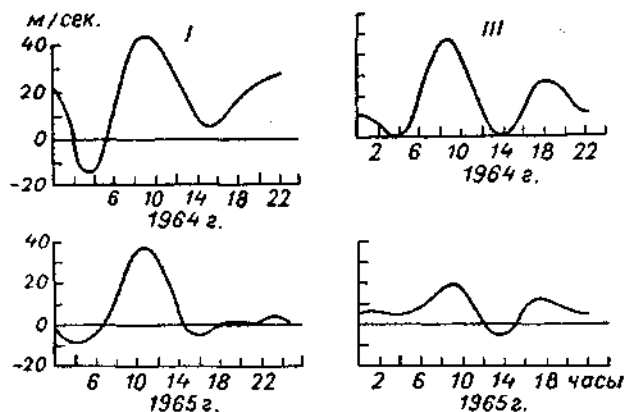


Рис. 216. Полусуточные изменения скорости ветра (дрейфа метеорных следов) на средней высоте 92 км над Харьковом. Положительные значения — западный ветер. По Б. Л. Кашееву, В. Н. Лебеднцу и др.

Выше 100 км довольно многочисленные наблюдения как за движением метеорных следов, характеризующих перемещение нейтральной составляющей воздуха, так и за дрейфом неоднородностей ионосферы, т. е. ионных и электронных облаков, обнаруживают довольно большие скорости западного ветра (60—80 м/сек., порой и больше), несколько усиливающиеся от лета к зиме, т. е. указывающие, как и в более низких слоях, на влияние термического фактора. Вместе с тем на общий поток накладывается, несомненно, суточная смена ветров приливного (солнечного) происхождения. При этом, как видно из рис. 216, западный ветер, дующий в сторону наиболее нагретого меридиана, усиливается до максимума около 8—9 час. утра, а восточный, дующий в сторону наиболее холодного меридиана, — около 18—20 час., хотя он в это время существенно слабее, чем днем. После полудня и ночью преобладают восточные ветры. Обнаруживается также и составляющая ветра, связанная с полусуточным лунным приливом. Эти выводы, однако, следует еще считать предварительными.

§ 157. Теория общей циркуляции атмосферы

Задача теории общей циркуляции — выразить скорости u , v и w (или построить для них уравнения) и их сезонные изменения в зависимости от притока солнечного тепла и свойств поверхности суши и океана. Задача эта очень трудна. Гораздо легче и практичнее попытаться выяснить, какие силы и явления в атмосфере определяют ту или иную форму и скорость циркуляции, иначе говоря, какие факторы могут количественно объяснить описанные уже нами в § 153—156 черты крупномасштабных движений атмосферы. Это исследование принимает иногда форму «числового опыта» — численного решения системы уравнений движения (исключая те или иные члены и выбирая различные значения для входящих туда постоянных) и сравнения его с наблюдаемой циркуляцией (см. § 136).

Рассмотрим основные факторы, определяющие циркуляцию.

А. Радиационное нагревание, наибольшее в тропических широтах, и охлаждение, наибольшее в полярных широтах, вызывают движение атмосферы. Рождая неустойчивость и бароклинность (зависящую от горизонтального градиента температуры), они создают механизм, превращающий потенциальную энергию атмосферы в кинетическую. Это превращение невозможно без вертикальных движений. Благодаря различию нагревания в атмосфере должна формироваться прямая меридиональная циркуляция с восходящим движением близ экватора и опусканием — у полюсов. Расчет показывает, однако, что скорость такой циркуляции должна быть очень мала (порядка 3 см/сек.)

Б. В атмосфере должен сохраняться (с точностью до небольшой величины работы касательных напряжений у поверхности Земли или воды) момент ее вращения. Если сделать мысленный опыт — атмосферу, которая в начальный момент вращалась бы с Землей как целое, быстро перемешать по горизонтали, то, очевидно, в низких широтах воздух стал бы отставать от Земли (возник бы восточный ветер $v < 0$ до 150 м/сек.), а при $\varphi > 35^\circ 16'$ он стал бы обгонять Землю, и скорость западного ветра ($v > 0$) достигла бы, например, 70 м/сек. на широте 45° . Отсюда ясна важность процесса перемешивания (бокового и вертикального), которое может создать зоны восточных и западных ветров, подобные наблюдаемым в природе, ясна и роль внутреннего трения, которое только одно может ослабить такие большие скорости, приблизив их к наблюдаемым.

В. Поскольку в прямой циркуляции воздух тропических широт поднимается с большим запасом момента вращения, а в холодном поясе опускается с малым запасом его, то момент должен был бы накапливаться неограниченно в верхней атмосфере. Очевидно, должны существовать и обратные меридиональные

циркуляции с опусканием в более теплой их ветви и подъемом — в холодной, выравнивающие это распределение момента.

Перемешивание должно параллельно переносить тепло от более нагретых областей к холодным, тоже способствуя превращению потенциальной энергии в кинетическую.

Для масштабов, сравнимых с размерами Земли, очевидно, нужно использовать уравнения движения в сферических координатах. Мы записываем их без вывода, обозначая через θ полярный угол ($\theta = 90^\circ - \varphi$), через ψ долготу, через r расстояние от центра сферической Земли, через v_θ , v_ψ и v_r соответственно меридиональную, зональную и вертикальную составляющие скорости:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\psi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \psi} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_r v_\theta}{r} - \\ - \frac{v_\psi^2 \operatorname{ctg} \theta}{r} = - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + 2\omega \cos \theta v_\psi + N_\theta; \\ \frac{\partial v_\psi}{\partial t} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\psi}{\partial \theta} + \frac{v_\psi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\psi}{\partial \psi} + v_r \frac{\partial v_\psi}{\partial r} + \frac{v_r v_\psi}{r} + \frac{v_\theta v_\psi \operatorname{ctg} \theta}{r} = \\ = - \frac{1}{\rho r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \psi} - 2\omega \sin \theta v_r - 2\omega \cos \theta v_\theta + N_\psi; \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\psi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \psi} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\theta^2 + v_\psi^2}{r} = \\ = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - 2\omega \sin \theta v_\psi + N_r. \end{aligned} \quad (157.1)$$

Здесь в каждом уравнении второй и последующий члены слева — нелинейные члены уравнений движения, а справа — составляющие силы Кориолиса, силы градиента и тяжести, а также N_θ , N_ψ , N_r — составляющие сил вязкости (турбулентной). При этом, учитывая возможную неизотропность турбулентной вязкости, определяемой коэффициентами $K_{\theta\theta}$, $K_{\theta\psi}$, $K_{\theta r}$, ..., выражение, например $N_\theta = \nabla^2 v_\theta$ запишется в виде

$$\begin{aligned} \nabla^2 v_\theta = K_{\theta\theta} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right) + K_{\theta\psi} \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \psi^2} + \\ + K_{\theta r} \left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (157.1')$$

Аналогично уравнение притока тепла (127.6') запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} = \frac{\gamma_a}{g\rho} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} + K_{T\theta} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \\ + K_{T\psi} \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} + K_{Tr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (157.2)$$

где K_{θ} , K_{ψ} и K_{τ} — коэффициенты турбулентной теплопроводности, а d/dt означает индивидуальную производную.

Используя (157.1), в 1935 г. Н. Е. Кочин впервые построил модель общей циркуляции, отказавшись за неизменением тогда фактических данных о Q от применения (157.2) и заменив его непосредственным заданием средних зональных температур атмосферы $T(\theta, r)$ и приземного давления p_0 . Он рассчитал прежде всего скорости средней сезонной циркуляции, положив равными нулю все индивидуальные производные в атмосфере без трения (геострофическое приближение). Ветер оказался направленным на запад в узкой зоне тропического пояса, на восток — в умеренной и полярной зонах, обращался от зимы к лету в стратосфере, и его направление приблизительно соответствовало как наблюдаемому, так и тому, которое должен создавать фактор Б. Затем Кочин учел вязкость, зависящую от вертикальных градиентов скорости, и рассчитал комплексную скорость $v = v_\theta - i v_\psi$ — спираль Экмана, как в § 130, но с меняющимся по высоте геострофическим ветром и постоянным коэффициентом $\eta = 2 \cdot 10^4$ г/см·сек. Он показал, что так должна возникнуть меридиональная циркуляция, направленная к экватору в зоне пассатов, к полюсу в остальной тропосфере и от полюса в полярной стратосфере летом. Ячейка циркуляции в умеренных широтах, вызванная фактором Б, не обнаружилась в этой модели.

Как показал Го Сяо-лань [205] в 1956 г., меридиональная циркуляция на вращающейся Земле может испытывать род резонанса и резко усиливаться, когда соответствующее число Ричардсона мало:

$$Ri = g \frac{\partial \ln \theta}{\partial z} \frac{1}{\left(\frac{\partial u_0^2}{\partial z} \right)^2} \leq \frac{l^2}{7(\Omega + l) + c^2},$$

где θ — потенциальная температура, а c — некоторый условный коэффициент трения, оцениваемый из уравнения

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{n}{\rho} \nabla^2 \right) u' = cu',$$

т. е. c — доля работы потока, затрачиваемая на «развитие» поля давления и на преодоление сил вязкости.

Оценивая порядок величин членов (157.1), Кочин, однако, указал, что влияние вязкости в атмосфере распространяется далеко за пределами пограничного слоя (в отличие от модели явления, описываемой простой спиралью Экмана). Из-за пестрого распределения температур и существования местных течений средних масштабов эффект вязкости распространяется на всю атмосферу.

В 1926 г. А. Онгстрем и в 1935 г. В. В. Шулейкин [150] предложили считать по отношению к процессам большой длительности и размеров циклоны и антициклоны и т. п. как бы элементами или вихрями некоторой крупномасштабной макротурбулентности, той, которая приводит в действие фактор Б. Очевидно, они переносят тепло в горизонтальном направлении и из-за большой длины путей, пробегаемых частицами (обозначенных через r в § 17), коэффициенты перемешивания A и турбулентной теплопроводности K для нее очень велики. Тем самым была конкретизирована идея о перемешивании, определяющем фактор Б. Применяя представление о макротурбулентности к более частной задаче — об азиатском муссоне, Шулейкин оценил коэффициент горизонтальной теплопроводности примерно в $5 \cdot 10^6$ кал/см $\times$ сек. $\cdot$ град. ($K_{\theta\theta} = K_{\theta\psi} = 1,6 \cdot 10^{10}$ см²/сек.). Это на пять порядков больше характерных для атмосферы «вертикальных» $K_{\theta\theta}$. По новейшим оценкам Г. В. Груза [39] K_r на широтах 50—65° достигает значений $(3,5—4,5) \cdot 10^{10}$. Очевидно, можно применить это представление о макротурбулентности также и к переносу количества движения.

Не останавливаясь на других опытах теории циркуляции, рассмотрим лишь модель, предложенную Уильямсом и Девисом [243], как наиболее наглядную. Они задались целью представить среднюю за год и среднюю по параллелям циркуляцию, положив для этого все $\partial/\partial t = 0$ и $\partial/\partial\psi = 0$. Они, таким образом, пренебрегли и влиянием материков и океанов. При этом была высказана гипотеза, что горизонтальное (боковое) перемешивание определяется не столько горизонтальными различиями скоростей, сколько бароклинностью атмосферы, и поэтому напряжения Рейнольдса $\overline{v'_\theta v'_\psi}$ ($\overline{u'_r v'_\psi}$ в § 132) выражаются через меридиональный градиент температуры, «управляющий» перемешиванием атмосферы

$$\overline{v'_\theta v'_\psi} = -K_{\theta\psi}(r) \omega \frac{\partial \bar{T}}{r \partial \theta}. \quad (157.3)$$

Таким образом, предполагается, что развитие больших вихрей, перемешивающих атмосферу (циклонов и пр.), определяется запасом потенциальной энергии в бароклинной атмосфере. В пользу этой гипотезы, в частности, говорит параллельный годовой ход градиента T и макротурбулентного перемешивания. В (157.3) учтен также рост $K_{\theta\psi}$ с высотой, вызванный общим усилением термического ветра вверх.

Другие коэффициенты перемешивания, входящие в (157.1') определяются, как в (132.4), сравнивая напряжения Рейнольдса с вертикальными градиентами скоростей, которые и являются тут управляющим фактором:

$$\overline{v'_r v'_\psi} = -K_{r\psi} \frac{\partial v_\psi}{\partial r}, \quad \overline{v'_r v'_\theta} = -K_{r\theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial r}, \quad (157.3')$$

причем пренебрегается колебаниями плотности ρ' . Вероятно, в будущих исследованиях важно было бы учесть еще зависимость $K_{\tau\theta}$ и $K_{\tau\phi}$ от устойчивости атмосферы и от широты.

Эффект меридионального переноса тепла вертикальными движениями и пульсациями, радиацией, выделением скрытого тепла, океаническими течениями и т. п. описывается при помощи некоторой общей функции нагревания $Q^*(r, \theta)$, которую (фактор А) нужно определять из наблюдений. При этом помня, что $\partial/\partial t = 0$ и $\partial/\partial \phi = 0$, выражая $K_{\tau\theta}$ также в форме напряжений Рейнольдса и пренебрегая изменениями r , (157.2) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\rho \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [\sin \theta (\overline{p v T} + (\overline{p v})' T')] = \frac{K_{\theta r}}{g h^2} a Q^*(r, \theta), \quad (157.4)$$

где $g h^2 / K_{\theta r}$ использовано в качестве масштаба скорости, a — радиус Земли.

Это уравнение связывает функцию нагревания Q^* с меридиональным переносом тепла средним движением, описываемым членом с $\overline{p v T}$, и переносом тепла пульсациями [член с $(\overline{p v})' T'$].

Для характеристики перемешивания (факторов Б—В) в [243] использованы значения $K_{\theta r} = 3,4 \cdot 10^8$, $K_{\theta \tau} = 2,75 \cdot 10^{10}$, $K_{\phi r} = 0,75 \cdot 10^6$, $K_{\phi \phi} = 1,8 \cdot 10^{17} \left(0,8 + 0,4 \frac{z}{h} \right)$. Рассчитанное так поле меридиональных и зональных скоростей представлено на рис. 217. Зональный ветер здесь — западный в умеренных широтах, восточный — в тропических и полярных. На широте около 41° возникает струйное течение со скоростями в тропосфере до 19 м/сек. Еще важнее рассчитанное распределение меридиональных скоростей, обнаруживающее три ячейки (см. рис. 217 б) — пассатную циркуляцию, ячейку умеренных широт, создающую восходящее движение около 60° широты, и полярную циркуляцию.

Таким образом, схема Уильямса—Дэвиса учитывает действие всех трех факторов А, Б, В.

Развивая идею о «численном опыте» Н. Филлипс [224] рассмотрел таким способом развитие случайного малого возмущения в общем западном потоке, имеющем скорость порядка 24 м/сек. В потоке общий горизонтальный градиент температуры порядка $0,56^\circ/100$ км был направлен на север. Используя вместо сферических координат систему (x, y, p) , автор представил члены N_θ и N_ϕ в виде

$$A_v \nabla^2 u + g \partial \tau_p / \partial p \quad \text{и} \quad A_v \nabla^2 v + g \partial \tau_p / \partial p \quad (\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2),$$

задав постоянный коэффициент боковой турбулентности $A_v = 10^9$ см²/сек. Опыт был довольно упрощенным: атмосфера была разделена на два слоя, внутри которых движение предполага-

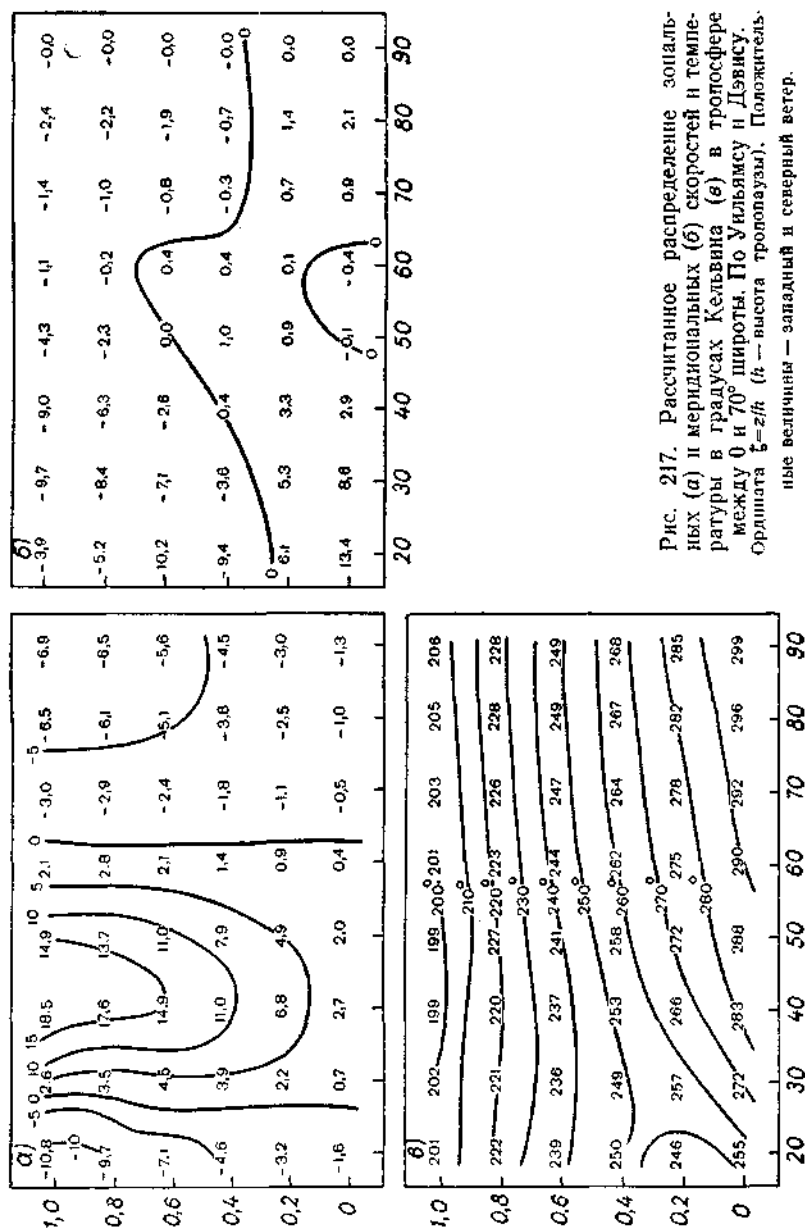


Рис. 217. Рассчитанное распределение зональных (а) и меридиональных (б) скоростей и температуры в градусах Кельвина (θ) в тропосфере между 0 и 70° широты. По Уильямсу и Дэвису. Ордината $\xi = z/H$ (H — высота тропопauses). Положительные величины — западный и северный ветер.

лось однородным, изучаемое поле было разбито всего на 16 столбцов и 17 строк и т. д. В области первоначального возмущения пульсационная скорость u_{ϕ} была равна 9 м/сек. Его эволюция была прослежена путем численного прогноза в течение 31 дня. (рис. 218). Вначале оно имело тенденцию затухать, но через несколько дней выросло в довольно правильную волну, движущуюся к востоку со скоростью около 1800 км/сутки. Волна возникла как область тепла и пониженного давления, но с ее развитием в эту область все больше внедрялся язык холодного воздуха с севера, делая ее похожей на окклюдированный циклон. Параллельно на юге развивался и антициклон с восточными ветрами на его южной периферии. В области низкого давления возникли отчетливые фронты с характерными изломами изобар и типичными вертикальными движениями. В области циклона на уровне 500 мб преобладали восходящие движения $v_r \approx 3$ см/сек., а в антициклоне — нисходящие около 1—2 см/сек. Заметим, что рассчитанные меридиональные скорости v_{θ} (не более 0,8 м/сек.), темп развития и угасания циклона («жившего» более 30 дней) и скорость нарастания его кинетической энергии были слишком малы — в природе циклоны редко живут дольше 7—8 дней. Вероятно, в этом виноват неучет скрытого тепла конденсации. Последнее, т. е. замена γ_a на $\gamma_{ав}$ для области конденсации, несомненно, существенно ускоряет развитие волн, циклонов и фронтов, замедляя в то же самое время их поступательное движение, энергия которого частично переходит в энергию возмущения, в частности меридионального движения. Действительно, в природе циклоны перемещаются со скоростью (700—850 км/сутки), приблизительно на 20% меньшей скорости ветра над ними на уровне 700 мб.

Опыт Филлипса, как и расчет Уильямса—Дэвиса, предсказал возникновение западного струйного течения со скоростями до 80 м/сек. Выше мы видели, что вместе с восточным ветром в южной части зоны такое течение можно рассматривать как следствие большого перемешивания. Параллельно Филлипс попытался изучить и превращения энергии. Он показал, что с ростом кинетической энергии возмущения растет и энергия общего потока, т. е. что возмущение помогает создавать ее из потенциальной энергии бароклинного поля. Такую возможность мы уже отметили выше.

При наличии радиационного притока тепла время релаксации явления — время установления поля температуры и ветра — было порядка 130 дней. Это значит, что кратковременные, измеряемые днями возмущения не испытывают большого влияния радиации.

Упомянем также о более новом опыте, сделанном Дж. Смагоринским с сотрудниками в 1965 г. [238]. Они произвели в трех случаях расчет развития возмущений в атмосфере всего север-

ного полушария на периоды от 0,5 до 4,5 суток после момента $t=0$, разделив атмосферу до высоты 30 км на 9 слоев и используя от 1200 до 5000 точек поля давления. Они учли, хотя и

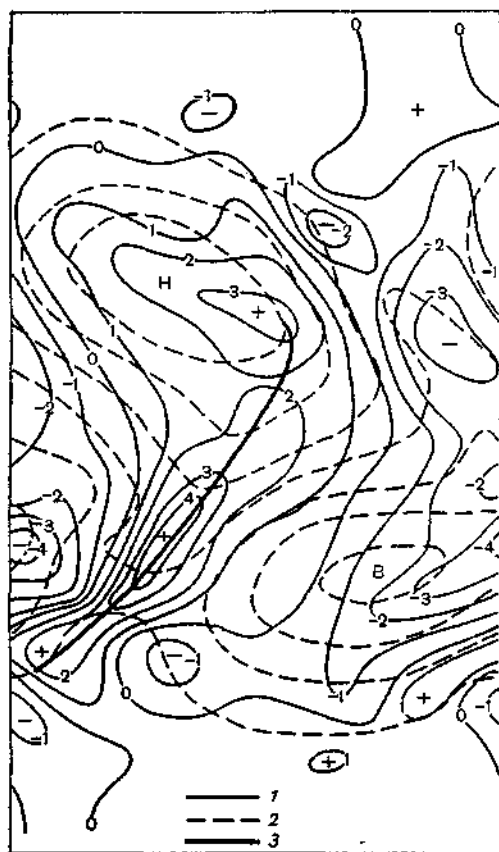


Рис. 218. Карта распределения вертикальных скоростей (см/сек.) на уровне 500 мб (1) и высот поверхности 1000 мб (интервал 60 м) (2) на 20-й день прогноза. Жирная линия — намечающееся положение фронта.

По Н. Филиппсу.

схематическим образом, орографию континентов, крупномасштабную конвекцию и конденсацию. Для этого приходилось различать области с отсутствием конвекции и конденсации, с наличием сухой конвекции, крупномасштабной конденсации и, наконец, этой последней совместно с влажной конвекцией. При выборе краевых условий оказалось важным учесть начальную дивергенцию трения в нижнем, пограничном слое.

Расчет показал также, что горы усиливают вертикальные движения не только в своих окрестностях, но в некоторой степени и во всем полушарии. Достоинно внимания, что сгущение сети точек (вчетверо) при расчетах привело к резкому (в 3—4 раза) усилению рассчитанных вертикальных скоростей и к еще большему увеличению (в 2—30 раз) максимумов осадков. Это значит, что движения меньшего масштаба «просеивающиеся» сквозь крупную сетку точек,

дают тем не менее существенный вклад в превращение потенциальной энергии в кинетическую, а следовательно, и в развитие циклонов и пр.

В недавнее время И. А. Кибель [200] на этом основании доказал необходимость включения явлений среднего масштаба, связанных с пограничным слоем, в общий прогноз погоды. Это значит, что по крайней мере в пограничном слое нельзя прене-

брегать вертикальными ускорениями и использовать квазистатическое условие.

В опыте Смагоринского развитие штормов над морями оказалось более медленным, чем в природе, вероятно, потому, что в расчет не был введен обмен теплом, в том числе скрытым, между океаном и атмосферой.

§ 158. Муссоны

Муссонами называют воздушные течения, меняющие направление на обратное от лета к зиме и обычно дующие зимой с суши и летом с моря. Основной их причиной является неравномерное нагревание суши и моря: летом суша нагревается больше, а зимой — море. Муссоны наблюдаются над Африкой, Азией и Австралией. На побережьях небольших морей, например Каспийского и Белого, также существует типичная сезонная смена ветров.

Сильнее всего муссоны развиты над Южной и Восточной Азией, хотя их структура и причины там, вероятно, различны.

Зимой холодный воздух Сибири, где в это время давление воздуха очень высокое (в среднем до 1033 мб) растекается, захватывая Приморье, Маньчжурию и Китай, проникая иногда почти до южных границ Китая, хотя там мощность холодного потока, вообще говоря, незначительна (1—2 км). Благодаря северо-восточному муссону зимы здесь холодные, как нигде в этих широтах, и во Владивостоке ($\varphi=43^\circ$ с. ш.) средняя температура января (-14°) ниже, чем в Москве и Архангельске, а в Шанхае (31° с. ш.) она не выше 4° . На юге Азии в это время имеется сильный градиент давления, направленный на юг. В декабре в Пешаваре (34° с. ш.) среднее давление равно 1019,5 мб, а в Коломбо (7° с. ш.) — всего 1010,6 мб. Над Индией при этом до высоты по крайней мере 15 км дуют северные ветры. Над Гималаями в этот сезон появляется сильное (до 45 м/сек.) западное струйное течение, и перетекания холодного воздуха через горы с севера, вероятно, нет. Несмотря на это, погода в Индии в это время прохладная (в Лахоре в январе средняя температура 12°) ясная, осадков очень мало.

Весной воздух над континентом быстро прогревается и атмосфера над Северной Индией и особенно над Южным Ираном становится такой теплой, как нигде более на земном шаре. В июне в Лахоре (и во многих других местах Индии) у земли средняя температура поднимается до $+34^\circ$, а на уровне 500 мб достигает $-3, +1^\circ$. Давление на материке при этом падает очень низко — до 996 мб в Лахоре и Пешаваре. Однако возникновение летнего муссона сильно отстает от этого нагревания.

Параллельно происходит перестройка поля движений в тропосфере. Между потоком юго-восточного пассата, распространяющегося с юга почти до экватора, и течениями с севера над Ин-

дийским океаном формируется широкая зона западных ветров, от берегов Африки тянущаяся через всю Южную Азию. Причина ее возникновения еще не ясна, хотя можно напомнить, что сходное западное течение воды в экваториальной части Тихого океана недавно В. Б. Штокман объяснил уменьшением отклоняющей силы к экватору. На рис. 219 схематически представлено положение западного потока и линии сходимости его, а также юго-восточного пассата на уровне 8 км. Со временем

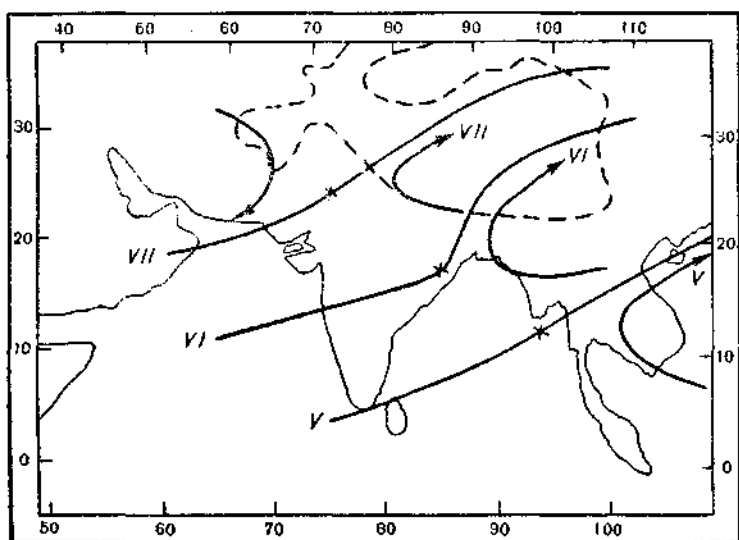


Рис. 219. Муссонные потоки над Индией в июне, июле, мае.
По К. Р. Раманатапу.

этот поток как бы притягивается формирующейся над Южным Ираном депрессией и распространяется постепенно на северо-северо-запад, хотя воздух движется в нем с запада. С ним на материк приходят сильные осадки: в Коломбо — в апреле, в Калькутте и Рангуне — в мае, в Бомбее — в июне. Мощность его при этом постепенно уменьшается с 5—6 км над Южной Индией до 3—4 км над Бомбеем. Поскольку осадки наблюдаются при западном ветре, они сильнее и чаще всего на западном Малабарском побережье, в предгорьях Западных Гатов и в предгорьях Восточных Гималаев. В мае—сентябре в Кочине выпадает 2235 мм, в Бомбее — 1640 мм, а в Черрапунджи, в невысоких горах Хассия, — 9420 мм осадков (в остальную часть года в Бомбее — всего 80 мм). В Гималаях сильные снегопады при муссоне распространяются до наибольших высот — почти до 9 км, благодаря вынужденному поднятию воздуха. Струйное те-

чение в это время отступает далеко на север. В нижнем слое атмосферы в это время формируются многочисленные мелкие, но приносящие дожди циклоны, вероятно, благодаря упомянутой сходимости потоков. Они зарождаются чаще всего над Бенгальским заливом и, выйдя на материк, угасают.

На севере в это время формируется небольшая депрессия над Маньчжурией. Вернее всего, тут задерживаются и затухают, не выйдя на Японское море, многие небольшие циклоны, приходящие с запада и вызывающие преобладание здесь юго-восточных ветров. Эта циклоническая деятельность и вызывает на Дальнем Востоке хотя и перемежающиеся, но порой сильные ливни (почти до 300 мм/сутки). Этим объясняется очень влажный климат в Приморье, Китае и пр. (в июле—августе влажность 85—88%).

Теория муссонов включает в себя два существенно различных элемента:

а) изучение муссона как местной циркуляции, сходной с бризом, и определяемой термическим полем;

б) рассмотрение муссона, как циркуляции атмосферы большого масштаба — течения, охваченного в определенном смысле перемешиванием большого масштаба (в форме циклонической деятельности).

Термическую циркуляцию муссона изучали П. С. Лпнейкин, В. Беме и др. Для муссона, развивающегося над обширным материком, А. А. Дмитриев [49] дал приближенное выражение поперечной к берегу составляющей скорости v при наличии «вертикальной» и «горизонтальной» турбулентной вязкости, определяемой коэффициентами k_z и k_x

$$v = v_0 e^{-\lambda z - \lambda_0 \frac{x^2}{z}} \sin\left(\lambda z + \lambda_0 \frac{x^2}{z} - \frac{\pi}{8}\right) \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right), \quad (158.1)$$

где x — удаление от берега, представляемого линией $y=0$;

$\lambda = \sqrt{\frac{l}{2k_z}}$ (как в § 130); $\lambda_0 = \sqrt{\frac{lk_z}{2k_x^2}}$; $\omega = 2\pi/T$ ($T=1$ год),

а v_0 — пропорционально наибольшему перепаду температур между материком и океаном ΔT и отношению $\sqrt{k_z/k_x}$.

При $x=\text{const}$, очевидно v в (158.1) такое же, как в спирали Экмана (с точностью до фазы). Очевидно, эта термическая составляющая муссона должна достигать максимума на высоте

$z_m = \frac{\pi}{4\lambda}$, менять направление на обратное, сильно ослабевая на

высоте $z_0 = 4z_m$, и затухать в пределах пограничного слоя, как всякая местная циркуляция. На заданной высоте z циркуляция должна возникать раньше вдаль от берега и позднее у береговой

черты, но из-за множителя $e^{-\lambda_0 \frac{x^2}{z}}$ ее интенсивность должна

быстро ослабевать с удалением от берега. К аналогичным выводам пришел и П. С. Линейкин при расчете муссона над круглым материком.

Вывод о том, что термическая составляющая муссона существует только в пограничном слое, подтверждается упомянутыми наблюдениями зимнего муссона в Индии, где из-за низкой широты λ малó, т. е. пограничный слой сравнительно мощный. О том же говорит сравнительно малая мощность летнего муссона на Дальнем Востоке.

Расчеты А. А. Дмитриева показали, что направленная вдоль берега составляющая ветра в пограничном слое также соответствует спирали Экмана, но выше — наоборот нарастает приблизительно линейно с высотой, как термический ветер, т. е. выше пограничного слоя как бы формируется муссон вдоль берега. К этому выводу для более простого случая несжимаемой атмосферы еще раньше пришел В. В. Шулейкин.

В. В. Шулейкину же принадлежит и иная, более широкая концепция муссона. Именно, считая так же, как и выше, муссон термической циркуляцией (термической машиной, в которой нагреватели и холодильники на океанах и материках меняются местами с сезоном), он полагает, что обмен воздухом и теплом идет путем не ламинарных, а макротурбулентных течений циклонов, длинных волн и пр.).

Такой обмен не обязан ограничиваться пограничным слоем и муссонный поток тепла, текущий поперек изотерм, выражается так:

$$\Phi = -AH \overline{\text{grad } T},$$

где AH характеризует некоторый коэффициент турбулентной теплопроводности.

При этом Шулейкин разлагает вектор Φ на два: Φ_1 , связанный с меридиональным градиентом средних зональных температур T_θ , и Φ_2 , связанный с градиентом аномалии $(T - T_\theta)$ — отклонения температуры от средней зональной. Φ_2 направлен, очевидно, поперек изаномал — линий равных отклонений $T - T_\theta$. Именно этот поток Φ_2 и характеризует муссон. Изучая муссон Северной и Восточной Азии, Шулейкин подсчитал по меридиональным градиентам T величину AH .

$$AH = 1,28 \cdot 10^{20} \frac{\text{кал.}}{\text{см} \cdot \text{год} \frac{\text{град.}}{\text{см}}} = 4,05 \cdot 10^{12} \text{ кал/град. сек.}$$

Зимой обширный холодильник, или сток тепла, с температурами, до 26° ниже средней для соответствующей параллели, находится в Якутии, а соответствующие нагреватели с большими положительными аномалиями температуры — над Северо-Западной Европой, Баренцевым и Карским морями, т. е. в области

влияния теплых атлантических вод. Шулейкин рассчитал, что через 1 см береговой черты во всем столбе атмосферы в глубь материка Азии переносится в январе примерно 10^{12} кал. тепла, а в июне, в обратную сторону — менее $0,2 \cdot 10^{12}$ кал.

Изучая муссоны Южной Азии несколько иным, синоптическим методом, С. П. Хромов [139] также пришел к выводу, что обмен воздухом и теплом между материком и океаном при муссоне происходит при циклонической деятельности более всего в слабых, но многочисленных циклонах, приходящих с моря. Именно благодаря им западный ветер — описанное выше западное течение в зоне сходимости — преобладает лишь статистически, перебиваясь часто ветрами других направлений. Хромов считает, что «муссонные осадки являются в основном циклоническими, в меньшей мере конвективными и орографическими». Несомненно, что орографические осадки существенны лишь в отдельных районах, близ горных хребтов, подходящим образом ориентированных по отношению к потоку в данный сезон. В результате этого, в различных горных областях Индии годовой ход осадков неодинаков.

Подводя итоги, можно отметить, что муссоны носят те же черты, что и общая циркуляция атмосферы. С одной стороны, в них имеется термическая прямая циркуляция, связанная с меняющимся нагреванием материков и океанов, и действующая главным образом в пограничном слое атмосферы. С другой — обмен массой, теплом и, конечно, влажностью в муссоне происходит благодаря макротурбулентному перемешиванию, которое идет поперек средних изотерм, не поворачивая вдоль них, как термический средний ветер в свободной атмосфере. Наконец, нужно помнить, что в явлении муссонов могут участвовать такие и еще более сложные механизмы, как образование западных течений в зоне внутритропической сходимости над океаном, причина которого пока еще не вполне ясна с точки зрения гидродинамики.

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРЫ

Глава XXIII

ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКИ
И АКУСТИКИ АТМОСФЕРЫ

Оптика атмосферы изучает распространение света в атмосфере и возникающие при этом явления — преломление света в воздухе, в каплях и кристаллах, рассеяние и дифракцию на частицах аэрозоля и т. д. Наиболее важно при этом, конечно, изучить распространение видимой части спектра солнечных лучей, однако выводы оптики атмосферы прилагаются с успехом и к распространению коротких и ультракоротких радиоволн (сантиметровых, например). Именно, они годны для тех волн, по отношению к которым можно пренебречь дифракцией на земных предметах, крайне усложняющей картину распространения длинных волн, по сравнению с короткими — световыми.

Оптика атмосферы использует как приближение геометрической оптики (например, в проблеме о рефракции), так и методы волновой оптики, когда дело касается рассеяния и т. п. на малых частицах.

§ 159. Преломление света

Геометрический путь луча света в атмосфере определяется показателем преломления воздуха, который увеличивается с уменьшением длины волны света. В табл. 91 приведены значе-

Таблица 91

Длина волны, Å	n_D	Длина волны, Å	n_D
5000	1,000294336	6000	1,000292223
5200	1,000293813	6200	1,000291932
5400	1,000293343	6400	1,000291661
5600	1,000292935	6600	1,000291414
5800	1,000292565		

ния показателя преломления $n_{0\lambda}$ при нормальной плотности воздуха p_0 ($p_0 = 760$ мм = 1013,26 мб, $T_0 = 15^\circ \text{C} = 288,15^\circ \text{K}$), по Баррелю и Сирсу.

Величина n обратно пропорциональна скорости светового сигнала, и ее необходимо знать, в частности, для светолокации, применяемой в геодезии, т. е. для точного определения расстояния по времени пробега светового импульса.

Можно считать с большой точностью, что для света величина $(n - 1)$ пропорциональна плотности воздуха ρ , т. е.

$$\frac{n_\lambda - 1}{n_{\lambda 0} - 1} = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{pT_0}{p_0T}. \quad (159.1)$$

В такой атмосфере, где p и T зависят только от высоты (горизонтально-однородная атмосфера), с учетом (3.3) имеем

$$\frac{dn}{dz} = -(n_{\lambda 0} - 1) \frac{T_0 p}{p_0 T^2} \left(\frac{g}{R} - \gamma \right). \quad (159.2)$$

Так как $g/R = 3,42^\circ/100$ м, то в атмосфере практически всегда $(dn/dz) < 0$, за исключением, может быть, приземных слоев в дневное время (см. § 68) над очень нагретой поверхностью земли. В табл. 92 приведены значения dn/dz для некоторых величин γ .

Таблица 92

Зависимость dn/dz от γ

$\gamma^\circ/100$ м	0,60	0,80	1,00
$dn/dz \cdot 10^{-8}$ м $^{-1}$	2,86	2,66	2,45

Заметим, что n довольно мало зависит от влажности воздуха. Так, например, при температуре 15° и влажности 100% n уменьшается, по сравнению с сухим воздухом, на $6,95 \cdot 10^{-7}$ для длины волны 4000 Å и на $7,18 \cdot 10^{-7}$ для длины волны 7000 Å.

Для сантиметровых радиоволн применяется эмпирическая формула вида

$$n = 1 + \frac{77,6}{T} \left(p - e + \frac{4800}{T} \right) \cdot 10^{-6}, \quad (159.3)$$

где e — упругость пара в миллибарах.

Из (159.3) видна большая роль упругости пара, увеличивающего существенно преломление радиоволн.

Предположим, что солнечный луч проникает в атмосферу, состоящую из однородных по горизонтали шаровых слоев 1, 2, ... (рис. 220). Угол падения i_1 и угол преломления r_1 на границе слоев 1 и 2 с показателями преломления n_1 и n_2 связаны соотношением

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Из треугольника ABC по теореме синусов мы имеем, обозначая через i_2 угол падения на границу слоев 2 и 3,

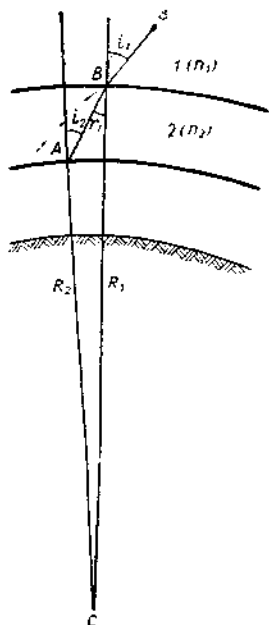
$$\frac{\sin r_1}{\sin (\pi - i_2)} = \frac{R_2}{R_1}$$

и, поскольку $\sin (\pi - i_2) = \sin i_2$,

$$n_1 R_1 \sin i_1 = n_2 R_2 \sin i_2. \quad (159.4)$$

Распространяя этот вывод на атмосферу, состоящую из бесконечно тонких слоев, т. е. такую, в которой n меняется непрерывно с высотой в функции z (в функции R), мы имеем

$$nR \sin i = C = \text{const.} \quad (159.5)$$



Произведение $nR \sin i$ остается вдоль пути луча постоянным и равным, например, произведению $n_0 R_0 \sin i_0$ в конечной точке луча у поверхности земли. Таким образом, (159.5) есть уравнение пути луча в атмосфере. Оно тождественно, как мы увидим, уравнению пути звукового луча, так же, как, например, и сейсмического луча внутри Земли, состоящей из концентрических однородных слоев.

Логарифмируя и дифференцируя (159.5), мы имеем

$$\frac{dn}{n} + \frac{dR}{R} + \frac{di}{\operatorname{tg} i} = 0.$$

Обозначая через $d\varphi$ центральный угол — малый угол в вершине треугольника C у центра Земли, согласно рис. 220 имеем

$$\operatorname{tg} i = \frac{R d\varphi}{dR}$$

Рис. 220. К выводу уравнения траектории луча.

и соответственно

$$\frac{dn}{n} + \frac{d\varphi + di}{\operatorname{tg} i} = 0.$$

Перенеся все направления на рис. 220 в одну точку B (рис. 221), мы легко найдем, что $d\varphi + di = dr$, где dr — угол поворота луча в слое 2 (угол между лучами SB и BA), иначе говоря, величина рефракции луча в этом слое. Это позволяет нам вычислить величину как астрономической рефракции — поворота или отклонения луча, прошедшего весь путь от вершины атмосферы до по-

верхности земли, так и *земной рефракции* — отклонение луча, идущего от одного земного предмета до другого.

Величина астрономической рефракции r_0 вычисляется как

$$r_0 = \int_1^{n_0} \frac{dn}{n} \operatorname{tg} i,$$

поскольку у верхней границы атмосферы $n=1$, а у ее «дна» $n=n_0$.

Выражая $\operatorname{tg} i$ через $\sin i$ и вычисляя $\sin i$ с помощью (159.5), имеем

$$r_0 = \int_1^{n_0} \frac{C dn}{n \sqrt{R^2 n^2 - C^2}}. \quad (159.6)$$

Земная рефракция для луча, проходящего от уровня R_1 до уровня R_2 , на которых показатели преломления равны соответственно n_1 и n_2 , вычисляется как интеграл

$$r_{1,2} = \int_{n_1}^{n_2} \frac{C dn}{n \sqrt{R^2 n^2 - C^2}}. \quad (159.6')$$

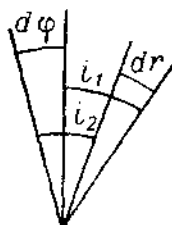


Рис. 221. К расчету величины рефракции.

При нормальной стратификации атмосферы астрономическая рефракция $r_0=1,7'$ при $i_0=60^\circ$ (i_0 — кажущееся зенитное расстояние светила), при $i_0=88^\circ$ $r_0=18,2'$, для светил, находящихся у горизонта, r_0 возрастает приблизительно до $35'$.

Земная рефракция как бы приподнимает предметы, удаленные на 10 км, примерно на $20''$, более далекие — соответственно больше.

Поскольку кривизна луча света в данной его точке измеряется величиной

$$K = \frac{dr}{ds},$$

где $ds = \frac{dR}{\cos i}$ — элемент пути луча в слое, толщиной dR , то легко найти, что

$$K = - \frac{dn}{dR} \frac{\sin i}{n} = - \frac{dn}{dz} \frac{\sin i}{n}. \quad (159.7)$$

В табл. 93 приведены для примера значения радиуса кривизны $R_k = 1/K$ горизонтального луча ($i_0=90^\circ$) и отношение $k = R_0/R_k$, иногда называемое *коэффициентом рефракции*.

Таблица 93

$\gamma^\circ/100 \text{ м}$	$R_k \text{ км}$	k
0,60	35 050	0,182
0,80	37 660	0,169
1,00	40 760	0,156

Траектории луча света в атмосфере обычно выпуклы кверху. Поэтому Солнце и другие светила кажутся приподнятыми — они видны на небесном своде выше того положения, которое они занимали бы, если бы не было рефракции. Солнце и Луна из-за этого восходят ранее и заходят позднее того времени, которое дает расчет (см. § 41), не учитывающий рефракции. Из-за нее



Рис. 222. Оптический и геометрический горизонт.

же гораздо раньше освещаются Солнцем и позднее заходят в земную тень искусственные спутники Земли (например, яркие спутники «Эхо»), сужается конус тени Земли, падающей на Луну и т. п. Близ горизонта диск Солнца кажется сплюснутым, поскольку нижний край его приподнят сильнее (ближе к горизонту рефракция больше), чем верхний. Так как в более коротких волнах диск этот приподнят больше, то его верхний край в последний момент захода вспыхивает на 1—2 сек. яркозеленым цветом (красное и желтое изображения Солнца уже зашли в этот момент). Этот так называемый зеленый луч виден, однако, весьма редко, только при очень чистом воздухе. Еще реже виден синий луч, так как атмосфера очень мало прозрачна для синих и фиолетовых лучей.

Из-за рефракции высокие предметы (антенны, башни, горы и пр.) видны заметно дальше, чем это было бы без нее. Так, с башни А можно видеть земную поверхность гораздо дальше геометрического горизонта В (рис. 222). Дальность видимости (дальность оптического горизонта) особенно увеличивается при инверсии, когда $g/R - \gamma$ велико, например, в теплом воздухе, располагающемся над снегом или холодным морским течением и т. д.

В случае очень большого γ в приземном слое воздуха, когда $\gamma > g/R$ (при этом плотность воздуха нарастает вверх, т. е. стратификация сугубо неустойчивая) траектория луча выпукла вниз и изображение дальнего предмета может быть видно ниже «при-

цельной линии», причем «вверх ногами». Так возникает *пустынный мираж*, когда ниже обычного изображения, например, далекого дерева видно как бы его отражение в колеблющемся и мерцающем слое приземного горячего воздуха над песком пустыни. Такой горячий воздух подобен в этом отношении воде. Аналогично, пешеходы, автомашины и т. п. отражаются иногда в тонком слое горячего воздуха, образующегося над нагретым солнечными лучами асфальтом (дорожный мираж).

Если в атмосфере имеется приподнятая над земной поверхностью инверсия, то кроме обычного изображения, может появиться над ним второе (и даже несколько изображений). Это — *верхний мираж*, наблюдаемый чаще всего в полярных областях (рис. 223). Явление миража показывает, что между двумя точками в атмосфере луч может проходить по нескольким дискретным путям, говоря языком теории, может быть несколько мод его распространения.

Изучая распространение сантиметровых радиоволн, используют для простоты понятие так называемого *приведенного показателя преломления* M

$$M = n \frac{R}{R_0} = n \left(1 + \frac{z}{R_0} \right),$$

где z — высота над уровнем моря. Тогда можно переписать (159.5) в виде

$$M \sin i = M_0 \sin i_0 C,$$

т. е. свести проблему к изучению траекторий луча в атмосфере, состоящей из *плоских* однородных слоев. Следует помнить, что в отличие от n M обычно растет с высотой. Такой прием удобен тогда, когда зависимость n и M от высоты сложная (при наличии инверсий, сухих и влажных слоев и пр.)¹.

¹ Очевидно, этот прием — введение приведенного показателя преломления — можно использовать и в оптике видимых лучей.

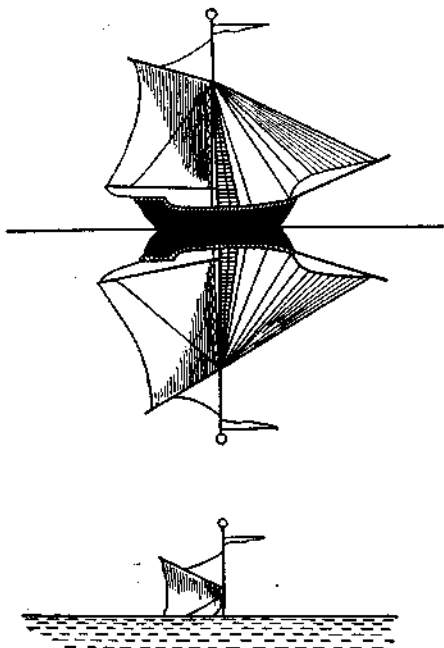


Рис. 223. Верхний мираж в полярных морях.

На рис. 224 приведены примеры траекторий радиолучей: а) в простом случае, когда M возрастает монотонно вверх (стандартное распространение); б) тогда, когда в приземном слое M убывает вверх, например, при уменьшающейся вверх влажности или возрастающей температуре (см. формулу (159.3)); в) в случае, когда слой с уменьшением влажности или повышением температуры вверх находится на некоторой высоте, а не у земли.

В соответствии со сказанным о кривизне лучей в слоях, где $\frac{\partial M}{\partial z} > 0$ (например, рис. 224 а или нижняя часть рис. 224 в траек-

тории выпуклы вниз, а там, где $\frac{\partial M}{\partial z} < 0$, они выпуклы вверх и

кривизна их тем больше, чем больше эта производная по величине. Можно проследить, как меняется кривизна вдоль луча и как возникают при этом *волноводы* — приземный в случае б) и приподнятый в случае в). По ним луч может распространяться весьма далеко за пределы геометрического или оптического горизонта. В случае б) луч несколько раз отражается от поверхности земли, а в случае в) такого отражения не происходит.

Подобные волноводы объясняют, почему телевизионные передачи, обычно видимые лишь в пределах оптического горизонта телевизионной башни, можно принимать иногда на расстоянии многих тысяч километров, например из Англии в СССР и т. д. Совершенно так же может возрастать при сильных инверсиях дальность наблюдения самолетов или шаров-зондов радиолокатором. Это явление иногда называют суперрефракцией, оно тождественно, как легко видеть, верхнему миражу в оптическом диапазоне волн.

Существует также явление боковой рефракции, когда, например, вблизи нагретых Солнцем горных склонов или стен зданий луч света искривляется в горизонтальной плоскости. Его кривизна при этом определяется формулой, аналогичной (159.7),

$$K = \frac{dn}{dx} \frac{\sin i}{n},$$

где dn/dx — горизонтальный градиент n , зависящий главным образом от градиента температуры, а i — угол луча с направлением градиента.

Б. Н. Рабинович показал, что общий градиент температуры между полюсом и экватором, хотя и мал, но ведет к заметному искажению геодезических ходов — рядов треугольников, разбиваемых и измеряемых на земной поверхности для определения размеров и формы земного шара. Вблизи стен зданий днем

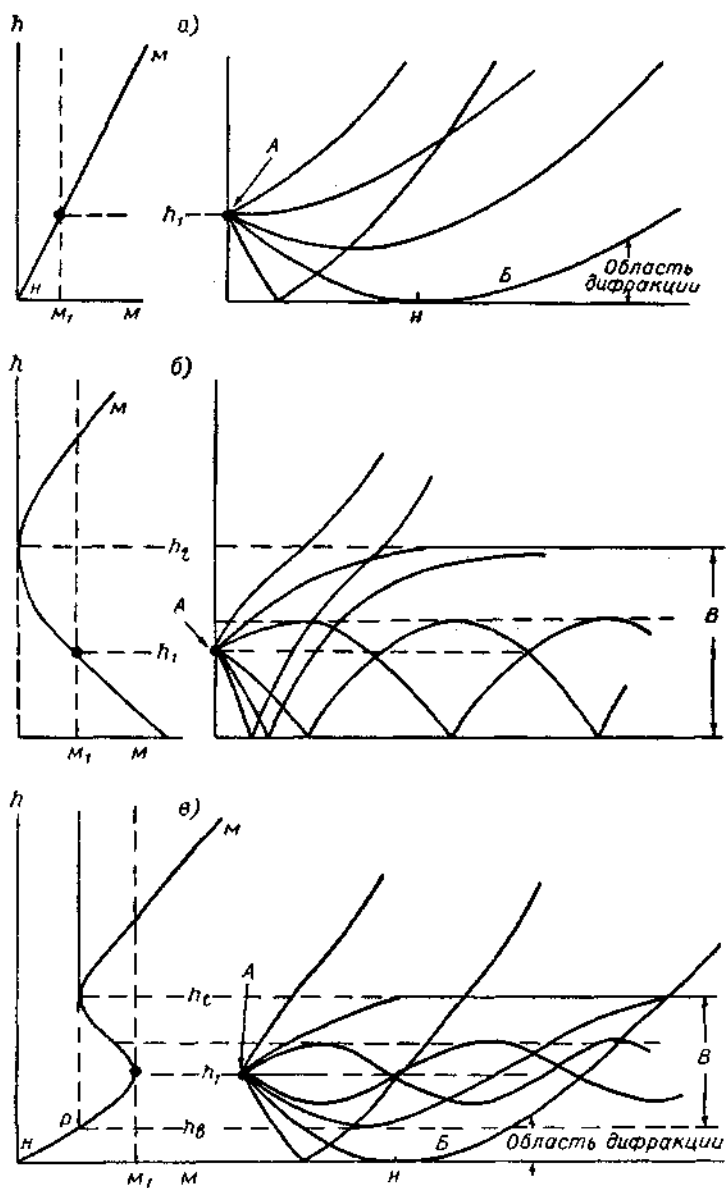


Рис. 224. Распространение ультракоротких радиоволн.
 а — однородная стратификация приведенного показателя преломления M , б — приземный волновод высотой h_2 , в — приподнятый волновод между уровнями h_2 и h_1 . А — источник, Б — касательный луч, В — волновод.

А. С. Зюзин наблюдал боковую рефракцию до 20". Удавалось наблюдать и боковой мираж, подобный пустынному¹.

Поскольку в атмосфере происходят турбулентные пульсации температуры и плотности, а следовательно, и показателя преломления, изображения далеких предметов кажутся иногда колеблющимися. Особенно ясно эти пульсации заметны ночью по создаваемому ими мерцанию звезд. Существует дрожание положения звезд, зависящее, по-видимому, от пульсаций нижней атмосферы, средняя квадратичная величина которого σ увеличивается с зенитным расстоянием

$$\sigma^2 = A^2 \sec \zeta$$

(где постоянная A порядка $0,35 \div 0,45''$), и мерцание звезд — колебания яркости звезды и нередко изменения ее цвета, зависящие, вероятно, от турбулентности в слое под тропопаузой, так как они усиливаются при усилении ветра на этом уровне. Поэтому мерцание звезд может служить признаком надвигающейся смены погоды. Представляет интерес теоретически полученный вывод, что мерцание может вызываться лишь турбулентными вихрями очень небольшого размера (менее метра).

§ 160. Основы теории рассеяния света в атмосфере

Когда световая волна встречает на пути частицу вещества, диэлектрическая постоянная которого ϵ_1 отличается от диэлектрической постоянной окружающей среды ϵ_0 , то частица сама становится источником колебаний (осциллятором) — вторичных колебаний той же самой круговой частоты ω , как и первичная, набегающая волна. Распространяясь во все стороны, эти колебания и создают явление *рассеянного* света. В атмосфере рассеивающими центрами могут быть молекулы газов и частицы аэрозоля.

В том случае, если размеры частицы малы², по сравнению с длиной волны падающего света $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, и фаза последней

одинакова во всех точках частицы, то последняя колеблется как диполь с частотой ω . Поместим частицу в начало координат (рис. 225 а) и предположим, что ее электрический момент равен $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \cos \omega t$. Возьмем сферическую систему координат (R, θ, φ) , где R — расстояние от центра, θ — угол выбранного направления

¹ Подробное описание примеров миражей, так же как и разнообразных других атмосферно-оптических явлений, читатель найдет в книге М. Миннарта «Свет и цвет в природе». Физматгиз, 1958.

² Оценки показывают, что при $r < 0,04 \lambda$ рассчитанные величины имеют точность до 2–30%.

$\mathbf{R}$ с осью диполя, а ψ — азимутальный угол плоскости $(\mathbf{p}, \mathbf{R})$ с некоторой начальной плоскостью.

Электрические силовые линии диполя (рис. 225 б) расположены в меридиональных плоскостях, проходящих через его ось, а магнитные — вдоль параллелей.

Рассмотрим колебания, распространяющиеся от частицы вдоль $\mathbf{R}$. В электромагнитной волне, как следует из рис. 225 а,

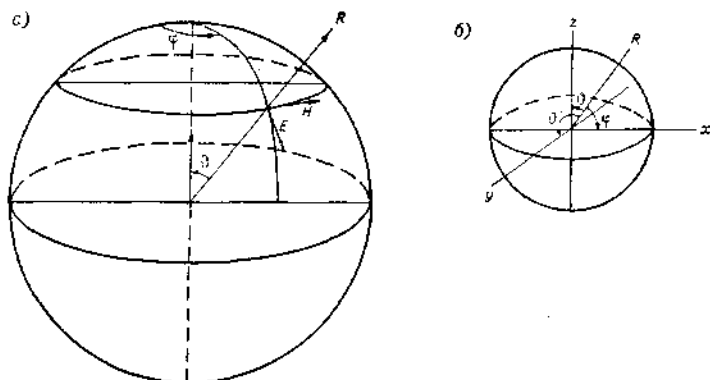


Рис. 225. Электрические и магнитные колебания, возбуждаемые диполем, помещенным вертикально в начале координат (а), и расположение осей x , y и z (б).

электрический вектор $\mathbf{E}$ направлен вдоль меридиана, а магнитный $\mathbf{H}$ — нормально к нему и к $\mathbf{R}$. Из теории электромагнетизма известно, что величина (модуль) этих векторов, полагая $|\mathbf{p}_0| = p_0$, будет равна

$$E_\theta = H_\phi = \frac{\omega^2 \sin \theta}{c^2 R} p_0 \cos \omega \left(t - \frac{R}{c} \right) \quad (160.1)$$

(прочие слагающие $E_\phi = E_R = H_\theta = H_R = 0$, заметим, что $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ и $\mathbf{R}$ образуют правовинтовую систему).

Поток энергии, в нашем случае световой энергии, распространяющейся вдоль $\mathbf{R}$, вычислится как вектор Пойнтинга—Умова

$$S = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}\mathbf{H}| = \frac{c}{4\pi} E_\theta H_\phi = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega^4 \sin^2 \theta}{c^2 R^2} p_0^2 \cos^2 \omega \left(t - \frac{R}{c} \right), \quad (160.2)$$

и поскольку среднее по времени значение $\cos^2 \omega \left(t - \frac{R}{c} \right) = \frac{1}{2}$,

а $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, средний поток равен

$$\bar{S} = \frac{2\pi^2 c}{R^2 \lambda^4} \sin^2 \theta p_0^2. \quad (160.3)$$

В направлении P_0 , параллельном вектору E_0 колебаний падающего света — поток $\bar{S}=0$ и свет не распространяется, а в направлениях, перпендикулярных к нему, при $\sin^2 \vartheta=1$ вперед, назад и «вбок» — рассеяние наибольшее.

Если вдоль оси x (рис. 225 б) распространяется обычный неполяризованный свет, то колебание E_0 можно рассматривать как полусумму двух равных по величине и направленных соответственно вдоль осей z и y векторов E_{0z} и E_{0y} . Поток рассеянного по некоторому направлению R света S будет состоять из двух частей $\bar{S}_z$ (значение которой определяется (160.3)) и $\bar{S}_y$, поляризованных по осям z и y , и будет пропорционален

$$\frac{\sin^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta'}{2} = \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2}, \quad (160.4)$$

откуда

$$S = \frac{\pi^3 c}{R^2 \lambda^4} (1 + \cos^2 \varphi) p_0^2, \quad (160.4')$$

где ϑ' — угол R с осью y , а φ — угол рассеяния — угол R с осью x — направлением падающего света. По оси x вперед ($\varphi=0$) и назад ($\varphi=\pi$) рассеянный свет будет вдвое сильнее, чем перпендикулярно к ней. Вдоль оси y свет будет поляризован по оси z , поскольку в этом направлении составляющая E_{0y} падающей волны дает $\bar{S}_y=0$ (и наоборот). Под углом $\pi/2$ к оси x свет, таким образом, полностью поляризован.

Диаграмма, характеризующая величину S в зависимости от направления рассеяния φ , называется *индикатрисой рассеяния*. При молекулярном рассеянии это (в плоскости xu или xz) кривая $R=1+\cos^2 \varphi$ (см. рис. 227 А).

Чтобы оценить p_0 , заметим, что момент, создаваемый полем E_0 в частице объемом V , равен

$$p_0 = V \frac{n_1^2 - 1}{4\pi} E_0 = V \frac{\epsilon_1 - 1}{4\pi} E_0 = V \frac{\Delta \epsilon}{4\pi} E_0, \quad (160.5)$$

где показатель преломления частицы $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, и, следовательно, $n_1^2 - 1 = \epsilon_1 - 1$, и где мы полагаем диэлектрическую постоянную ϵ_0 окружающего пространства равной единице.

Если речь идет о молекулах воздуха, имеющих каждая объем V , то, очевидно, вызываемое наличием N молекул в 1 см^3 воздуха изменение его ϵ равно

$$NV \Delta \epsilon = \epsilon - 1 = n^2 - 1, \quad (160.5')$$

где n — показатель преломления воздуха. Поскольку величина n близка к единице, то $n + 1 \approx 2$ и

$$NV \Delta \epsilon = 2(n - 1),$$

обозначая $|\mathbf{E}_0| = E_0$, получаем

$$p_0 = \frac{2(n-1)}{4\pi N} E_0.$$

С учетом (160.5) формула (160.4') перепишется так:

$$\begin{aligned} S &= \frac{\pi^3 c}{R^2 \lambda^4} V^2 \frac{\Delta \epsilon^2}{16\pi^2} (1 + \cos^2 \varphi) E_0^2 = \\ &= \frac{\pi c}{R^2 \lambda^4} \frac{(n^2 - 1)^2}{16N^2} (1 + \cos^2 \varphi) E_0^2. \end{aligned} \quad (160.6)$$

Это значит, что поток световой энергии, испускаемый частицей в направлении R пропорционален квадрату ее объема, квадрату $\Delta \epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_0$, и обратно пропорционален четвертой степени длины волны. Это основной закон рассеяния света, найденный Рэлеем.

Полагая, что в 1 см^3 имеется N частиц с моментом p_0 , найдем поток, создаваемый всеми ими вместе:

$$S' = \frac{\pi c}{R^2 \lambda^4} \frac{(n^2 - 1)^2}{16N} (1 + \cos^2 \varphi) E_0^2. \quad (160.6')$$

Количество света, рассеянного в пределах единичного телесного угла, равно

$$J = R^2 S' = \frac{\pi c}{16N \lambda^4} (n^2 - 1)^2 (1 + \cos^2 \varphi) E_0^2.$$

В падающем свете, если он неполяризован, среднее значение потока энергии, аналогично (160.2), равно

$$\bar{S}_0 = \frac{c}{8\pi} E_0^2.$$

Отношение рассеянного в пределах единичного телесного угла энергии к падающей энергии можно назвать *коэффициентом объемного направленного рассеяния*

$$\begin{aligned} \alpha_\varphi(\lambda) &= \frac{J}{\bar{S}_0} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N \lambda^4} (1 + \cos^2 \varphi) = \\ &= \alpha_\varphi^0 (1 + \cos^2 \varphi). \end{aligned} \quad (160.7)$$

Общий поток энергии рассеянного света, отнесенный к $\bar{S}_0$, можно вычислить, проинтегрировав (160.7) по сфере единичного радиуса, элемент поверхности которой равен $\sin \varphi d\varphi d\psi$,

$$\sigma(\lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N \lambda^4} (1 + \cos^2 \varphi) \sin \varphi d\varphi d\psi, \quad (160.7')$$

где ψ — азимутальный угол относительно оси ox , меняющийся на сфере от 0 до 2π . Полагая $(n^2 - 1) = 2(n - 1)$, имеем

$$\sigma(\lambda) = \frac{32\pi^3 (n - 1)^2}{3N\lambda^4} = \frac{16\pi}{3} \alpha_{\psi}^0.$$

Величину $\sigma(\lambda)$ можно назвать коэффициентом объемного общего или всестороннего рассеяния или же поперечным сечением рассеяния единицы объема воздуха.

Заметим здесь, что, строго говоря, формула (160.1) и выведенные из нее выражения годны лишь при большом R , при магнитной проницаемости $\mu = 1$ и при малом $\Delta\varepsilon$, хотя, например, для воды и льда, для которых в оптическом диапазоне длин волн $\varepsilon_1 \approx 1,7$, это условие не выполняется. Кроме того, мы предположили, что ε_1 действительная величина, т. е. частица — непроводящая. К этому ограничению мы вернемся ниже.

Важнейший пример молекулярного рассеяния дает нам безоблачная атмосфера. Поскольку для голубых лучей ($\lambda = 4000 \text{ \AA}$) $\bar{S}$, согласно (160.3) в 9,4 раза больше, чем, например, для красных ($\lambda = 7000 \text{ \AA}$), свет, посылаемый нам небом, голубой и содержит мало красных и оранжевых лучей. Фиолетовые же лучи в солнечном спектре слабы, глаз к ним мало чувствителен, и они мало влияют на цвет неба. При совершенно чистом воздухе цвет неба — особенно ярко синий вплоть до горизонта, синими являются в солнечный день и тени на снегу, освещенные рассеянным светом неба. На фоне далеких черных гор освещенный солнцем воздух кажется также голубоватым. «Светлота поверх темноты становится синей, тем более прекрасной, чем более превосходным будет светлое и темное», — писал еще в XV в. в своей «Книге о живописи» Леонардо да Винчи.

Возвращаясь к поляризации света, вспомним, что, согласно сказанному выше о формуле (160.4'), наибольшая поляризация света неба должна наблюдаться в полосе, проходящей на расстоянии 90° от Солнца. Она доходит, как это наблюдалось, например, в Ташкенте, при малых высотах Солнца до 75%. Плоскость поляризации (плоскость, перпендикулярная вектору электрической поляризации) теоретически должна проходить через Солнце, через наблюдаемую точку неба и глаз наблюдателя. Отклонения действительной плоскости поляризации от теоретической — невелики, кроме областей неба вблизи Солнца, около противосолярной точки и вблизи горизонта.

Тот факт, что поляризация света неба нигде не достигает 100% (как того требует теория Рэлея), что небо может иметь разнообразные оттенки, от желтовато-белого до грязного серовато-синего (особенно вблизи горизонта) доказывает, что в явлении рассеяния, кроме молекул, принимают участие весьма разнообразные по свойствам, размерам и концентрации частицы

аэрозоля. Поскольку в выражение для S (160.6) входит квадрат объема частицы, можно предвидеть, что частица, состоящая из 10^6 молекул, будет рассеивать в 10^6 раз больше света, чем 10^6

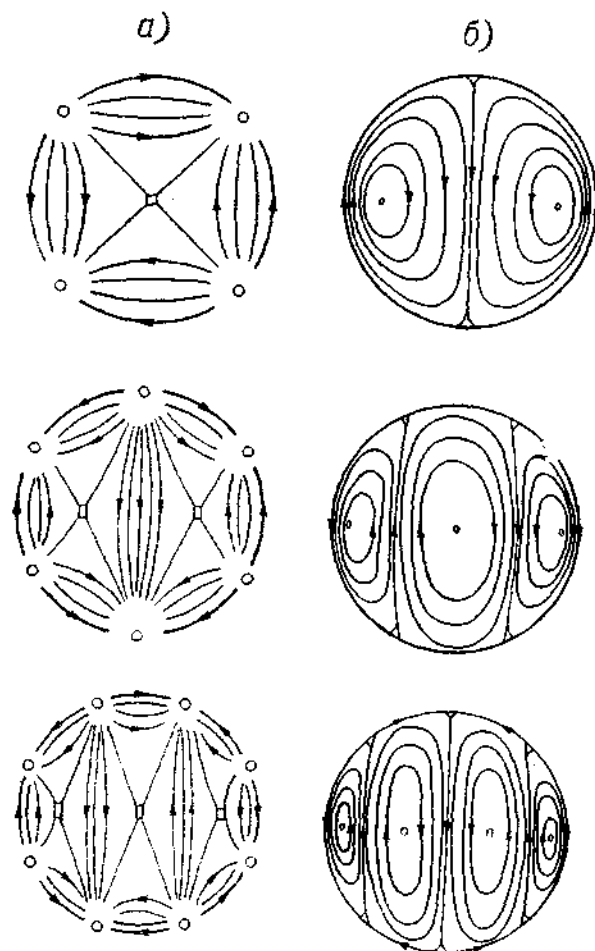


Рис. 226. Электрические (а) и магнитные (б) силовые линии в шарообразных частицах при различных колебаниях (второго, третьего и т. д. родов).
По В. В. Шулейкину.

молекул, взятых отдельно. Характер явления, однако, при этом существенно усложняется.

Если электромагнитная волна падает на большую, сравнимую по размерам с λ частицу, в разных точках которой фаза неодинакова, то, кроме дипольных колебаний, в частице возникают еще квадрупольные и т. д. колебания с той же частотой (рис. 226).

Рассеянная волна при этом состоит из ряда накладывающихся друг на друга колебаний, амплитуда которых убывает с увеличением их номера, но убывает тем медленнее, чем больше частица. Расчет этих амплитуд был сделан впервые Г. Ми, а для диэлектрических частиц, какими являются, например, капельки облаков — В. В. Шулейкиным, Х. Дж. Хаутоном и др. Они показали, что и индикатрисы рассеяния и общее количество рассеянного света при этом существенно зависят от отношения $\rho =$

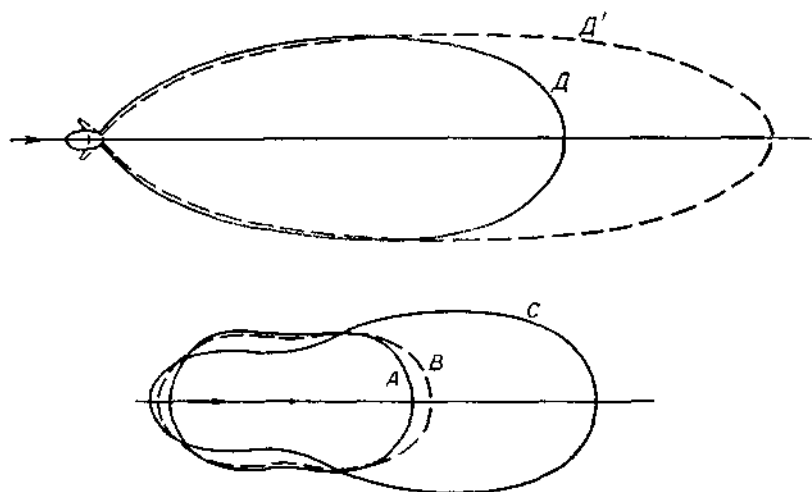


Рис. 227. Индикатрисы рассеяния света. По О. Д. Бартеневой.

А — теоретическая для молекулярного рассеяния; *В* — наблюдаемая в весьма чистой атмосфере; *С* — наблюдаемая в замутненной атмосфере при $k=1,6 \div 2,5$; *Д* и *Д'* — индикатрисы для $k=3,6 \div 5,5$ без радуги и $k=5,6 \div 7,4$ с радугой, образующейся в прозрачных диэлектрических частицах.

$=2\pi r/\lambda$. Именно с ростом ρ индикатриса вытягивается все более по направлению падающего луча (см. рис. 227), т. е. основное рассеяние происходит под все меньшими углами к направлению падающего луча. Отношение k количества света, рассеянного вперед и назад, при этом становится все больше. Крупные частицы должны создавать яркий ореол около Солнца (или Луны), типичный для замутненного неба. Как показала Е. В. Пясковская-Фесенкова, по ореолу можно достаточно точно определять общую прозрачность атмосферы. Рассеянный большими частицами свет гораздо менее поляризован, чем при молекулярном рассеянии: неполная поляризация света неба объясняется именно так. При больших частицах на индикатрисе появляются иногда зубцы—выступы, т. е. возникают более яркие пучки света, рассеиваемые под определенными углами. Их эмпирически обнаружила в замутненном воздухе О. Д. Бартенева (рис. 227 *Д'*). Они соот-

ветствуют тем лучам, которые в крупных каплях воды формируют радуги под углами рассеяния 137° , 230° и т. д.

Весьма важно рассчитать общее количество света J^* , рассеянного крупной частицей с сечением πr^2 ,

$$J^* = F(\rho) \pi r^2,$$

причем

$$\sigma(\lambda) = NF(\rho) \pi r^2, \quad (160.8)$$

здесь N — общее число частиц в 1 см^3 .

На основании этого В. В. Шулейкин, Р. Пенндорф и др., получили график функции $F(\rho)$, изображенный на рис. 228. Как ука-

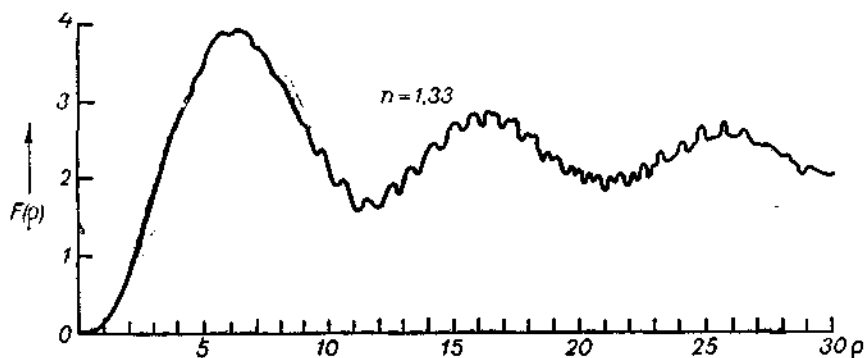


Рис. 228. Функция $F(\rho)$, по Р. Пенндорфу и Б. Гольбергу.

зал Л. М. Левин, приближенно можно выразить функцию $F(\rho)$ так:

$$F(\rho) = F_1(\rho) = e^{-0,08\rho} \left[1,313 + 2,012 \sin \left(\frac{\pi\rho}{4,9} - \frac{5\pi}{6} \right) \right] \quad \text{при } \rho > \pi,$$

$$F(\rho) = F_1(\rho) - 2,307 + 1,108\rho - 0,2295\rho^2 + 0,0346\rho^3 \quad \text{при } \rho \leq \pi.$$

Примерно при $\rho=6,1$ $F(\rho)$ достигает максимума, т. е. происходит резонанс при $r \approx \lambda$. При $\rho=6,1 \div 11,2$ рассеяние света частицей данного радиуса r увеличивается с ростом λ , и рассеянный свет должен становиться желтоватым или красноватым, а видимые сквозь такой туман светила — голубыми. Так было на Севере Европы 26—28 сентября 1951 г., куда после сильных лесных пожаров в Канаде распространилось облако с мелкими частицами копоти. Солнце и Луна при этом казались голубыми. При очень больших ρ колебания $F(\rho)$ становятся малыми, и рассеяние уже мало зависит от длины волны. Белый свет, рассеиваясь, остается белым. Так ведут себя частицы большинства облаков и туманов.

Следует иметь в виду, что для проводящих частиц и индикаторы и значения $F(\rho)$ иные, чем для диэлектрических частиц. Вероятно, серые, желтоватые и синеватые оттенки дымки и сухой мглы, например в Средней Азии, связаны с различным происхождением пыли — лёссовой или солончаковой (раствор соли, как известно, хороший проводник, а сухие горные породы — диэлектрики).

Расчеты рассеяния такими частицами, однако, еще почти не делались, и соответствующие опыты не проведены.

Рассеянный небом либо облаками свет создает определенную освещенность и в ясную, и в пасмурную погоду, даже, когда Солнце закрыто облаками. Так, в Павловске, под Ленинградом, наблюдалась средняя освещенность рассеянным светом в $5 \cdot 10^3$ лк при угловой высоте Солнца $h_{\odot} = 10^{\circ}$ и $16,3 \cdot 10^3$ лк при $h_{\odot} = 50^{\circ}$ и более. Облака могут увеличивать эту освещенность до 30×10^3 лк. Такую же роль играет снеговой покров — отраженный им свет может быть снова рассеян вниз облаками.

Заметим, что свет, рассеянный одной частицей атмосферы, может быть затем рассеян другими частицами (т. е. может происходить *многократное рассеяние*). Этот процесс рассматривается в теории переноса радиации, элементы которой мы затронем в гл. X.

После захода Солнца (или до его восхода) рассеянный атмосферой свет создает *сумерки*, все более темные по мере погружения Солнца под горизонт. Пока депрессия (глубина погружения) Солнца δ не превышает 6° , имеют место так называемые *гражданские* сумерки, когда еще можно читать без лампы; затем наступают *астрономические* сумерки, оканчивающиеся при $\delta = 18^{\circ}$, когда становятся видимыми самые слабые звезды. На широте 50° астрономические сумерки зимой продолжаются 2 часа, летом они несколько короче. У экватора они самые короткие, около 1 час. 10 мин.

Предположим (рис. 229), что наблюдатель стоит в точке O на неосвещенной части земной поверхности, на угловом расстоянии δ от точки H_{00} , где солнечный луч SS' касается земли (угол δ — депрессия Солнца). Этот касательный луч пересекает вертикаль oh на высоте H_0 , и выше его атмосфера освещена солнечными лучами. Плотность потока радиации I (можно предположить ее монохроматической), до вступления в атмосферу равная I_0 , на пути до точки H_{00} уменьшилась до $I_0 e^{-\tau m_0}$, где τ — оптическая толщина атмосферы и m_0 (90°) ≈ 35 (см. § 44). На дальнейшем пути до H_0 произошло еще ослабление хотя и меньшее, чем до H_{00} , поскольку в нем не участвует атмосфера выше H_0 . Оно описывается множителем

$$e^{-\tau \left(m_0 - m_0 \frac{p_0}{p_{00}} \right)},$$

где m_δ — значение, которое имела бы m у поверхности земли при высоте Солнца над горизонтом, равной δ , а множитель p_0/p_{00} учитывает отношение массы атмосферы, находящейся над H_0 и над H_{00} . Соответственно плотность потока радиации или освещенность на высоте H_0 равна

$$J = J_0 e^{-2\tau m_\delta - \tau m_\delta \frac{p_0}{p_{00}}}.$$

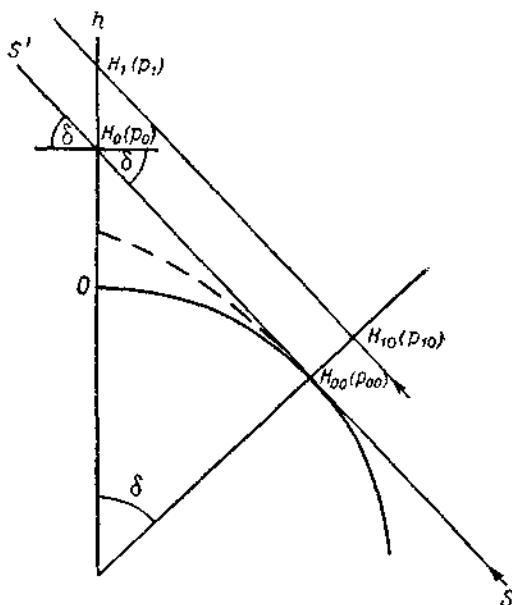


Рис. 229. Схема явлений сумерек.

Соответственно, если мы рассмотрим луч, проходящий на некоторой высоте H_{10} над H_0 , то освещенность по пути до H_1 — до вертикали точки O — уменьшится до

$$J = J_0 e^{-2\tau m_0 \frac{p_{10}}{p_{00}}} e^{\tau m_\delta \frac{p_{10}}{p_{00}}}.$$

где p_{10} и p_1 — давление в точках H_{10} и H_1 .

Таким образом, на вертикали OH_0H_1 освещенность будет возрастать кверху при $p_1 \rightarrow 0$, приближаясь к J_0 . Профили ее, рассчитанные Гуди и Фольцем при $\delta = 4^\circ$, представлены на рис. 230.

Заметим здесь, что благодаря рефракции лучи Солнца будут значительно искривлены, и касательный в H_{00} луч пересечет вертикаль ниже H_0 в точке H'_0 . Прошедшие выше его лучи искри-

вятся меньше, чем он, из-за меньшей пройденной ими массы атмосферы, т. е. возникнет некоторое расхождение лучей, дополнительно несколько ослабляющее I на вертикали OH_0N_1 . Эти два эффекта рефракции были учтены при расчете кривых на рис. 230.

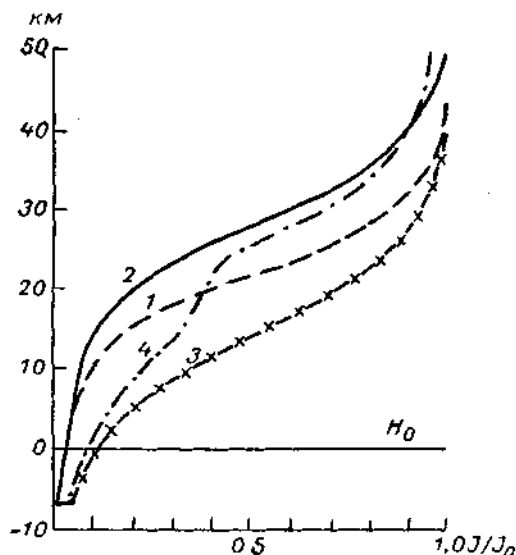


Рис. 230. Профили относительной освещенности J/J_0 в функции от высоты над уровнем H_0 непреломленного касательного луча, при $\delta=4^\circ$ и при малой запыленности атмосферы S_1 для $\lambda=5160\text{Å}$ (1) и $\lambda=6590\text{Å}$ (3), а также при малой запыленности и наличии озона для $\lambda=5160\text{Å}$ (2) и $\lambda=6590\text{Å}$ (4). По Фольцу и Гуди.

С другой стороны, плотность воздуха, а следовательно, и коэффициент объемного рассеяния атмосферы σ убывает вверх по некоторому показательному закону, который в случае чисто молекулярной изотермической атмосферы дает в соответствии с (3.3)

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\mu z}.$$

Произведение σJ характеризует меру рассеянного в данном слое света, иными словами, вклад единичного слоя на высоте H в сумеречный свет, идущий от зенита к наблюдателю O . На рис. 231 представлен графически этот вклад различных высот для волн $\lambda=3700\text{Å}$ и $\lambda=5000\text{Å}$. Поскольку σ вверх убывает до нуля, а вниз J убывает на много порядков, то на некоторой вы-

соте H σI достигает максимума. Максимум σI для крайнего красного луча находится примерно на высоте 10 км и для фиолетового — на 30 км над H_0 (нижней границей области, освещенной непреломленным лучом). Максимум этот, очевидно, поднимается вместе с H_0 по мере того, как Солнце опускается ниже под горизонт. Выше его атмосфера дает малый вклад в сумеречный свет из-за меньшей плотности воздуха, а ниже — вклад ее мал, поскольку она освещена тут очень ослабленными лучами Солнца или не освещена вовсе. Поэтому говорят о «сумеречном луче» — том луче Солнца, который проходит на некоторой высоте h_m на H_0 и создает значительную долю сумеречной освещенности. По расчетам, $h_m \approx 20$ км и мало меняется в течение сумерек.

Заметим, что значения σ в атмосфере повышены и сумерки светлее, благодаря наличию в ней до самых больших высот (более 100 км) пыли, особенно в слое на высоте около 20 км (см. § 89). В желтой области спектра, около 6000 Å (полоса Шапюи), озон существенно ослабляет (в отношении 0,58 при $\delta = 0^\circ$ и 0,34 при $\delta = 4^\circ$) яркость сумерек, придавая им синеватую окраску.

Облака над точкой захода H_0 , особенно мощные фронтальные Ns — As , могут существенно исказить правильный ход сумеречных явлений. Они могут изменить и цвет сумерек, поскольку в нижней части освещенного слоя над H_1 падающий свет имеет красноватую окраску, и эти красные лучи исключаются при появлении облаков низко над H_0 . По различиям в цвете и яркости сумеречного неба на небольшой угловой высоте вдоль западной части горизонта А. Д. Заморский уже давно предложил определять наличие и размеры облачных систем, приближающихся с запада.

Опыт показывает, что утренние сумерки во всем подобны вечерним. В то же время зимой при одинаковом δ сумерки светлее, чем летом. Было доказано что это связано с повышенной запыленностью атмосферы зимой до высот по крайней мере 55 км.

После захода Солнца можно наблюдать яркие, но очень изменчивые цвета зари. Явление зари включает цветную (красноватую внизу, желтую вверх) полосу вдоль горизонта и беловатое светлое сияние над нею (над зашедшим Солнцем). При погружении Солнца ($\delta = 2 \div 6^\circ$) в светлом сиянии появляется

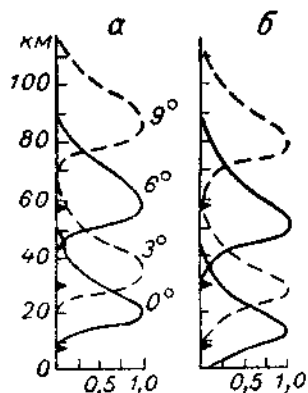


Рис. 231. Относительные вклады слоев чистой атмосферы в сумеречную освещенность при δ , равном 0, 3, 6 и 9° . Значками $\blacktriangle$ отмечены соответствующие этим величинам δ высоты H_0 .

а) $\lambda = 3700 \text{ Å}$, б) $\lambda = 5000 \text{ Å}$.

овальное пятно пурпурного света на высоте $15-25^\circ$ над горизонтом, иногда становящееся очень ярким и придающим пейзажу своеобразный розовый оттенок. Особенно красивы в это время снежные горы, которые бывают освещены пурпурным светом, примерно до конца гражданских сумерек (рис. 232).

На противоположной стороне неба, на которой медленно вверх поднимается серовато-синий сегмент тени Земли, брошенной на атмосферу (тень видна ниже линии $ОД$), над ней видно оранжевое или зеленоватое светлое пятно *противосумерек*. Утром эти явления происходят в обратном порядке.

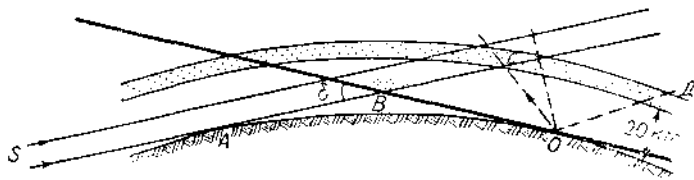


Рис. 232. Схема явлений зари.

Цвета горизонтальной полосы легко объяснить тем (рис. 232), что аэрозоль в самой нижней атмосфере над B освещен косыми лучами Солнца, тем более «покрасневшими», чем более близкий к Земле путь они проделали до этого. Выше светлое сияние тоже создано аэрозольным рассеянием, на этот раз уже белого света, но оно не распространяется так далеко вправо и влево, поскольку в аэрозоле рассеяние быстро убывает с ростом угла φ — удаления от Солнца. Пурпурный свет, предположительно, можно объяснить рассеянием в слое аэрозоля (около C на рис. 232), находящемся на высоте 20 км. Пятно этого света видно, вероятно, в том месте, где этот аэрозоль освещается самым нижним, красным лучом Солнца.

Количественной теории цветов зари, учитывающей молекулярное и аэрозольное рассеяние, пока еще нет.

§ 161. Дальность видимости

Проблема дальности видимости местных предметов, строений, дорог, сигналов, маяков, огней и пр., имеет большое практическое значение и составляет одно из важных приложений атмосферной оптики — теории рассеяния света. Особенно острую необходимость изучать условия хорошей и плохой видимости испытывает транспорт — воздушный, морской и наземный. Подробные данные наблюдений за дальностью видимости включаются поэтому в ежедневные телеграммы всех метеорологических станций.

Дальность дневной и ночной видимости обуславливаются разными физическими факторами и должны быть рассмотрены отдельно.

Днем мы рассматриваем удаленные предметы на некотором фоне — чаще всего светлом фоне неба. Наблюдаемый предмет, например дом, большое дерево и пр., создает некоторый яркостный контраст с фоном, тем более сильный, чем темнее сам предмет. При этом можно назвать контрастом (фотометрическим контрастом) величину

$$C = \frac{B_n - B_{\text{ц}}}{B_{\text{ц}}}, \quad (161.1)$$

где B_n — яркость, или плотность светового потока, создаваемого фоном (яркость неба), $B_{\text{ц}}$ — яркость предмета, или цели. Опыт показывает, что глаз может обнаруживать предмет, если C до-

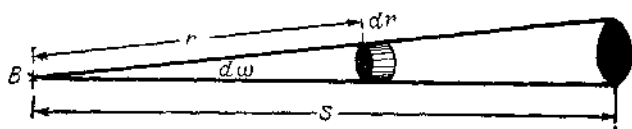


Рис. 233. К расчету дальности видимости.

стигает или превосходит некоторую величину ϵ_0 , называемую порогом контрастной чувствительностью или просто порогом¹. По В. А. Гаврилову, $\epsilon_0 = 2 \div 5\%$. Порог этот довольно постоянен и мало зависит от индивидуальности наблюдателя, условий освещения и пр.

С современной точки зрения различение предмета на некотором фоне есть обнаружение сигнала на фоне сопутствующих ему шумов. При этом под шумами можно подразумевать как свет (фотоны), рассеянный расположенной перед предметом дымкой, так и колебания раздражения зрительного нерва, создающиеся непосредственно в глазу. Ввиду вероятностного характера процесса излучения и рассеяния фотонов видимость зависит от некоторых случайных процессов. Очевидно, если общая освещенность слаба, то пульсации числа создающих ее фотонов особенно заметны. В случае малых размеров предмета яркость дымки перед ним будет тоже довольно изменчива — шумы будут сильны. Поэтому для предметов с угловыми размерами менее $10'$ и при освещенности менее 10 лк порог начинает сильно возрастать.¹

Предположим, что мы наблюдаем на расстоянии S черный предмет (рис. 233) и что соответствующий телесный угол равен $d\omega$. Элемент конуса зрения на расстоянии r имеет при этом объем

¹ При постепенном ослаблении контраста, например, при удалении предмета, предмет исчезает для глаза при меньшем, чем ϵ_0 , контрасте ϵ_n . Обычно $\epsilon_n = 1,5 \div 1,8\%$.

$dV=r^2drd\omega$. Воздух в объеме dV освещен потоком радиации Солнца (а также рассеянным светом неба и отраженным от почвы светом) и является как бы источником света с яркостью

$$J\alpha_\lambda(1+\cos^2\varphi)dV. \quad (161.2)$$

Освещенность dB , создаваемая этим элементом для глаза на расстоянии r , можно получить, деля (161.2) на $r^2d\omega$ и учитывая ослабление света на пути, вызванное также рассеянием и определяемое величиной $e^{-\sigma_\lambda r}$, где, согласно (160.5), $\sigma_\lambda = \frac{16\pi}{3}\alpha_\lambda^0$.

Поэтому

$$dB = J\alpha_\lambda(1+\cos^2\varphi)e^{-\sigma_\lambda r}dr.$$

Интегрируя dB от 0 до S мы получим яркость B_d воздушной светлой дымки, находящейся между нами и объектом

$$B_\lambda = \int_0^S dB = \frac{J\alpha_\lambda}{\sigma_\lambda}(1+\cos^2\varphi)(1-e^{-\sigma_\lambda S}) \quad (161.3)$$

(так называемая световоздушная формула, выведенная впервые независимо Н. Н. Сытинской и Г. Кошмидером). Яркость неба у горизонта получится интегрированием dB до ∞

$$B_\infty = \int_0^\infty dB = \frac{J\alpha_\lambda}{\sigma_\lambda}(1+\cos^2\varphi). \quad (161.3')$$

Если предмет черный и сам по себе не создает яркости, то $B_\Pi = B_d$ и контраст его C_Π найдем, подставляя (161.3) и (161.3') в (161.1),

$$C_\Pi = e^{-\sigma_\lambda S}.$$

Соответственно дальность видимости (дальность обнаружения) при $C_\Pi = \epsilon_0$ будет равна

$$S_0 = \frac{1}{\sigma_\lambda} \ln \frac{1}{\epsilon_0}, \quad (161.4)$$

т. е. дальность видимости черного предмета есть функция одного только σ_λ . С учетом используемой В. А. Гавриловым величины $\epsilon_0 = 0,025$

$$S_0 = \frac{3,689}{\sigma_\lambda}. \quad (161.4')$$

Если предмет не черный, и сам создает некоторую яркость B_0 , а с учетом ослабления по пути, следовательно, яркость $B_0 e^{-\sigma_\lambda S}$, то контраст

$$C = \frac{B_n - B_d}{B_n} = \frac{B_n - B_0 e^{-\sigma_\lambda S} - B_d}{B_n} = e^{-\sigma_\lambda S} - \frac{B_0}{B_n} e^{-\sigma_\lambda S} \quad (161.4'')$$

может быть положительным или даже отрицательным, например, при очень светлых предметах. Он зависит как от расстояния S , так и от отношения B_0/B_n . Подставляя C в (161.4) можно найти S_0 для такого объекта.)

Так как σ_λ сильно зависит от длины волны λ , то дальность видимости в красных лучах гораздо больше, чем в голубых. Это используют фотографы для того, чтобы с помощью желтого светофильтра «снять» голубоватую атмосферную дымку и получить более четкие контуры удаленных гор и пр. на снимке. В тумане, состоящем из крупных капель (например, $r=5$ мкм), такой прием негоден, так как в нем все видимые лучи рассеиваются почти одинаково. Максимальная дальность видимости в совершенно чистой атмосфере достигает 300—350 км. Так, например, из Сухуми зимой иногда бывают видны Понтийские горы в Турции, на расстоянии более 250 км.

На метеорологических станциях наблюдается (и вносится в ежедневные синоптические телеграммы) дальность дневной видимости S_0 по градациям, указанным в табл. 94

Таблица 94
Градации видимости

Кодовое обозначение	90	91	92	93	94
S_0 км	<0,05	0,05—0,2	0,2—0,5	0,5—1,0	1—2
Кодовое обозначение	95	96	97	98	99
S_0 км	2—4	4—10	10—20	20—50	>50

В частности, кодовым цифрам 90—93 соответствует туман ($S_0 \leq 1$ км). В настоящее время собран обширный статистический материал о повторяемости этих градаций видимости в разных широтах, климатах и странах.

В природе величина S_0 и, что особенно важно, случаи ее резкого уменьшения, зависят от ряда факторов — аэрозолей искусственного и естественного происхождения, сухой и влажной

дымки и осадков. Большие города с предприятиями тяжелой и химической промышленности создают иногда обширные области пониженной S_0 . Так например, в Северной Италии (район Турина и Милана) дальность видимости $S_0 \leq 1$ км зимой имеет повторяемость до 20%. В Ростове-на-Дону такая видимость может сохраняться до 110 час. подряд. Естественные аэрозоли различного происхождения также уменьшают S_0 . Над сушей в приземном слое в хорошую погоду часто видна сухая дымка. С увеличением влажности примерно более 77% объем частиц атмосферных аэрозолей начинает быстро расти, уменьшая, согласно (160.6), S_0 . Как правило, при дефиците точки росы $T - \tau \leq 1^\circ$ дальность видимости S_0 меньше 1 км. В континентальном климате, по данным Е. Н. Довгялло, повторяемость пониженной видимости $S_0 \leq 10$ км зимой доходит до 70% (например, в Киеве или Алма-Ате) и резко падает летом вместе с понижением относительной влажности. Соответственно S_0 там наименьшая ночью и утром до восхода и увеличивается до максимума к 14—15 час. Правильность суточного хода, однако, нарушается при дождях и особенно при снегопадах. Летом в СССР случаи очень большой S_0 , более 50 км, редки, осенью (или даже зимой) они встречаются несколько чаще, что обычно связано с приходом арктического воздуха. В муссонных областях Дальнего Востока летом, где относительная влажность воздуха резко увеличивается в это время, пониженная видимость $S_0 \leq 10$ км наблюдается в 50% случаев и более, а зимой — всего в 10%.

Интересно, что под облаками St, если они ниже 150—200 м, как показали А. А. Рещикова и З. В. Тонкова, видимость тоже резко ухудшена, а под Sc и более высокими St этого эффекта нет. При слабом дожде, как показали наблюдения в Шотландии, $S_0 \approx 15$ км, при умеренном — $S_0 \approx 5$ км, а при сильном (так же, как и при мороси) она уменьшается до 1,5 км. В свободной атмосфере в сухих климатах слой сухой мглы, уменьшающей горизонтальную видимость до 10 км и менее, появляются под инверсиями и иногда под тропопаузой. Что касается тумана, то для оценки дальности видимости в нем также можно использовать формулу (161.4), в которую следует подставить для неоднородного тумана σ из выражения (160.8) (где N — общее число частиц в см^3)

$$S_0 = \frac{1}{F(\rho) N \pi r^2} \ln \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{4\rho_w}{3F(\rho)} \frac{r}{W} \ln \frac{1}{\epsilon_0}. \quad (161.5)$$

Здесь ρ_w — плотность воды и $W = \frac{4}{3} \pi \rho_w N r^3$ — водность тумана в г/см^3 .

Для неоднородного тумана, капли которого имеют различные размеры, $\sigma = \sum F(\rho) \pi n_i r_i^2$, или, предполагая, что распределение

числа капель $n(r)$ в зависимости от их радиуса r непрерывное, можно записать

$$\sigma(\lambda) = \pi \int_0^{\infty} F(r) n(r) r^2 dr = \pi N \bar{F}(\rho) r_{cp}^2, \quad (161.6)$$

где $\bar{F}(\rho)$ — некоторое осредненное значение функции $F(r)$, отчасти зависящее от распределения размеров капель.

Л. М. Левин, используя формулу гамма-распределения (см. § 92), нашел, что для видимой части спектра при $\lambda=4000 \text{ \AA}$ и $\lambda=7000 \text{ \AA}$ при среднем радиусе частиц $r_{cp}=5 \text{ мкм}$ $F(r)$ соответственно равно 2,01 и 2,04. Оно мало зависит от параметра β формулы (92.1').

Аналогичным образом, используя (92.1'), можно выразить S_0 через r_{cp} и водность W . При $\beta=2$ Левин дал выражение

$$S_0 = \frac{1,085}{\bar{F}(\rho)} \frac{r_{cp}}{W}.$$

Е. А. Полякова применила формулу (161.6) также и для расчета дальности видимости при дожде и получила в общем весьма удовлетворительное совпадение вычисленного по спектру капель и наблюдаемого значений S_0 .

Совершенно иные соотношения определяют *ночную дальность видимости* огней, маяков, световых сигналов всех видов и пр.

Источник света силой J_0 на расстоянии S создает на зрачке наблюдателя, согласно закону квадрата расстояния, освещенность $E = \frac{J_0}{S^2}$, если атмосфера совершенно прозрачна. С учетом ослабления света на пути S эта освещенность равна

$$E = \frac{J_0}{S^2} e^{-\sigma_{\lambda} S}. \quad (161.7)$$

Наблюдатель перестает видеть свет, когда E уменьшается до величины некоторого порога световой чувствительности глаза E_n . При этом величина E_n будет разная в случаях: 1) когда источник света удаляется и исчезает, 2) когда он появляется так, что наблюдатель знает направление, где должен его увидеть и 3) когда это направление заранее неизвестно. В первом случае E_n наименьшее, в последнем — наибольшее. E_n вообще довольно изменчиво и увеличивается, если огонь виден на светлом фоне, если время наблюдения мало, наблюдатель утомлен, ему мешают очки и пр. В авиации для расчета видимости белых аэродромных огней полагают $E_n=0,2 \cdot 10^{-6}$ лк, а для красных и зеленых огней E_n соответственно равно $0,45 \cdot 10^{-6}$ и $0,55 \cdot 10^{-6}$ лк.

Из (161.7) дальность видимости $S_{\text{н}}$ огня (ночная) определяется из трансцендентного уравнения

$$\frac{J_0}{S_{\text{н}}^2} e^{-\sigma_{\lambda} S_{\text{н}}} = E_{\text{п}}. \quad (161.8)$$

$S_{\text{н}}$ зависит как от $E_{\text{п}}/J_0$, так и от σ_{λ} и поэтому связана с величиной S_0 .

§ 162. Радуга

Радуга — цветная дуга с центром в противосолнечной точке, наблюдающаяся при дожде или на фоне дождевого облака. Внешний край главной (первой) радуги красный, за ним следуют оранжевый, желтый и другие «цвета радуги», из них обычно синий и голубой слабы, а фиолетовый хорошо виден. Кроме главной, бывает еще вторая радуга (над первой, с обратным распо-

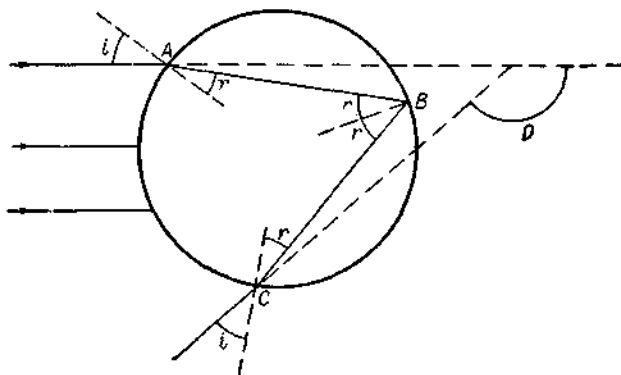


Рис. 234. Ход луча в капле воды.

ложением цветов), и сравнительно редко — третья и четвертая (в стороне Солнца), пятая и шестая (в противоположной стороне) и т. д. Их легче наблюдать около водопадов, фонтанов и пр.

Радуга физически объясняется преломлением света в сравнительно крупных каплях воды. Мы рассмотрим ниже как геометрическую картину преломления, так и явления дифракции, возникающие при этом.

Предположим, что параллельные лучи Солнца (рис. 234) падают на каплю, причем угол падения i будет неодинаков в разных точках поверхности капли, меняясь от 0 до 90° . Испытав преломление в точке A , луч может отразиться внутри капли в точке B и выйти, преломляясь еще раз, из капли в точке C . Так

возникает первая радуга, а если произойдет два, три и т. д. внутренних отражения, то образуются вторая, третья и т. д. радуги.

Рассмотрим луч ABC , испытавший однократное отражение и определим D — угол его отклонения (поворота). В точке A поворот равен $i - r$, в точке B он будет равен $\pi - 2r$, в точке C — снова $i - r$, а всего

$$D = 2(i - r) + \pi - 2r = \pi + 2i - 4r, \quad (162.1)$$

где i и r — углы падения и преломления, связанные с показателем преломления воды n соотношением:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \quad \text{или} \quad n \cos r \, dr = \cos i \, di, \quad (162.2)$$

где $n = 1,332$ для красных лучей и $n = 1,343$ для фиолетовых.

Найдем тот луч, для которого D наименьшее. Экстремум D_m находится из условия dD/di , т. е., согласно (162.1), $4dr = 2di$ и из (162.2) имеем

$$2 \cos i = n \cos r, \quad n^2 \left(1 - \frac{\sin^2 i}{n^2} \right) = 4(1 - \sin^2 i), \quad (162.3)$$

откуда

$$\sin i_m = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}}, \quad \sin r_m = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}}. \quad (162.3')$$

Вычислив i_m и r_m , можно определить соответствующее D_m по (162.1). Кроме того, $\frac{d^2 D}{di^2} = -4 \frac{d^2 r}{di^2}$ и с помощью (162.2) найдем

$$\frac{d^2 D}{di^2} = \frac{4 \sin i (n^2 - 1)}{n^2 \cos^3 r} > 0.$$

Положительному значению второй производной, как известно, соответствует минимум, т. е. найденное нами значение D_m соответствует наименее отклоненному лучу.

Условие $dD/di = 0$ имеет простой физический смысл. Оно означает, что лучи, падающие на каплю под различными углами i , концентрируются очень близко от D_m . Они собираются в очень тонкий пучок около D_m , как бы фокусируются около этого направления. Если капля расположена в таком месте, что луч D_m из нее попадет в наши глаза, то мы увидим каплю ярко сверкающей, если туда могли бы попасть лучи с $D < D_m$ (таких, очевидно, нет), то капля показалась бы темной; если $D > D_m$, она покажется светлой, но менее яркой, чем при D_m .

Наблюдая дождь — «завесу» из капель дождя, мы на ней увидим дугу капель, светящихся красным светом, параллельную

ей — дугу оранжевую и т. д., поскольку D_m будет несколько различаться для разных цветов. Для красного наименее отклоненного и наиболее яркого луча $D_m = 137^\circ 30'$, т. е. красная дуга с центром в противосолнечной точке имеет угловой радиус $180^\circ - 137^\circ 30' = 42^\circ 30'$. Для фиолетового луча $D_m = 139^\circ 20'$, фиолетовый круг радиусом $40^\circ 40'$ будет внутри красного, на $1^\circ 50'$ от него.

При двукратном отражении луча внутри капли

$$D = 2(i - r) + 2(\pi - 2r).$$

и аналогично ($162.3'$) найдем:

$$\sin i_{m2} = \sqrt{\frac{9-n^2}{8}}, \quad \sin r_{m2} = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{9-n^2}{8}}.$$

Для красных лучей в этом случае $D_m = 230^\circ 4'$, для фиолетовых $D_m = 233^\circ 32'$, так что вторая радуга шириной $3^\circ 28'$ должна иметь красный внутренний край и фиолетовый — внешний.

Эта теория, однако, не объясняет разновидностей радуги, которая может быть широкой или узкой, насыщенных цветов или беловатой, а также окаймленной с фиолетового края несколькими *вторичными радугами*, в которых хорошо различимы розовый и зеленый цвета и пр.

Предположение, что выходящая из капли волна — плоская, является лишь первым, геометрическим приближением в теории радуги. Рассмотрим второе, волновое приближение, обратив внимание на форму фронта волны. Если в точке C выходит наименее отклоненный луч, то тут фронт будет перпендикулярен к нему, а поскольку для лучей, вышедших с поверхности капли правее и левее точки $CD > D_m$, то с удалением от C вправо в сторону C' фронт изогнется так, что лучи с большими D будут ему перпендикулярны (см. рис. 235). Аналогично мы построим и участок фронта слева от C , в сторону C'' . Форма искривленного фронта будет подобна букве S . Поскольку в точке C $dD/di = 0$, кривизна фронта тут равна нулю, и, очевидно, если направить ось y вдоль наименее отклоненного луча, а ось x — перпендикулярно ему, то в этом втором приближении фронт может быть описан уравнением кубической параболы

$$y = -Bx^3, \quad (162.4)$$

в котором, как дает более подробный расчет, $B = \frac{1}{3}R^2$, где R — радиус капли. С осью x параболы соприкасается в начале координат. Если бы в каплю входил когерентный луч, то по теореме Жергонна, вдоль фронта волны фазы колебаний были бы одинаковы.

Рассмотрим колебания, которые создадут в удаленной точке M (где $x = \xi$, $y = \eta$ и угол $\theta = \arctg \frac{\xi}{\eta}$ — мал) волны, исходящие

из различных участков фронта S , определенного нами в (162.4). Элемент фронта ds , отстоящий от точки M на величину Δ , создает в точке M колебания с амплитудой, пропорциональной

$$\sin\left(\omega t - \frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right) ds.$$

Суммируя по всему фронту, полагая $ds=dx$ (поскольку основную энергию пошлют в точку M близкие к точке C участки

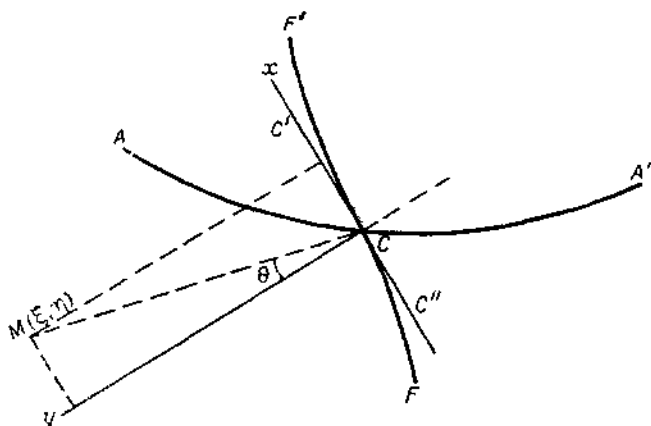


Рис. 235. Фронт волны FF' луча, вышедшего из капли вдоль $C\gamma$. AA' — поверхность капли.

фронта, где это приближение справедливо) находим, что в точке M амплитуда колебаний пропорциональна

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right) dx = \sin \omega t \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right) dx - \\ - \cos \omega t \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right) dx. \quad (162.5)$$

Но, учитывая (162.4)

$$\Delta^2 = (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 = \xi^2 + \eta^2 - 2\xi x + x^2 + \\ + \frac{2\eta x^3}{3R^2} + \dots = \eta^2 \left[1 + \left(\frac{\xi}{\eta}\right)^2 - \frac{2\xi x}{\eta^2} + \frac{x^2}{\eta^2} + \frac{2x^3}{3R^2\eta} + \dots \right],$$

и, поскольку ξ/η мало, то

$$\Delta = \eta + \frac{\xi^2}{2\eta} - \frac{\xi x}{\eta} + \frac{x^2}{2\eta} + \frac{x^3}{3R^2}.$$

Заменяя $x = x' - \frac{R^2}{2\eta}$; $dx = dx'$ и пренебрегая малой величиной ξ/η^2 , получаем, исключая x^2 ,

$$\Delta = \eta + \frac{\xi^2}{2\eta} - \frac{\xi}{\eta} x' + \frac{x'^3}{3R^2} = \Delta_0 + \frac{1}{3R^2} \left(x'^3 - 3R^2 \frac{\xi}{\eta} x' \right),$$

где $\Delta_0 = \eta + \frac{\xi^2}{2\eta}$.

Подставляя Δ в (162.5), мы видим, что второй интеграл там обращается в нуль, поскольку $\sin \left[2\pi \left\{ \Delta_0 + \frac{1}{3R^2} (x'^3 - 3R^2 \frac{\xi}{\eta} x') \right\} / \lambda \right]$ — нечетная функция. Остается вычислить первый интеграл, характеризующий амплитуду в точке M

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{2\pi \Delta}{\lambda} dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{2\pi}{3R^2 \lambda} \left[x'^3 - 3R^2 \frac{\xi}{\eta} x' \right] dx'. \quad (162.6)$$

Заменяя $\frac{2\pi x'^3}{3R^2 \lambda} = \frac{\pi}{2} \omega^3$, т. е. $x' = \omega \sqrt[3]{\frac{3R^2 \lambda}{4}}$, и полагая $m = \frac{4}{\lambda} \frac{\xi}{\eta} \sqrt[3]{\frac{3R^2 \lambda}{4}}$, имеем

$$A = \sqrt[3]{\frac{3R^2 \lambda}{4}} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{\pi}{2} (\omega^3 - m\omega) d\omega = \sqrt[3]{\frac{3R^2 \lambda}{4}} f(m), \quad (162.7)$$

где m пропорционально $\xi/\eta = \operatorname{tg} \theta$, а $f(m)$ — так называемый интеграл радуги.

Энергия колебаний, очевидно, пропорциональна $f^2(m)$. На рис. 236 приведен график функции $f^2(m)$, которая медленно возрастает с ростом m при $m < 0$ и достигает главного максимума при $m = 1,084$. Эта функция имеет еще ряд убывающих максимумов при $m = 3,47$; $m = 5,14$ и т. д. График этот допускает простую физическую интерпретацию, показывая, что главный максимум яркости должен наблюдаться не по направлению наименее отклоненного луча ($\xi = m = 0$), а под углом θ_1 , для которого $m_1 = 1,084$, т. е.

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\xi}{\eta} = m_1 \sqrt[3]{\frac{\lambda^2}{48R^2}} = 0,298 \left(\frac{\lambda}{R} \right)^{2/3}. \quad (162.8)$$

В мелких каплях мороси, например при $R=50$ мкм, это смещение максимума яркости достигает для желтого луча $2^{\circ}53'$, в дожде оно меньше. Из рис. 236 также видно, что должны возникать более слабые вторичная, третичная и т. д. радуги около главной. Их, действительно, легко наблюдать за фиолетовым краем главной радуги, в них наиболее ярки розовые и зеленые цвета.

Если капли имеют малый радиус R , то θ велико и сильно меняется с длиной волны. Радуги различного порядка, соответ-

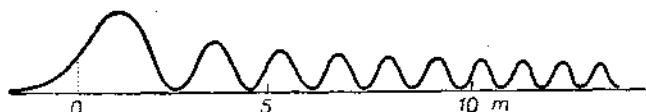


Рис. 236. График функции $\bar{I}^2(m)$ — яркости дифрагированного луча.

вующие $m_1, m_2, \dots$, при этом накладываются друг на друга. По расчетам Перитера, при $R=25$ мкм должна образовываться широкая почти белая радуга с чуть желтоватым внешним и фиолетовым внутренними краями, со слабокрасноватым следом вторичной радуги. Именно такую зимнюю белую радугу описала в одном из своих романов Ванда Василевская.

Иногда удается наблюдать довольно разнообразные явления радуги, возникающей, например, около отражения Солнца в воде и т. п. В декабре 1958 г. на ст. Литтл-Америка в Антарктиде наблюдались три радуги, лежащие внутри первой (главной).

Как мы уже упоминали в § 160, явления радуги в наиболее общем виде описываются с помощью теории рассеяния света, но сколько-нибудь подробный расчет при этом очень громоздок, и это замечание имеет только принципиальное значение.

Гало

[Если преломление солнечного луча происходит не в каплях, а в кристаллах льда, плавающих в атмосфере, например в перисто-слоистых облаках, то возникает *гало*. Оно может наблюдаться и в конденсационных следах за самолетом, когда в них образуются кристаллы. Явления гало весьма разнообразны, бывают видны в различных сочетаниях и несут довольно большую информацию о появлении, формах, расположении и т. д. кристаллов льда.

Чаще всего наблюдается малый круг гало с угловым радиусом 22° , голубоватый с внешнего более размытого края и красноватый с более четкого внутреннего. Реже бывает виден сходный с ним большой круг радиусом 46° и очень редко — «кольцо Гевелия» радиусом 90° . Нередко появляется белый *горизонталь-*

ный круг, проходящий через Солнце и порой опоясывающий все небо. На нем, около его пересечения с малым кругом, а иногда несколько далее, до 29° от Солнца, бывают видны *побочные* (ложные) Солнца — довольно яркие радужные пятна. Наблюдается иногда на этом круге и «противосолнце» (на 180° от истинного) и его побочные солнца. Реже видны касательные

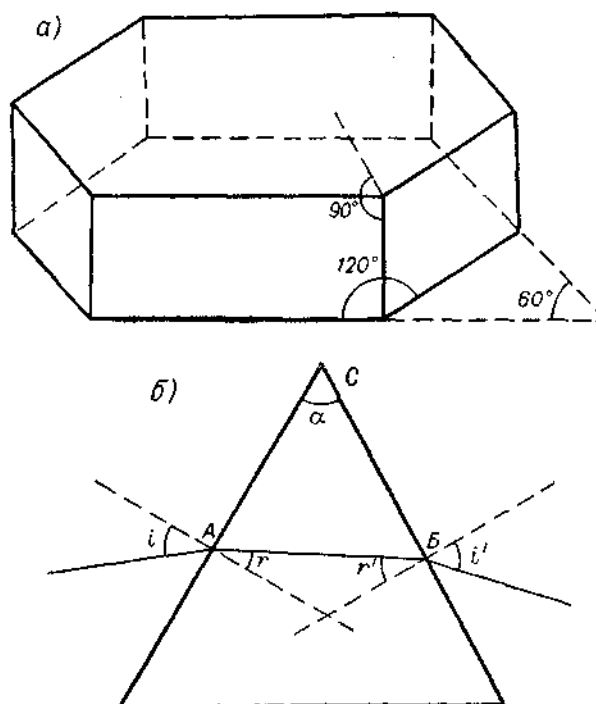


Рис. 237. Преломляющие углы шестигранной призмы (а) и ход луча, преломляющегося в призме (б).

к главным кругам дуги, эллиптические дуги и пр. Гало бывает видно также на снегу. Довольно важно явление «нижнего Солнца» светлого пятна, наблюдаемого с самолета на облачном слое, расположенном ниже наблюдателя, — как бы зеркальное отражение Солнца. Оно тоже свидетельствует о наличии кристаллов в облаке.

Объяснение гало, подобное геометрической теории радуги, было дано впервые Мариоттом. Сколь ни разнообразны формы кристаллов льда (см. рис. 131) они почти всегда состоят из комбинаций шестиугольных пластинок или шестигранных призм-столбиков (рис. 237а). В них преломляющие углы — углы между соседними гранями составляют 120° , между несмежными гранями —

60° и между гранями и основанием призмы — 90°. Более детальное исследование, однако, обнаруживает иногда и иные формы кристаллов (иные углы).

Если луч света падает в главной плоскости призмы под углом i в точку A на грань с преломляющим углом α , то он преломляется под углом r (рис. 237б), тогда

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \quad (162.9)$$

где для льда $n=1,307$ для красных лучей и $n=1,317$ для фиолетовых. Второе преломление луч испытывает в точке B (углы соответственно r' и i'), и угол поворота луча, прошедшего призму (поскольку в треугольнике ABC сумма углов равна $\left(\frac{\pi}{2} - r\right) + \left(\frac{\pi}{2} - r'\right) + \alpha = \pi$ и $r + r' = \alpha$ будет равен

$$D = i - r + i' - r' = i + i' - (r + r') = (i + i') - \alpha. \quad (162.10)$$

Направление отклоненного на наименьший угол D_m луча, который, как и в случае радуги, является наиболее ярким лучом, получится из условия $dD=0$, $di=-di'$, т. е., учитывая (162.9) и то обстоятельство, что $dr=-dr'$,

$$\cos i di = n \cos r dr, \quad \cos i' di = n \cos r' dr,$$

В пределах углов до $\pi/2$ это может быть только при

$$\sin i = \sin i',$$

что дает

$$D_m = 2i_m - 2r_m = 2i_m - \alpha,$$

откуда

$$\sin \frac{D_m + \alpha}{2} = \sin i_m = n \sin r_m = n \sin \frac{\alpha}{2}$$

и

$$D_m = 2 \arcsin n \sin \frac{\alpha}{2} - \alpha. \quad (162.11)$$

Следует, однако, помнить важное различие явлений радуги и гало: в то время как в одной и той же капле имеются лучи, падающие под разными углами i и из них формируется яркий наименее отклоненный луч, в кристаллическом облаке нужно большее количество кристаллов, повернутых под различными углами i к падающим лучам и лишь те кристаллы, на которые лучи Солнца падают приблизительно под углами i_m и создают яркий

наименее отклоненный луч (другие образуют лишь бледный общий фон на расстоянии от Солнца, большем D_m).

При луче, падающем не в главной плоскости, а под углом α' к ней, как показывает более подробный расчет, углы падения i'_m и преломления r'_m связаны соотношением

$$\sin i'_m = n \frac{\cos \beta'}{\cos \alpha'} \sin r'_m, \quad (162.12)$$

где β' — угол преломления, соответствующий α' ($\sin \alpha' = n \sin \beta'$). В результате D_m при этом несколько больше, чем по (162.11).

Возвращаясь к простейшему случаю луча в главной плоскости ($\alpha' = 0$) легко найти, что для $\alpha = 60^\circ$ $D_m = 21^\circ 34'$ для красного цвета и $D_m = 22^\circ 22'$ для фиолетового (малый круг), а для угла $\alpha = 90^\circ$ D_m соответственно равно $45^\circ 10'$ и $47^\circ 16'$ (большой круг).

Горизонтальный круг очень просто объясняется отражением солнечного света от граней ледяных призм, если только считать, что все эти призмы расположены вертикально и кристаллы при падении ориентируются одинаково. Вероятно, именно так должны падать призмы с односторонними пустотами с одного конца, т. е. с несимметрично расположенным центром тяжести. Круг заметно ярче там, где он пересекается с малым кругом гало, — на расстоянии 22° от Солнца или с учетом (162.12) — на несколько большем расстоянии, если Солнце высоко и его лучи далеко отходят от горизонтальной главной плоскости призм. Так возникают побочные Солнца, цветные, как гало. Аналогично, нижнее Солнце возникает при отражении от ледяных пластинок, падающих плашмя. Как показали недавно экспериментально Мейсон и Джавири, действительно, пластинки с $Re > 0,07$, диаметр которых больше их толщины, падают плашмя и падение их устойчиво, если $Re < 50$. Так должны вести себя и кристаллы в облаках, поскольку для них $Re = 1 \div 5$. Лишь очень крупные снежинки с $Re > 50$ падают по винтообразной кривой, колеблясь из стороны в сторону, что может объяснить редкие формы гало, такие, как касательные дуги и пр. Вероятно, наблюдение гало может существенно помочь описанию структуры ледяных облаков и процессов их роста (захват капель кристаллами, например, несомненно зависит от положения, в котором они падают).

§ 163. Венцы

Иногда в полупрозрачных облаках, например в высоко-кучевых или высоко-слоистых, непосредственно вокруг Солнца или Луны бывают видны цветные круги — венцы, в которых ясное всего различимы зеленый и красный цвета. При этом могут быть венцы 1-го, 2-го и т. д. порядков, т. е. можно видеть, например

и колебание, созданное в точке p этим элементом, опишется функцией

$$dx = p \sin \left(\omega t - \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} - \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) dp d\varphi = p \sin \left(\omega t - \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} - \frac{2\pi r \sin \theta}{\lambda} + \frac{2\pi r \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right) dp d\varphi, \quad (163.1)$$

где δ_0 — расстояние от a до P .

Результирующее колебание X опишется интегралом от (163.1) по p от 0 до r и по φ от 0 до 2π . Раскрывая синусы суммы первых трех и четвертого угла, и учитывая, что функция $\sin(z \cos \varphi)$ меняет знак при $\varphi = \pi/2$ и при $\varphi = \frac{3}{2}\pi$, имеем

$$\int_0^{2\pi} \sin \left(\frac{2\pi r \sin \theta}{\lambda} \cos \varphi \right) d\varphi = \int_0^{2\pi} \sin(z \cos \varphi) d\varphi = 0,$$

где $z = (2\pi r \sin \theta)/\lambda$.

Тогда

$$\begin{aligned} X &= \sin \left(\omega t - \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} - \frac{2\pi r \sin \theta}{\lambda} \right) \int_0^{2\pi} \int_0^r p \cos \left(\frac{2\pi r \sin \theta \cos \varphi}{\lambda} \right) \times \\ &\times dp d\varphi = \sin \left(\omega t - \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} - \frac{2\pi r \sin \theta}{\lambda} \right) \int_0^{2\pi} \int_0^r p \cos(z \cos \varphi) dp d\varphi. \end{aligned} \quad (163.2)$$

Но из теории бesselовых функций известно, что

$$\int_0^{2\pi} \cos(z \cos \varphi) d\varphi = 2\pi J_0(z)$$

и что интеграл

$$\int z J_0(z) dz = z J_1(z).$$

Отсюда мы имеем

$$X = \frac{\lambda^2}{2\pi \sin^2 \theta} \sin \left(\omega t - \frac{2\pi\delta_0}{\lambda} - \frac{2\pi r \sin \theta}{\lambda} \right) z_0 J_1(z_0) = \frac{2\pi r^2}{z_0} J_1(z_0),$$

где $z_0 = (2\pi r \sin \theta)/\lambda$.

Более подробная теория показывает, что поток светового излучения в направлении θ , пропорциональный квадрату амплитуды X , равен

$$I_0 = \frac{r^2}{\sin^2 \theta} J_1^2(z_0) = I_0 \frac{4\pi^2 r^4}{\lambda^2} \frac{J_1^2(z_0)}{z_0^2},$$

где I_0 — поток падающего на отверстие света.

Очевидно, для вычисления радиуса венца первого, второго и т. д. порядков нужно найти первый, второй и т. д. максимумы функции $J^1(z_0)/z_0^2$. В табл. 95 приведены значения z_0 для первых пяти минимумов и максимумов этой функции.

Т а б л и ц а 95

Значения z_0			
Порядок экстремума	Минимум	Максимум	Величина максимума (относительная)
Нулевой	—	0	1,0000
Первый	3,833	5,146	0,0174
Второй	7,012	8,357	0,0042
Третий	10,173	11,605	0,0016
Четвертый	13,32	14,84	—

Измерив угловое расстояние, например, первого зеленого венца от Солнца (соответствующее первому максимуму X) и зная λ , можно вычислить радиус капель облака, в котором виден венец.

К. С. Шифрин и В. А. Пунина рассмотрели подробно теорию венцов для неоднородного облака, такого, в котором спектр размеров капель соответствует гамма-распределению (см. § 92) с высоким β , т. е. где спектр этот очень узок. Оказалось, что с уменьшением β и с расширением спектра размеры минимумы яркости остаются на местах, а максимумы приближаются к центру. Тем самым явление венцов позволяет судить и о форме спектра капель.

Иногда цветные венцы удается наблюдать и вокруг тени самолета, упавшей на расположенный ниже облачный слой, или около тени человека на росистом лугу («глория»). Если наблюдатель стоит на высокой горе, и его тень падает на облако (при низком Солнце), то она тоже бывает окружена венцами — это так называемый «брокенский призрак». Явления эти наиболее отчетливы при облаках с каплями почти одинакового размера.

Если капли очень мелкие, т. е. явление дифракции еще только начало обособляться от простого молекулярного рассеяния, то явление венцов довольно сложно. Так, Мекке наблюдал в лаборатории, что видимый сквозь слой частиц радиусом $r = 1,06$ мкм белый источник света окружен голубовато-фиолетовым ореолом и вне его — зеленым кольцом. Примерно такие цвета создаст рассеяние при небольших ρ , когда «фиолетовая индикатриса» рассеяния вытянута вперед заметно больше, чем

«зеленая». При $r=1,45$ мкм Мекке видел уже желто-зеленый ореол, окруженный голубыми розовыми кольцами и т. д.

Вероятно, с точки зрения такого комплексного рассеяния и дифракции следует изучать также цвета перламутровых облаков, описанных нами в § 100.

§ 164. Элементы атмосферной акустики

Атмосферная акустика изучает возникновение и распространение звуков в земной атмосфере. Существуют естественные звуки — гром, шум леса, водопадов и пр., наблюдение которых, однако, пока еще не привлекло большого интереса и очень мало внесло в исследование атмосферы в целом. Большое практическое значение имеет, конечно, наблюдение звуков взрывов, промышленных шумов, извержений вулканов, артиллерийской стрельбы, шума самолетов и т. д., в частности, ударных волн сверхзвуковых самолетов — волн, могущих причинять серьезный ущерб даже постройкам на земле. Мы уже видели, что наблюдая распространение звука специально произведенного взрыва, можно изучить строение атмосферы, распределение температуры и ветра в ней и т. д. (см. гл. XII).

Звук, как известно, представляет собой продольные колебания газа (нас интересуют здесь, конечно, колебания воздуха). Последовательные сжатия и разрежения воздуха в таких колебаниях распространяются поступательно с определенной скоростью — в воздухе равной 331,36 м/сек. при 0° .

Звуковые колебания — адиабатические, и когда, например, давление в области сжатия повышается на $\Delta p = 1$ мб, то температура тут повышается на $\Delta T = \frac{T}{p} \Delta p \frac{\kappa - 1}{\kappa}$ (при $p = 1000$ мб

и $T = 273^\circ \text{ К}$ $\Delta T = 0,078^\circ$). В области разрежения происходит аналогичное падение температуры. В насыщенном воздухе может при этом произойти конденсация пара и образование облака. В нашем случае при $\Delta T = 0,078^\circ$ $\Delta E = 0,035$ мб водность достигнет $0,18 \text{ г/м}^3$ и облако будет вполне заметно.

А. Г. Цимбал описал случай, когда при безоблачном небе морозной ночью 28 января 1945 г. в Восточной Пруссии сильный взрыв привел к образованию облачных волн. На расстоянии 4 км от места взрыва было видно, как «от грибообразной шапки взрыва, осветившего окрестности багровым светом, пошли три концентрические окружности тоже багрового цвета, напоминавшие волны в воде от брошенного камня, менявшиеся по интенсивности. Расширяясь, они исчезли через 4—5 сек. после зарождения». Очевидно, облако, возникавшее в областях разрежения воздуха, было видно в свете пламени взрыва.

Скорость звука в газе, пока амплитуда колебаний мала, определяется выражением

$$c = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}, \quad (164.1)$$

где R — универсальная газовая постоянная, а μ — молекулярный вес газа.

При $T=0^\circ\text{K}$ в водороде $c=1284$ м/сек., в азоте $c=334$ м/сек., в кислороде $c=316$ м/сек., водяном паре $c=405$ м/сек., в сухом воздухе при 0° $c=c_0=331,36$ м/сек. и соответственно ($\mu=28,97$)

$$c = 20,06 \sqrt{T}.$$

Примесь водяного пара, у которого $\mu=18$, повышает скорость звука в воздухе на величину

$$\Delta c = 0.14c \frac{e}{p},$$

где e — упругость водяного пара.

Изменение скорости звука с высотой в атмосфере определяется вертикальным градиентом температуры

$$\frac{dc}{dz} = \frac{10,03}{\sqrt{T}} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (164.2)$$

Из (164.1) следует, что в первом приближении скорость звука не зависит от давления, так же как не зависит от частоты (в пределах слышимых частот). Это отсутствие дисперсии отличает обычный звук от света.

При ветре, имеющем скорость v , к скорости звука добавляется еще величина

$$\Delta_0 c = -v \cos \theta, \quad (164.3)$$

где θ — угол между ветром (направлением откуда дует ветер) и направлением распространения звуковой волны.

Траектории звукового луча в атмосфере. По аналогии с световым лучом назовем *звуковым лучом* линию, прямую или кривую, во всех точках перпендикулярную поверхности звуковой волны — поверхности одинаковых фаз звуковых колебаний. Такие звуковые лучи преломляются подобно световым. На границе раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 , синус угла падения i относится к синусу угла преломления r , как n_2 к n_1 , которые в свою очередь обратно пропорциональны скоростям звука в этих средах:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c_1}{c_2} \quad (164.4)$$

или

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}.$$

Рассуждая так же, как в § 159, можно использовать и для звукового луча формулу (159.5), заменяя n на $1/\sqrt{T}$,

$$\frac{R_1 \sin i_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{R_2 \sin i_2}{\sqrt{T_2}}. \quad (164.5)$$

Поскольку более высокие и холодные слои атмосферы акустически более плотны, чем низкие теплые слои (т. е. скорость

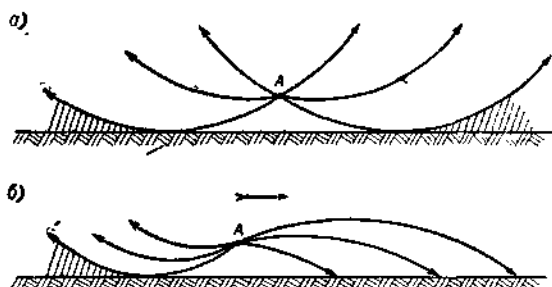


Рис. 239. Траектории звукового луча, вышедшего из точки A .

a — температура убывает вверх, воздух неподвижен. Заштрихованы области звуковой тени; b — ветер постоянного направления, усиливающийся с высотой. С наветренной стороны область звуковой тени приблизилась к точке A , с подветренной — исчезла.

звука сверху меньше, чем внизу), то угол i луча с вертикалью должен уменьшаться вверх — звуковой луч в такой атмосфере вогнут вверх (в отличие от светового луча, который обычно выпуклый вверх).

Если источник звука A расположен в неподвижной атмосфере на некоторой высоте (рис. 239 a), то, очевидно, на некотором расстоянии от него возникает звуковая «тень», где звук не слышен, хотя может быть его источник виден из области этой тени. Хорошо известно явление зарницы, когда, например, летом в сумерки в далеких грозовых облаках бывает видна вспыхивающая молния, но гром из них не доходит до наблюдателя.

Если в атмосфере имеется попутный ветер, усиливающийся с высотой, то (рис. 239 b , правая часть) его скорость, согласно (164.3), добавляется к скорости звука и отчасти парализует уменьшение последней с высотой: звуковой луч становится менее искривленным. Обратный эффект производит, конечно, встречный ветер, если он усиливается с высотой (рис. 239 b , левая часть).

Предположим, что в атмосфере температура линейно убывает с высотой, т. е.

$$T = T_0 - \alpha z. \quad (164.6)$$

Тогда направляя ось x по горизонтали, а ось z вверх, имеем:

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tg} i = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sin^2 i} - 1}}.$$

Для явлений малого масштаба — распространения звука на небольшое расстояние в тонком слое атмосферы — в (164.5) можно положить $R_1 = R_2$. Поместим начало отсчета ($x=0, z=0$) в точке луча, где он горизонтален и где $i_0 = 90^\circ$, $\sin i_0 = 1$. Тогда

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{1 - \frac{\alpha z_0}{T_0}} - 1}}.$$

Заменяем переменную z , полагая $1 - \frac{\alpha z}{T_0} = \cos^2 \theta$, $dz = -\frac{T_0}{\alpha} \sin 2\theta d\theta$, имеем:

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{ctg} \theta, \quad dx = \frac{T_0}{\alpha} (1 + \cos 2\theta) d\theta.$$

В начале координат, очевидно, $\theta = 0$. Интегрируя, находим уравнения траектории звукового луча в параметрической форме:

$$x = \frac{T_0}{2\alpha} (2\theta + \sin 2\theta), \quad z = \frac{T_0}{2\alpha} (1 - \cos 2\theta). \quad (164.7)$$

Далее, заменяя $2\theta = \rho - \pi$, приводим (164.7) к виду:

$$x = x' - \frac{T_0}{2\alpha} \pi, \quad z = 2 \frac{T_0}{2\alpha} - z', \quad (164.8)$$

где

$$x' = \frac{T_0}{2\alpha} (\beta - \sin \beta), \quad z' = \frac{T_0}{2\alpha} (1 - \cos \beta) -$$

параметрические уравнения циклоиды радиусом $r = T_0/2\alpha$. Таким образом, траектория звукового луча есть циклонда, как следует из (164.8), перевернутая и поднятая на величину $2r$ по оси z и в то же время смещенная по оси x на величину $\pi T_0/2\alpha$ (см. рис. 240 а).

Если мы хотим построить лучи, выходящие из точки А (рис. 240 б) в различных направлениях, мы можем вырезать шаблон (лекало) циклоиды радиусом $T_0/2\alpha$ и, прикладывая его

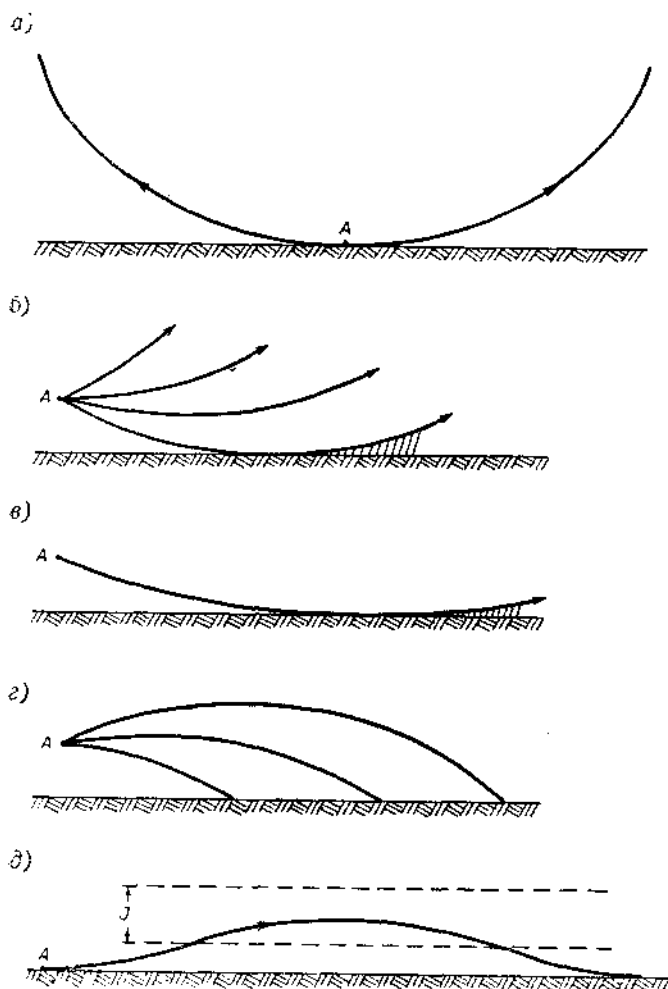


Рис. 240. Циклодальные траектории звуковых лучей.

a — источник звука на поверхности Земли, b — лучи, выходящие из точки A , c — устойчивый слой с малым градиентом температуры и большим радиусом циклоны $T_0/2a$, d — лучи, выходящие из точки A при инверсии температуры, e — возникновение второго луча, приходящего из точки A в точку B через слой высотной инверсии H .

различными точками к точке A (сохраняя, конечно, ось циклоиды горизонтальной), провести эти лучи¹.

Близ вершины циклоиды, т. е. для приблизительно горизонтальных лучей радиус кривизны равен $2T_0/\alpha$.

Если градиент температуры уменьшается, радиус циклоиды растет, кривизна звуковых лучей убывает и дальность слышимости становится больше (рис. 240 б). В приземной инверсии $\alpha < 0$, луч в ней выпуклый кверху, т. е. циклоида расположена обычным образом и не перевернута (рис. 240 г). Очевидно, при этом может наблюдаться весьма большая дальность слышимости так же, как при суперрефракции дальность действия радиолокаторов и телепередатчиков увеличивается до многих сотен километров. При инверсии заводские гудки, поездные сигналы и пр. бывают слышны за 25—45 км. Всякий может заметить, как далеко слышны слабые звуки, например, скрип шагов на снегу, в холодную зимнюю ночь.

Во время Великой Отечественной войны артиллерийская стрельба во время высадки советскими войсками десанта и занятия Феодосии 29 декабря 1941 г. была отчетливо слышна в районе Николаева и Херсона, за 400 км, и даже в Бобринце Кировоградской области, за 450 км. Также далеко была слышна тогда и артиллерийская перестрелка под Севастополем. С приближением весны случаи дальней слышимости стали все реже и летом прекратились вовсе.

Если в атмосфере имеется не приземная, а приподнятая инверсия, то кроме луча, проходящего в приземном слое, к точке прослушивания может прийти второй луч, «завернувшийся» к земле в слое инверсии (рис. 240 д). Так может быть несколько дискретных лучей между A и B , как говорят, может существовать несколько мод распространения звуковых лучей. Это явление аналогично верхнему миражу, когда тоже может наблюдаться несколько изображений одного и того же предмета. Опыт показывает, что акустический волновод, подобный изображенному на

¹ В том несколько менее наглядном для метеоролога случае, когда скорость звука c убывает линейно с высотой, т. е. $c = c_0 - \alpha z$, замена переменных $\left(1 - \frac{\alpha z}{c_0}\right) \sin i_0 = \cos \theta$ позволяет привести уравнение луча к виду $(x - x_0)^2 + \left(z - \frac{c_0}{\alpha}\right)^2 = \left(\frac{c_0}{\alpha \sin i_0}\right)^2$, т. е. к уравнению окружности. Лучи, проходящие через точку $x=0, z=0$, суть окружности, центры которых лежат на горизонтальной $z = \frac{c_0}{\alpha}$, выше оси абсцисс. Радиус кривизны луча в этой точке, имеющего

угол падения i_0 , равен $\frac{c_0}{\alpha \sin i_0}$. В случае инверсии температуры $\alpha < 0$ и центры окружностей лежат ниже оси абсцисс. При таком выводе легко учесть и скорость ветра, меняющуюся с высотой, заменив c на $c + \Delta c$, согласно (164.3).

рис. 224 для УКВ, может возникать под тропопаузой и непосредственно над ней. В оптике атмосферы, однако, n сильно зависит от давления, и резкое уменьшение p вверх затушевывает влияние стратификации температуры. В акустике же n зависит лишь от T и скорости ветра, и все инверсии, тропопауза, теплый слой мезосферы, струйные течения, разрывы ветра у фронтов и пр. могут создавать свои моды распространения звука, как бы высоко эти слои и явления не были расположены.

Затухание звука. Поскольку звуковая волна состоит из последовательных сжатий и разрежений, т. е. из более теплых и холодных участков, то теплопроводность воздуха стремится выровнять это различие температур. При этом охлаждение теплых областей и нагревание холодных выравнивает разность между ними и, следовательно, ведет к затуханию колебаний. Так как градиенты температуры, определяющие поток тепла, увеличиваются с уменьшением длины волны, т. е. с ростом частоты, а расстояние, на которое переносится тепло, уменьшается при этом, то затухание должно расти пропорционально квадрату частоты. Аналогичный эффект — выравнивание скоростей в разных частях волны — производит и вязкость воздуха. Классическая формула для коэффициента затухания звука с частотой имеет вид

$$K = \frac{\omega^2}{2\pi\rho_v c^3} \left[\frac{4\eta}{3} + \lambda_v \frac{c_p - c_v}{c_p} \right], \quad (164.9)$$

где η — коэффициент динамической вязкости, а λ_v — коэффициент теплопроводности, не зависящие от давления. Как показал недавно Г. С. Голицын, аналогичную с теплопроводностью роль должна играть и передача тепла излучением от сжатия к разрежению.

Согласно (164.9), затухание должно расти в верхней атмосфере обратно пропорционально плотности ρ_v . Так, теоретически в изотермической атмосфере с $t = -45^\circ$ даже очень низкие звуки с длиной волны $\lambda = 20$ м на высоте 50 км затухают на 1% на 1 км пути, а на высоте 95 км — уже на 99,9% на 1 км. Термосфера поэтому гасит все звуковые волны.

В нижней атмосфере меньше всего должны затухать *инфразвуковые волны* (неслышимые звуки с частотой менее 20 гц). В связи с этим особенный интерес приобретает открытие «голоса моря», сделанное В. В. Шулейкиным в 1935 г. в Карском море. С помощью очень простого резонатора (резинового шара, наполненного водородом) он обнаружил вызывающие болевое ощущение в ушах низкие, уже не слышимые обычным образом звуки. Объяснить их можно было, считая, что при ветре с вершин волн срываются периодически воздушные вихри, создающие низкочастотные колебания воздуха. Частота такого «вихревого

звука» равна около $0,2 \, v/d$, где v — скорость ветра, d — характерный размер (высота) волны.

Позднее Саксер, Шаффгаузер и др. в Швейцарии подробнее изучили медленные колебания в атмосфере — до $0,15$ — $0,25$ гц и с амплитудой порядка 10^{-3} мб. Такие колебания приходили обычно с северо-запада, как предполагают, из области больших исландских циклонов. Их амплитуда хорошо коррелировала со скоростью ветра и морским волнением в этом районе, что согласуется с указанным выше объяснением «голоса моря». Из (164.9) можно показать, что такие низкие звуки могут, действительно, распространяться почти без затухания на тысячи километров. Их можно было бы использовать для звуковой локации циклонов в открытом море.

Аномальная слышимость. Иногда при сильных взрывах, извержениях вулканов и пр. возникает явление так называемой аномальной слышимости в одной или нескольких концентрических кольцеобразных зонах, окружающих источник звука и разделенных зонами молчания.

Очень характерными были явления при пожаре артиллерийских складов на Ходынском поле в Москве 9 мая 1920 г., описанные В. И. Виткевичем. При наиболее сильных взрывах при этом колебания давления, записанные барографом на расстоянии 5,7 км от складов, в обсерватории МГУ на Пресне, достигали 6,0 мб, а на Новинском бульваре, на расстоянии 6,6 км — 4,8 мб. Над местом взрыва возникали большие вихревые кольца. По словам очевидцев, имелась внутренняя зона слышимости радиусом около 60 км, вне ее была кольцеобразная зона молчания и далее между 150 и 260 км — вторая концентрическая зона «аномальной слышимости» (рис. 241, черные кружки). Наиболее многочисленные сообщения о слышимости взрыва были получены из западной части этой зоны.

Впоследствии подобная кольцеобразная зона слышимости (иногда даже две зоны) наблюдалась не раз. Такие зоны объясняются, несомненно, наличием в атмосфере слоя с нарастающей вверх c (как на рис. 240 д). Как предполагали различные авторы, для этого необходим один из следующих факторов:

- А) наличие в верхней атмосфере примеси легких газов,
- В) полутный усиливающийся с высотой ветер,
- С) наличие теплого слоя в стратосфере.
- Д) ускорение звуковой волны при преобразовании ее в ударную волну.

Гипотезу А следует отвергнуть сразу, так как вплоть до мезосферы состав атмосферы одинаков. Гипотеза В подтверждается в том смысле, что летом, когда в верхней стратосфере господствует восточный ветер, усиливающийся с высотой, слышимость гораздо лучше в западной части зоны (как это было в Москве в 1920 г.), а зимой — наоборот, в восточной (см. § 156). Однако

гипотеза В не может объяснить кольцеобразной формы зоны. Гипотеза С дает основное решение, так как «заворот» лучей к земле, действительно, происходит в теплом слое стратосферы

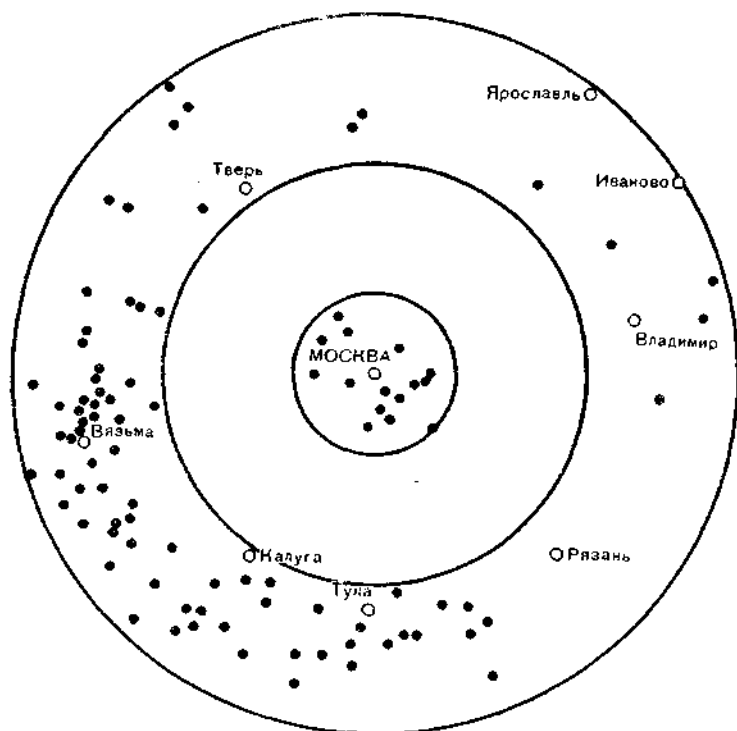


Рис. 241. Схема областей слышимости московского взрыва 9 мая 1920 г. По В. И. Виткевичу.

(см. § 74). Гипотеза Д обращает наше внимание на новый класс акустических явлений атмосферы, еще требующих более детального изучения.

§ 165. Распространение звука в разреженную атмосферу. Возникновение ударных волн

Ударные волны могут возникать в атмосфере как при больших взрывах, в том числе атомных и ядерных, так и при распространении обычных звуковых волн в разреженные области атмосферы. Действительно, с удалением по вертикали от источника звука амплитуда волны — избыток давления в сжатии Δp убывает, как $1/z$, а общее давление убывает, как $e^{-\mu z}$ (см. § 3), т. е. скорее, чем амплитуда. В результате $\Delta p/p$ растет вверх и

на достаточной высоте станет сравнимо с 1, т. е. будет $(p + \Delta p)/(p - \Delta p) = p_2/p_1 \geq 1$. При $\Delta p = 6$ мб на расстоянии 5,7 км как это было при большом взрыве в Москве в 1920 г., такой расчет дает при $\mu = 0,125 \text{ км}^{-1}$ на высоте 56 км $\Delta p/p = 0,47$ или $p_2/p_1 = 2,77$. Это означает, что температура воздуха в области сжатия становится значительно выше, чем в области разрежения. Область сжатия при этом начинает двигаться быстрее.

Переходную стадию — когда звук распространяется в разрежающуюся вверх атмосферу, но амплитуда еще не стала большой (по сравнению с p), изучил детально Л. Н. Сретенский. Он рассмотрел распространение слабой сферической звуковой волны из источника (расположенного в начале координат на поверхности земли) вверх в изотермическую атмосферу, в которой давление по оси z убывает согласно (3.3). Сретенский вычислил величину потенциала скоростей Φ в функции расстояния от источника R и угла θ звукового луча с вертикалью Oz .

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi} \frac{\beta \cos \theta}{\sqrt{1 + \beta^2 \cos^2 \theta}} \frac{\exp\left(\frac{g}{2c^2} R \cos \theta\right)}{R} \times \\ \times \exp\left[i\left(\omega t - \frac{g^2}{2c^2} R - \theta\right)\right], \quad (165.1)$$

где $\beta^2 = (4\omega^2 c^2 - g^2)/g^2 \approx 16\pi^2 c^4/\lambda^2 g^2$ (приближение годно для частот $\omega > 1$ гц), $\theta = \arccos \frac{\beta \cos \theta}{\sqrt{1 + \beta^2 \cos^2 \theta}}$ и Q — мощность источ-

ника. Уравнение (165.1) описывает распространяющуюся в пространстве вверх волну с нарастающей при этом неограниченно амплитудой. Длина волны равна

$$\lambda = \frac{4\pi c^2}{g\beta},$$

а радиальная скорость распространения волны равна

$$c_R = \frac{\lambda \omega}{2\pi} = \frac{2c^2 \omega}{g\beta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{4c^2 \omega^2}}}. \quad (165.2)$$

Эта скорость тем больше скорости звука c , чем ниже частота ω . Форма фронта волны не является при этом уже сферической, поскольку в аргументе второй экспоненты в [165.1]

$$i\left[\omega t - \frac{g^2}{2c^2} \left(R + \frac{2c^2 \theta}{g\beta}\right)\right]$$

имеется добавочное переменное слагаемое θ . Фронт этот более изогнутый, чем сфера радиусом R , так как добавок $2c^2 \theta/g\beta$ (т. е. запаздывание) увеличивается с углом θ .

Когда амплитуда давления становится большой, звуковая волна перерождается в ударную волну. Для нее изложенное приближение уже не годится. Сжатие движется скорее, чем разрежение, догоняет его, фронт волны становится все круче (рис. 242) и превращается в слой разрыва. Давление, плотность и пр. резко возрастают в пределах очень тонкого слоя AB . Он столь тонок, что массой воздуха в нем можно пренебречь.

Возьмем систему координат, движущуюся с фронтом, и пусть u_1 есть скорость, с которой воздух втекает в волну (т. е. u_1 есть скорость волны относительно невозмущенной атмосферы) и u_2 — скорость вытекающего воздуха. Пусть ρ_1 , p_1 и T_1 — плотность,

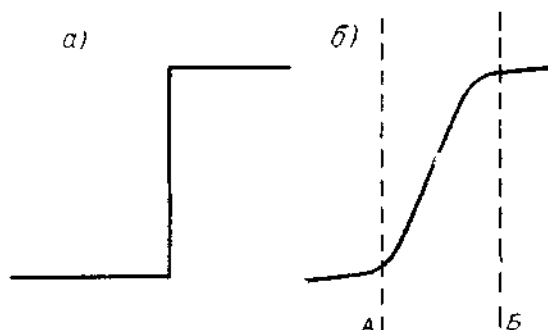


Рис. 242. Фронт ударной волны (распределение давления).

a — идеализированная, b — истинная структура ударной волны, распространяющейся справа налево.

давление и температура этого невозмущенного воздуха, а ρ_2 , p_2 и T_2 — те же характеристики возмущенного газа за волной. Соответственно, если взять 1 см^2 поверхности фронта (считая его плоским), то приравнивая массу втекающего в слой AB и вытекающего из него воздуха, имеем

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2. \quad (165.3)$$

Приравнивая изменение количества движения (т. е. массы умноженной на скорость) импульсу сил давления, получаем.

$$\rho_1 u_1^2 - \rho_2 u_2^2 = p_2 - p_1, \quad \text{или} \quad \rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2, \quad (165.4)$$

откуда имеем:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad u_1^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(1 - \frac{p_1^2}{p_2^2} \right) = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1}$$

$$\text{или} \quad u_1^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{p_2 - p_1}{p_2 - p_1} \quad \text{и аналогично} \quad u_2^2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{p_2 - p_1}{p_2 - p_1}. \quad (165.5)$$

Принцип сохранения энергии означает, что сумма внутренней энергии E , кинетической энергии $\frac{\rho u^2}{2}$ и работы сил давления

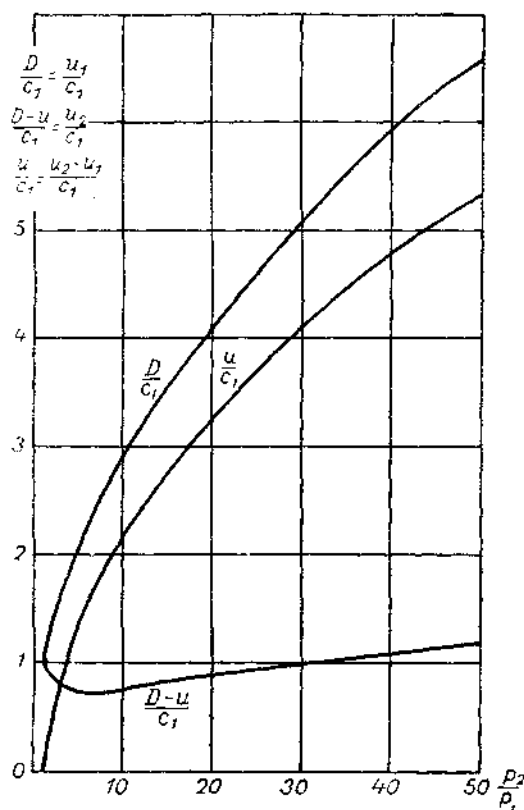


Рис. 243. Скорости ударной волны u_1 и u_2 в функции p_2/p_1 . По О. И. Лейпунскому.

на контрольные поверхности A и BB неизменна. Помня, что $\rho_1 u_1$ есть масса, втекающая в волну в 1 сек., напишем

$$\rho_1 u_1 \left[E_1 + \frac{u_1^2}{2} \right] + p_1 u_1 = \rho_2 u_2 \left[E_2 + \frac{u_2^2}{2} \right] + p_2 u_2.$$

Но $E_1 + \frac{p_1}{\rho_1} = I_1$ есть энтальпия, равная

$$I_1 = c_p T_1 = \frac{c_p}{AR_s} AR_s T_1 = \frac{c_p}{c_p - c_v} p_1 v_1 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1}.$$

Тогда

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \left(\frac{p_1}{\rho_1} - \frac{p_2}{\rho_2} \right) = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

и, используя (165.5), имеем после некоторых выкладок

$$\frac{p_2}{\rho_1} = \frac{(\kappa+1) p_2 + (\kappa-1) p_1}{(\kappa-1) p_2 + (\kappa+1) p_1}. \quad (165.6)$$

Уравнение (165.6), связывающее изменения плотности и давления в ударной волне, т. е. при значительных их изменениях, называется адиабатой Гюгонно.

На рис. 243 представлен ход величин u_1 , u_2 и $u_2 - u_1$ (за единицу принята скорость звука c) в функции отношения p_2/p_1 . Видно, что при нарастающем отношении p_2/p_1 скорость звука сильно возрастает, т. е. показатель преломления n убывает. Таким образом, в верхней атмосфере звуковой луч, идущий вверх с углом падения i будет отклоняться от вертикали все более и более, угол i будет возрастать, и луч затем «завернет» обратно к земле. В более низких слоях ударная волна снова преобразуется в звуковую. Этот эффект аналогичен действию мощной инверсии температуры, создающей, как мы видели, искривление луча выпуклостью вверх. Эффект перерождения звуковой волны в ударную может также объяснить дальнейшее распространение звука, на что впервые указали В. Н. Оболенский и В. И. Арабаджи.

При большом взрыве, например при ядерном, ударная волна образуется в месте взрыва, где начальное давление может достигнуть нескольких тысяч атмосфер, и соответственно повышается температура. С удалением от места взрыва давление и температура падают, и скорость волны уменьшается до величины, близкой к c . Так, при взрыве в атолле Бикини 28 февраля 1954 г. в Ронгерике на расстоянии 230 км от места взрыва повышение давления составило 3,2 мб, а на о. Уэйк, на расстоянии 860 км, — всего 0,7 мб.

Ударные волны образуются и за сверхзвуковым самолетом. Расчет их распространения и возникающей иногда фокусировки их в определенных местах земной поверхности представляет довольно трудную задачу из-за сложной стратификации атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас облаков. Под ред. А. Х. Хргиана. Л., Гидрометеониздат, 1957.
2. Астапенко П. Д. Атмосферные процессы в высоких широтах южного полушария. Результаты исследований по программе МГГ, метеорология, № 3. Изд. АН СССР, М., 1960.
3. Бабаджанов П. Б., Крамер Е. П. Методика и некоторые результаты фотографических исследований метеоров. Результаты исследований по программе МГГ, ионосфера и метеоры, № 12, Изд. АН СССР, М., 1963.
4. Баранов А. М. Фронтальные облака. Гидрометеониздат, Л., 1964.
5. Бартишвили Г. С. К вопросу термодинамики роста града. Труды Всесоюзного совещания по активным воздействиям. Тбилиси, 1964.
6. Бекарюков В. И. О расчете влияния замкнутой циркуляции на озон. Геомагнетизм и аэрономия, т. V, № 4, 1965.
7. Белинский В. А., Гараджа М. П. Прямая ультрафиолетовая радиация в некоторых пунктах СССР. Сб. «Актинометрия и атмосферная оптика», Гидрометеониздат, Л., 1964.
8. Белов П. Н. Практические методы численного прогноза погоды. Гидрометеониздат, 1963.
9. Беляев В. И. Метод Лагранжа в кинетике облачных процессов. Гидрометеониздат, Л., 1964.
10. Березин В. М. и Шафрин Ю. А. О расчете вертикального распределения озона. Геомагнетизм и аэрономия, т. III, № 1, 1964.
11. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя воздуха. Гидрометеониздат, Л., 1956.
12. Бордовская Л. И. О влиянии Главного Кавказского хребта на температурный режим. Тр. ЦАО, вып. 49, 1963.
13. Борисоглебский Г. И. и др. Пыльные бури на юге Европейской территории СССР весной 1960 г. Метеорология и гидрология, № 5, 1961.
14. Боровиков А. М., Хргиан А. Х. и др. Физика облаков. Гидрометеониздат, Л., 1961.
15. Боровиков А. М., Костарев В. В. и др. Радиолокационные измерения осадков. Гидрометеониздат, Л., 1967.
16. Боровиков А. М., Грудзинский М. А., Хргиан А. Х. О метеорологических условиях высокогорного Тянь-Шаня. Тр. ЦАО, вып. 21, 1958.
17. Бритаев А. С. К вопросу об определении содержания озона химическим методом. Сб. «Атмосферный озон», МГУ, 1961.
18. Бритаев А. С. Измерения концентрации озона в тропосфере. Тр. ЦАО, вып. 45, 1962.
19. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеониздат, Л., 1956.

20. Буйков М. В. Метод кинетического уравнения в теории облаков. Труды ВНМС, т. V, 1963.
21. Буркова М. В. О некоторых случаях экстремально-сильных ветров. Тр. САГУ, вып. 270, 1966.
22. Буркова М. В., Исламова Д. П. Аэроклиматография тропической тропопавзы над Средней Азией. Тр. САНИГМИ, вып. 4/19, 1961.
23. Бурковская С. Н. Пространственное распределение водности во фронтальных облаках. Тр. ЦАО, вып. 36, 1960.
24. Вознесенский А. В. Очерк климатических особенностей Байкала. Спб. 1907.
25. Воронцов П. А. Микроаэрологические исследования термического режима. Тр. ГГО, вып. 39, 1953.
26. Воронцов П. А. Аэрологическое исследование пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1960.
27. Вульфсон Н. И. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. Изд. АН СССР, М., 1961.
28. Вяльцев В. В., Махарашили А. З., Хоргуани В. Г. Влияние сильного акустического поля на микроструктуру естественных туманов. Тр. ИПГ, вып. 1, 1965.
29. Гайгеров С. С., Кастров В. Г. Новые результаты исследования термической трансформации воздуха на свободных аэростатах. Метеорология и гидрология, № 5, 1954.
30. Гайгеров С. С. О зимних потеплениях в стратосфере Центральной Арктики. Тр. ЦАО, вып. 41, 1962.
31. Гайгеров С. С. Аэрология полярных районов. Гидрометеиздат, М., 1964.
32. Гальперин Б. М. и Егоренкова Г. С. О суточном ходе излучения. Научн. сообщ. Ин-та геологии АН ЛитССР, 1962, т. 13.
33. Гандин Л. С., Лайхтман Д. Л., Матвеев Л. Т., Юдин М. И. Основы динамической метеорологии. Гидрометеиздат, Л., 1955.
34. Гандин Л. С. Объективный анализ метеорологических полей. Гидрометеиздат, Л., 1963.
35. Гельмгольц Н. Ф. Горно-долинная циркуляция северных склонов Тянь-Шаня. Гидрометеиздат, Л., 1963.
36. Герзон Н. С. Критический обзор данных о температуре ионосферы. УФН, т. 47, вып. 4, 1952.
37. Глобус А. М., Нерпин С. В. Термоперенос пара. ДАН СССР, т. 132, № 4, 1960.
38. Гойса Н. И. О закономерностях суточного и годового хода радиационного баланса. Тр. ВНМС, т. VI, 1963.
39. Груза Г. В. Интегральные характеристики общей циркуляции атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1965.
40. Гусев А. М. Новороссийская бора. Тр. Морского гидрофизического ин-та, вып. 19, 1959.
41. Гутерман И. Г. Распределение ветра над северным полушарием. Гидрометеиздат, Л., 1965.
42. Гутман Л. Н., Мальбахов В. М. К теории стоковых ветров Антарктиды. Результаты исследований по программе МГГ, метеорология, вып. 9, Изд-во «Наука», 1965.
43. Данилов А. Д. Химия ионосферы. Гидрометеиздат, Л., 1967.
44. Дерябин В. П. О влиянии просыхания почвы на ее тепловой режим. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 9, 1956.
45. Дерягин Б. В., Нерпин С. В., Чураев Н. В. Теория испарения жидкости из капилляров с учетом пленочного движения влаги. Сб. трудов по агрономической физике, вып. 11, Гидрометеиздат, Л., 1965.
46. Дерягин Б. В. и Кургин Ю. С. Нестационарное испарение капель, покрытых адсорбционным слоем. ДАН СССР, т. 155, № 3, 1964.
47. Джорджио В. А., Колесникова В. Н., Петросянц М. А.

- Климатические условия бассейна ледника. Сб. «Ледник Федченко», т. II, Ташкент, 1962.
48. Джорджио В. А. Струйное течение. Тр. САНИГМИ, вып. 13, 1963.
 49. Дмитриев В. А. Влияние материков и океанов на циркуляцию атмосферы. Тр. Морского гидрофизического ин-та, т. II, 1949.
 50. Дмитриева Г. В. Синоптико-климатологическая схема глобальных стратосферных радиоактивных выпадений. Сб. «Радиоактивные изотопы в атмосфере». Атомиздат, М., 1965.
 51. Докучаев В. П. Влияние магнитного поля Земли на ветры. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 5, 1959.
 52. Дородницын А. А. Возмущения воздушного потока, вызванные неровностями на поверхности Земли. Тр. ГГО, вып. 23, 1938.
 53. Дубенцов В. Р. Воздушные течения и распределение температуры в стратосфере и мезосфере. Гидрометеиздат, Л., 1965.
 54. Дюнин А. К. Общие дифференциальные уравнения двухфазных потоков. Изв. СО АН СССР, № 10, 1961.
 55. Дюнин А. К. Основы теории метелей. Изв. Сиб. отд. АН СССР, № 12, 1959.
 56. Е Ду-чжэн, Чжу Бао-чжень. Некоторые важнейшие вопросы общей циркуляции атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
 57. Жонголович И. Д. Внешнее гравитационное поле Земли. Тр. ин-та теоретической астрономии, вып. 3, 1952.
 58. Зайцева А. Д. Рассеянное излучение в интегральном потоке ультрафиолетовой радиации. Сб. «Актинометрия и атмосферная оптика». Изд-во «Наука», 1964.
 59. Зак Е. Г., Боровиков А. М. К вопросу об эволюции пространственной структуры и фазового состояния фронтальных облаков. Тр. ЦАО, вып. 15, 1952.
 60. Зак Е. Г. Характеристика внутримассовой облачности по материалам самолетных подъемов. Метеорология и гидрология, № 5, 1938.
 61. Зверев А. С. Синоптическая метеорология. Гидрометеиздат, Л., 1968.
 - 61а. Зубенко Л. И. Водный баланс океанов и континентов. ДАН СССР, т. 108, № 5, 1956.
 62. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей. Изд-во «Советское радио», 1966.
 63. Ивановский А. И., Мазин И. П. Турбулентная коагуляция и ее роль в процессе развития облаков. Тр. ВНМС, т. V, 1963.
 64. Ивановский А. И., Репнев А. И., Швидковский Е. Г. Кинетическая теория верхней атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1967.
 65. Истомин В. Г. Абсолютная концентрация ионных компонент атмосферы Земли. Искусственные спутники Земли, вып. 11, 1961.
 66. Калажоков Х. Х., Гутман Л. Н. О динамической структуре фронтов. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 1, 1964.
 67. Кац А. Л. Сезонные изменения общей циркуляции атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1960.
 68. Кварацхелия И. Ф. Аэрологические исследования в Закавказье. Гидрометеиздат, Л., 1964.
 69. Кибель И. А. Распределение температуры в земной атмосфере. ДАН СССР, XXXIX, № 1, 1943.
 70. Кибель И. А. Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды. ГТТИ, М., 1957.
 71. Кирюхин Б. В., Шнилев Б. М. Исследование величины коэффициента испарения. Сб. «Проблемы физики атмосферы», № 2, ЛГУ, 1963.
 72. Кокин Г. А. О некоторых вопросах неравновесного состояния газов. Тр. ЦАО, вып. 29, 1960.
 73. Кондратьев К. Я. Перенос длинноволнового излучения. ГТТИ, 1950.
 74. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца. Гидрометеиздат, Л., 1954.

75. Кондратьев К. Я. Актинометрия. Гидрометеониздат. Л., 1965.
76. Кондратьев К. Я. и Нийлс Х. Ю. К вопросу о тепловом излучении атмосферы. Тр. ВНМС, т. VI, 1963.
77. Кондратьев К. Я., Борисенков Е. П., Морозкин А. А. Практическое использование данных метеорологических спутников. Гидрометеониздат, Л., 1966.
78. Коптев А. Г. Альbedo облаков. Тр. ААНИИ, т. 229, 1961.
79. Кудрявцев В. А. О годовых колебаниях температуры почвы. Сб. «Мерзлотные исследования», т. 1, МГУ, 1961.
80. Кудрявцев В. А. и Меламед В. Г. Численный подсчет теплооборотов в средах с фазовыми переходами. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 12, 1960.
81. Лайхтман Д. Л. Определение суммарного испарения и теплоотдачи с небольших водоемов. Тр. ГГО, вып. 53/115, 1955.
82. Ламли Дж. и Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности, пер. с англ. изд-во «Мир», 1966.
83. Ледник Федченко, Сб. статей. Под ред. В. Л. Шульца. т. 1—2. Изд. АН УзССР, Ташкент, 1962.
84. Леонов М. П., Прихотько Г. Ф. Исследование по искусственному увеличению осадков. Тезисы доклада, Л., 1965.
85. Линдзен Р. С. Физические процессы в мезосфере. Сб. «Динамика крупномасштабных атмосферных процессов», Изд-во «Наука», М., 1967.
86. Литвиненко Л. И. Меридиональная циркуляция атмосферы в экваториальной зоне. Тр. ЦИП, вып. 144, 1965.
87. Ломинадзе В. П. и Хргиан А. Х. О влиянии горных возвышенностей на влажность атмосферы. ДАН СССР, т. 163, № 3, 1965.
88. Мазин И. П. Физические основы обледенения самолета. Гидрометеониздат, М., 1957.
89. Мазин И. П. О стратификации температуры и влажности в облаках. Тр. ЦАО, вып. 71, 1966.
90. Малкевич М. С., Самсонов Ю. Б. и Копрова Л. И. Водяной пар в стратосфере. УФН, т. XXX, вып. 1, 1963. Сб. «Проблемы физики атмосферы», № 2, МГУ, 1963.
91. Маршурова М. С. О расчете баланса длинноволновой радиации при пасмурном небе. Тр. ААНИИ, вып. 226, 1959.
92. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Гидрометеониздат, Л., 1965.
93. Машкова Г. Б. Некоторые результаты метеорологических наблюдений на высотной башне. Сб. «Излучение пограничного слоя». АН СССР, 1963.
94. Машкович С. А., Добрышман Е. М., Хейфец Я. М. Характеристики зональной циркуляции. Гидрометеониздат, М., 1958.
95. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Гидрометеониздат, Л., 1961.
96. Микиров А. Е. Аэрозольный слой в верхней атмосфере. ДАН СССР, т. 142, № 3, 1962.
97. Микиров А. Е. Исследование яркости неба. Искусственные спутники Земли, вып. 13, 1962.
98. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория климатов. Гостехиздат, 1939.
99. Минервин В. Е. Сезонное и географическое распределение водности облаков. Тр. ЦАО, вып. 55, 1964.
100. Минина Л. С. и Батяева Т. Ф. Структура атмосферы при вторжении тропического воздуха. Тр. ЦИП, вып. 137, 1964.
101. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Изд-во «Наука», ч. I. 1965, ч. II, 1967.
102. Морачевский В. Г., Алцыбеева А. И., Голубева В. П. К вопросу о равновесной упругости пара над растворами поверхностно-активных веществ.

103. Мулламаев Ю. А. Атлас оптических характеристик взволнованной поверхности моря. Тарту, 1964.
104. Мулярчик Т. М. Интерферометрические измерения температуры верхней атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1960.
105. Накоренко Н. Ф. Распределение влажности в атмосфере над Слущком. Метеорология и гидрология, № 9, 1937.
106. Николэ М. Аэрономия. Пер. с франц. Изд-во «Мир», 1964.
107. Петренчук О. П. Фронтальная структура антициклона. Тр. ГГО, вып. 92, 1958.
108. Пивоваров А. А. Определение коэффициента турбулентной теплопроводности по вертикали в море. Тр. Морского гидрофизического ин-та, т. 4, 1954.
109. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы. Гидрометеониздат, Л., 1959.
110. Погосян Х. П. Сезонные и внутрисезонные изменения температуры, геопотенциала и атмосферной циркуляции в стратосфере. Результаты исследований по международным геофизическим проектам, метеорология, № 10, М., 1965.
111. Похунков А. А. Об изменении среднего молекулярного веса воздуха на высоте от 100 до 210 км. Искусственные спутники Земли, вып. 12, 1962.
112. Ратклифф Дж. (ред.). Физика верхней атмосферы. Пер. с англ. ИЛ, М., 1963.
113. Риль Г. Тропическая метеорология. Перев. с англ. ИЛ, 1963.
114. Риль Г. Изменения структуры волн в восточном переносе. Сб. «Динамика крупномасштабных атмосферных процессов». Изд-во «Наука», М., 1967.
115. Русин Н. П. Метеорологический и радиационный режим Антарктиды. Гидрометеониздат, Л., 1961.
116. Сапожникова С. А. Некоторые особенности климата оазисов в условиях Средней Азии. Тр. ГГО, вып. 30, 1951.
117. Селезнева Е. С. Особенности распределения ядер конденсации по вертикали при различной стратификации атмосферы. Тр. ГГО, вып. 134, 1962.
118. Селезнева Е. С. Атмосферные аэрозоли. Гидрометеониздат, Л., 1966.
119. Селезнева Е. С., Дроздова В. М. и др. Химический состав атмосферных осадков. Гидрометеониздат, Л., 1964.
120. Ситников И. Г. Некоторые результаты гидродинамического исследования бризов. Тр. ЦИП вып. 93, 1960.
121. Скворцов А. А. К вопросу о климате оазиса. Тр. по с.-х. метеорологии, т. XX, 1928.
122. Смирнов В. И. Обобщенное кинетическое уравнение Больцмана и некоторые уравнения кинетики полидисперсных систем. Тр. ЦАО, вып. 47, 1963.
123. Сорочинский М. А. Изменения давления, обусловленные геострофическим и фактическим вихрем. Сб. «Численные методы прогноза погоды», Ташкент, 1964.
124. Стехновский Д. И. Барическое поле земного шара. Гидрометеониздат, М., 1962.
125. Сумгин М. И. Вечная мерзлота. Владивосток. 1927.
126. Суховицкий П. Я. Допплеровские скорости протонов по наблюдениям эмиссии $H\beta$. Результаты исследований по программе МГГ, полярные сияния и свечение ночного неба, № 7, Изд. АН СССР, М., 1961.
127. Тимофеев М. П. Испарение с водной поверхности в турбулентной атмосфере. Уч. зап. ЛГУ, № 120, сер. физ. наук, вып. 7, 1949.
128. Фейгельсон Е. М. Радиационные процессы в слоистообразных облаках. Изд-во «Наука», М. 1964.

129. Фетт. В. Атмосферная пыль. Пер. с нем. 1961.
130. Халтинер Дж. и Мартин Ф. Динамическая и физическая метеорология. ИЛ, М. 1960.
131. Ханевская И. В. Зональная неоднородность распределения температуры в тропосфере над северным полушарием. Сб. «Динамика крупномасштабных атмосферных процессов», 1967.
132. Хвостиков И. А. Физика озоносферы и ионосферы. Изд. АН СССР, М. 1963.
133. Хинце И. О. Турбулентность, ее механизм и теория. Физматгиз. 1963.
134. Хоргуани В. Г. Особенности характера и скорости движения системы частиц. Труды ВГИ, вып. 3/5, 1966.
135. Хргиан А. Х., Мазин И. П. О распределении капель по размерам в облаках. Тр. ЦАО, вып. 7, 1952.
136. Хргиан А. Х., Кузнецов Г. И., Кондратьева А. В. Атмосферный озон. Результаты исследований по программе МГГ, метеорология, № 10. 1965.
137. Хргиан А. Х. Аэрологическое исследование горно-долинных ветров. Тр. ЦАО, вып. 2, 1948.
138. Хромов С. П. Основы синоптической метеорологии. Гидрометеиздат, Л., 1948.
139. Хромов С. П. Муссоны в общей циркуляции атмосферы. Сб. «А. И. Воейков и современные проблемы климатологии». Гидрометеиздат, Л., 1956.
140. Хромов С. П., Мамонтова Л. И. Метеорологический словарь. Изд. 2-е, Гидрометеиздат, Л., 1963.
141. Хюлст Ван-дер. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
142. Чанышева С. Г. Местные ветры Средней Азии. Гидрометеиздат, Л., 1966.
143. Чередниченко В. И. Физика верхней атмосферы Земли. Изд. Киевского ГУ, 1965.
144. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М. 1954.
145. Шабельникова М. В. О летнем режиме геопотенциала и воздушных течений в стратосфере. Тр. ЦИП, вып. 144, 1965.
146. Швидковский Е. Г., Алексеев П. П. и др. Ракетные исследования атмосферы. Метеорология и гидрология, № 8, 1957.
147. Шефов Н. Н. Эмиссия гелия в верхней атмосфере. Результаты исследований МГГ, полярные сияния, № 8, М., 1962.
148. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. ГТТИ, М., 1951.
149. Штауде Н. М. Фотометрические наблюдения сумерек как метод изучения верхней стратосферы. Изд. АН СССР, Л., 1936.
150. Шулейкин В. В. Физика моря. Изд. АН СССР, М., 1953.
151. Элиассен А. Формирование фронтов в атмосфере. Сб. «Атмосфера и океан в движении» ИЛ, 1963.
152. Юнге Хр. Химия и радиоактивность атмосферы. Изд-во «Мир», 1966.
153. Юскеселиева Л. О механизме образования ледяных кристаллов в атмосферах. Българска академия на науките. Comptes Rendus, т. 16, № 3, 1963.
154. Abdullah A. J. The spiral bands of a hurricane. Journ. Atm. Sci., 1966, vol. 23, No. 4.
155. Asai T. A numerical study of the air-mass transformation over the Japan Sea. Journ. Met. Soc. Japan, 1965, vol. 43, No. 1.
156. Ball F. K. A theory of fronts in relation to surface stress. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1960, vol. 86, No. 367.
157. Ball F. K. Control of inversion height by surface heating. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1960, vol. 86, No. 370.
158. Bartlett J. T. The growth of cloud droplets by coalescence. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1966, vol. 92, No. 391.
159. Belmont A. D., Dartt D. G. Double quasi-biennial cycle in observed winds in the tropical stratosphere. Journ. Atm. Sci., vol. 21, No. 164, 1964.
160. Bigg E. K., Miles G. T. Stratospheric ice nucleus measurements. Tellus, 1963, vol. 15.

161. Bolin B., Keeling C. D. Large-scale atmospheric mixing as deduced from the seasonal and meridional variations of carbon dioxide. *Journ. Geophys. Res.*, 1963, vol. 68, No. 13.
162. Bourdeau R. E., Chandra S., Neupert W. M. The correlation of extreme ultraviolet radiation and thermospheric temperature. *Journ. Geophys. Res.*, 1964, vol. 69, No. 21.
163. Brown J. A., Pybus E. J. Stratospheric water vapor soundings at McMurdo. *Journ. Atm. Sci.*, 1964, vol. 21, No. 6.
164. Buagitti K., Blackadar A. K. Theoretical studies of diurnal wind-structure variations. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 1967, vol. 83, No. 358.
165. Businger J. A., Kuhn S. M. On the observation of total and net radiation. *Journ. Met.*, 1960, vol. 17, No. 4.
166. Callendar G. S. Temperature fluctuations over the earth. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 1961, vol. 87, No. 371.
167. Conover J. H. Cirrus patterns and related air motions near the jet-stream. *Journ. Meteor.*, 1960, vol. 17, No. 5.
168. Conway L. Radiative equilibrium of the mesosphere. *Journ. Atm. Sci.*, 1964, vol. 21, No. 3.
169. Conway L. Simple models of thermally driven mesosphere circulation. *Journ. Atm. Sci.*, 1964, vol. 21, No. 4.
170. Cornford S. A note on some measurements from aircraft of precipitation within frontal clouds. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 1966, vol. 92, No. 391.
171. Cox C., Munk W. H. Slopes of the sea surface. *Scripps Inst. Oceanogr. Bull.*, 1956, vol. 6, No. 9.
172. Dartt D. G., Belmont A. D. Periodic features of the 50-millibar zonal winds in the tropics. *Journ. Geophys. Res.*, 1964, 69, No. 14.
173. Day J. A. Characteristics of bursting air bubbles. *Proc. Intern. Conf. Cloud Physics*, Tokyo, 1965.
- 173a. Defant F., Taba H. The breakdown of zonal circulation during the period 8 to 13 January 1956. *Tellus.*, 1958, vol. 10, No. 4.
174. Dessens H. Photogrammetric measures of the apparent freezing level. *Nubila*, 1964, No. 1.
175. Diment W. H. Temperature, thermal conductivity and heat flow in a drilled hole near Oak Ridge. *Journ. Geophys. Res.*, 1963, vol. 68, No. 17.
176. Dufour L., Defey R. Thermodynamics of clouds. London, 1963.
177. Estoque M. A. A theoretical investigation of the sea-breeze. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 1961, vol. 87, No. 372.
178. Evans. Diurnal variation of the temperature of the E-region. *Journ. Geophys. Res.*, 1962, vol. 67, No. 12.
179. Fallier A. J. Large eddies in atmospheric boundary layer and their possible role in the cloud rows. *Journ. Atm. Sci.*, 1965, vol. 22, No. 2.
180. Fletcher N. H. *The Physics of Rainclouds*. Cambr., 1962.
181. Fletcher N. H. Size effect in heterogeneous nucleation. *Journ. Chem. Phys.*, 1958, vol. 29.
182. Foitzik L., Hinzpeter H. *Sonnenstrahlung und Lufttrübung*. Leipzig, Akad. Verl., 1958.
183. Fortak V. Staubtransporte über Staubaktive Erdoberfläche. *Zeit. f. Meteorol.*, 1957, No. 1.
184. Funk J. P. Measured radiative flux divergence. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 1960, vol. 86, No. 369.
185. Geiger R. *Das Klima der Bodennahen Luftschicht*. 4-te Aufl. Braunschweig, 1961.
186. Grant D. R. Some aspects of convection. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, 1965, vol. 91, No. 389.
187. Gray W. M. On the balance of forces in hurricanes. *Quart. Journ. Roy. Met. Soc.*, vol. 88, 1962, No. 378.
188. Gunn R. Collision characteristics of freely falling drops. *Science*, 1965, vol. 150, No. 3697.

189. Hartmann W. Einfluss einer Sonneneruption auf die Flächenmitteltemperatur der Nordhalbkugel. Meteor. Rundsch., 1963, Nr. 5.
190. Hering W. S., Borden T. R. Diurnal variation in the summer wind. Journ. Atm. Sci., 1962, vol. 19, No. 1.
191. Hestvedt. Mother-of-pearl clouds in Norway. Geophys. Norveg., 20, No. 10, 1958.
192. Hobbs P. V., Scott W. D. A theoretical study of ice crystal habits. Proc. Int. Conf. Cloud Physics. Tokyo, 1965.
193. Hosler Ch. R. A study of easterly waves in the Gulf of Mexico. Bull. Amer. Met. Soc., 1956, vol. 37, No. 3.
194. Houghton J. T. The emissivity of earth's surface. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1958, vol. 84, No. 362.
195. Van der Hoven. I. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. Journ. Meteor., 1957, vol. 14, No. 2.
196. Howell W. E. Twelve years of cloud seeding in the Andes. Journ. Appl. Met., 1965, No. 6.
197. International Cloud Atlas. Vol. I—II. Geneva, 1956.
198. Jacchia L. Slowey. Temperature in the upper atmosphere. Journ. Geoph. Res., 1964, vol. 69, No. 19.
199. Jones R. F. Ice formation on aircraft. WMO Techn. Note No. 39. Geneva, 1961.
200. Kibel J. A. Simultaneous short-range forecasting of large- and mesoscale phenomena — a new problem in dynamic meteorology. Report to XIVth Assembly of IAMAP, Lucerne, 1967.
201. Kirk T. H. Some aspects of the theory of fronts. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1966, vol. 92, No. 393.
202. Knestrick G. L. a. o. Atmospheric scattering coefficient in the visible and infrared region. Journ. Opt. Soc. Am., 1962, vol. 52, No. 9.
203. Kochanski A. Cross-sections of the mean zonal flow and temperature along 80° W. Journ. Met., vol. 12, No. 2, 1965.
204. Kumai M., Francis K. E. Nuclei in snow and ice crystals on the Greenland ice cap. Journ. Atm. Sci., 1962, vol. 19, No. 6.
205. Kuo H. L. Forced and free circulation in the atmosphere. Journ. Meteor., 1956, v. 13, No. 6.
206. Landsberg H. Die mittlere Wasserdampfverteilung auf der Erde. Meteor. Rund., No. 4, 1964.
207. Macklin W. C., Ludlam F. H. Fallspeed of hailstones. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1961, vol. 87, No. 371.
208. Manabe S., Strickler R. F. Thermal equilibrium of the atmosphere with the convective adjustment. Journ. Atm. Sci., 1964, vol. 21, No. 4.
209. Mason B. J., Andrews J. B. Drop-size distribution from various types of rain. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1960, vol. 86, No. 369.
210. Meszaros A. Concentration et distribution dimensionnelle des gouttelettes des brouillards atmosphériques. Journ. Rech. Atm., 1952, No. 2.
211. Mordy W. Computation of the growth by condensation of a population of cloud droplets. Tellus, XI, 1959, No. 1, p. 16.
212. Munk W. H. Wind stress on water. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1955, vol. 81, No. 349.
213. Murgatroyd R. J., Goody R. M. Sources and sinks of radiative energy from 30 to 90 km. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1958, vol. 84, No. 361.
214. Newton C. A. Frontogenesis and frontolysis as a three-dimensional process. Journ. Met., 1954, vol. 11, No. 6.
215. Ninomiya K. Some aspects of cloud formation and the air mass modification over the Japan sea. Papers in Met. and Geophy., 1966, vol. 16, No. 3.
216. Ogura Y. Frictionally controlled thermally driven circulations. Journ. Atm. Sci., 1964, vol. 21, No. 6.

217. Okita T. Observations of physical structure of fog. Proc. Int. Conf. Cloud Physics. Tokyo. 1965.
218. Opik E., Singer S. Density distribution in an exosphere. Phys. of Fluids. Vol. 2. 1959.
219. Ozone-sonde observations over North America. Vol. 1. Ed. by B. W. Hering. Bedford, 1963.
220. Palmén E., Newton C. A. Properties of large amplitude waves. Tellus, 1963, vol. 15, No. 2.
221. Panoisky H. A. Temperature and wind in the lower stratosphere. Arch. Geophys. Vol. 7. 1961.
222. Penman H. L. Evaporation over the British Isles. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1950, vol. 76, No. 330.
223. Pettersen S., a. o. Geofys. Publik., 1939, vol. 12, No. 9.
224. Phillips N. A. The general circulation of atmosphere: a numerical experiment. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1956, vol. 82, No. 352.
225. Pilat M. Y., Charlson R. J. Theoretical and optical studies of humidity effects. Proc. 6th Int. Conf. Cloud. Nuclei. 1960.
226. Pogosjan H. P. Seasonal peculiarities of the temperature and atmospheric circulation regimes in the Arctic and Antarctic. WMO Techn. Note No. 28, Geneva, 1959.
227. Priester M., Martin H. A. Solare und tageszeitliche Effekte in der Hochatmosphäre. Mitteil. Univ. Sternwarte Bonn. No. 29, 1960.
228. Priestley C. H. B. Turbulent transfer in the lower atmosphere. Chicago, 1959.
229. Ramanathan K. R. Monsoons and the general circulation of the atmosphere. Monsoons of the world. New Delhi, 1960.
230. Reed R. J. A tentative model of the 26-month oscillation. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1964, vol. 90, No. 386.
231. Reiter E. Jet Stream. Chicago, 1964.
232. Riehl H. Varying structure of waves in the easterlies. Dynamics of large-scale atmospheric processes. Moscow, 1967.
233. Rofe B. Mesospheric densities and winds determined by falling sphere method at Woomera. Nature, vol. 194, 1962.
234. Rucklidge J. The examination by electron microscope of ice crystal nuclei. Journ. Atm. Sci., 1965, vol. 22, No. 3.
235. Sansom H. W. A study of cold fronts over the British Isles. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1951, vol. 77, No. 331.
236. Scherhag R. Die explosionsartige Stratosphärenwärmungen des Spät-winters 1951/52. Ber. Wetterdienst d. US-Zone, Bd. 38, 1953.
237. Schumann T. E. W. Theoretical aspects of the size distribution of fog particles. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1940, vol. 66, No. 285.
238. Smagorinsky J., Manabe S., Holloway J. L. Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere. Month. Wea. Rev., 1965, vol. 93, No. 12.
239. Soliman K. H. On the intertropical front and intertropical convergence zone over Africa. Monsoons of the world. New Delhi, 1960.
240. Stone P. H. Frontogenesis by horizontal wind deformation fields. Journ. Atm. Sci., 1966, vol. 23, No. 5.
241. Wagner A. Klimatologie der freien Atmosphäre. Braunschweig, 1931.
242. Weickmann H. Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Deutsch. Wetterdienst, No. 6. 1949.
243. Williams G. P., Davies D. R. A mean motion model of the general circulation. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1965, vol. 91, No. 390.
244. Winston J. S. Some new data on the longitudinal dimensions of planetary waves. Journ. Meteor., 1960, vol. 17, No. 5.
245. Witt G., Hemenway C. L., a. o. Composition analysis of particles of noctilucent clouds. Tellus, 1964, vol. 16, No. 4.
246. Yeh Yin-Chao. Heat transfer by vapor transfer in ventilated snow. Journ. Geoph. Res., 1963, vol. 68, No. 4.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Упругость насыщенного пара над плоской поверхностью воды или льда (E),
удельная влажность (q), отношение смеси (m) при насыщении и при
 $p=1000$ мб и виртуальная разность ΔT_v . Рассчитано по Международным
метеорологическим таблицам¹

t°	E мб	q г/кг	m г/кг	ΔT_v	t°	E мб	q г/кг	m г/кг	ΔT_v
Над льдом					—25	0,6322	0,393	0,393	0,059
					—24	0,6983	0,434	0,435	0,066
—50	0,0393	0,024	0,024	0,003	—23	0,7708	0,480	0,480	0,073
—49	0,0445	0,028	0,028	0,004	—22	0,8501	0,529	0,529	0,081
—48	0,0502	0,031	0,031	0,004	—21	0,9368	0,583	0,583	0,089
—47	0,0567	0,035	0,035	0,005	—20	1,0315	0,642	0,642	0,099
—46	0,0639	0,040	0,040	0,006	—19	1,135	0,706	0,707	0,109
—45	0,0720	0,045	0,045	0,006	—18	1,248	0,777	0,777	0,120
—44	0,0809	0,050	0,050	0,007	—17	1,371	0,853	0,854	0,133
—43	0,0900	0,057	0,057	0,008	—16	1,505	0,937	0,938	0,146
—42	0,1021	0,064	0,064	0,009	—15	1,651	1,028	1,029	0,161
—41	0,1145	0,071	0,071	0,010	—14	1,810	1,127	1,128	0,177
—40	0,1283	0,080	0,080	0,011	—13	1,983	1,234	1,236	0,195
—39	0,1436	0,089	0,089	0,013	—12	2,171	1,351	1,353	0,214
—38	0,1606	0,100	0,100	0,014	—11	2,375	1,479	1,481	0,235
—37	0,1794	0,112	0,112	0,016	—10	2,597	1,617	1,620	0,258
—36	0,2002	0,124	0,124	0,018	Над водой				
—35	0,2232	0,139	0,139	0,020	—20	1,2538	0,780	0,781	0,120
—34	0,2487	0,155	0,155	0,022	—19	1,3661	0,850	0,851	0,131
—33	0,2768	0,172	0,172	0,025	—18	1,4874	0,926	0,926	0,143
—32	0,3078	0,191	0,191	0,028	—17	1,6183	1,007	1,008	0,157
—31	0,3420	0,213	0,213	0,031	—16	1,7594	1,095	1,096	0,171
—30	0,3797	0,236	0,236	0,035	—15	1,9114	1,190	1,191	0,186
—29	0,4212	0,262	0,262	0,039	—14	2,0751	1,292	1,293	0,203
—28	0,4668	0,290	0,290	0,043	—13	2,2512	1,401	1,403	0,221
—27	0,5169	0,322	0,322		—12	2,4405	1,519	1,522	0,241
—26	0,5719	0,356	0,356						

¹ Международные метеорологические таблицы, сер. I. Изд. ВМО, 1966.

t°	E мб	q г/кг	m г/кг	$\Delta T_{\text{в}}$	t°	E мб	q г/кг	m г/кг	$\Delta T_{\text{в}}$
-11	2,6438	1,646	1,649	0,262	20	23,371	14,666	14,884	2,613
-10	2,8622	1,782	1,785	0,285	21	24,858	15,608	15,856	2,790
-9	3,0965	1,928	1,932	0,309	22	26,428	16,593	16,884	2,979
-8	3,3478	2,085	2,089	0,336	23	28,083	17,654	17,792	3,178
-7	3,6171	2,253	2,258	0,364	24	29,829	18,764	19,123	3,389
-6	3,9055	2,433	2,438	0,394	25	31,668	19,935	20,341	3,613
-5	4,2142	2,625	2,632	0,427	26	33,606	21,17	21,63	3,849
-4	4,5444	2,831	2,839	0,462	27	35,646	22,47	22,99	4,099
-3	4,8974	3,052	3,061	0,500	28	37,793	23,85	24,43	4,364
-2	5,2745	3,287	3,298	0,539	29	40,052	25,29	25,95	4,645
-1	5,6772	3,532	3,545	0,583	30	42,427	26,84	27,56	4,941
0	6,1070	3,807	3,822	0,630	31	44,924	28,42	29,26	5,254
+1	6,5653	4,094	4,110	0,680	32	47,548	30,12	31,05	5,585
2	7,0538	4,399	4,418	0,734	33	50,303	31,89	32,93	5,935
3	7,5743	4,724	4,747	0,791	34	53,197	33,77	34,95	6,304
4	8,1284	5,071	5,097	0,852	35	56,233	35,74	37,06	6,693
5	8,7181	5,440	5,470	0,917	36	59,418	37,81	39,29	7,103
6	9,3453	5,833	5,864	0,986	37	62,759	39,98	41,05	7,537
7	10,012	6,251	6,289	1,060	38	66,260	42,27	44,14	7,994
8	10,720	6,694	6,739	1,139	39	69,930	44,68	46,76	8,476
9	11,473	7,167	7,218	1,229	40	73,773	47,20	49,54	8,984
10	12,271	7,668	7,726	1,320	41	77,798	49,85	52,47	9,519
11	13,118	7,200	8,266	1,416	42	82,011	52,64	55,56	10,083
12	14,016	8,764	8,840	1,518	43	86,419	55,56	58,83	10,677
13	14,967	9,392	9,448	1,628	44	91,029	58,64	62,29	11,303
14	15,975	9,996	10,095	1,745	45	95,850	61,86	65,94	11,961
15	17,042	10,668	10,780	1,868	46	100,89	65,24	69,79	12,655
16	18,171	11,379	11,507	1,999	47	106,15	68,78	73,86	13,384
17	19,365	12,133	12,277	2,140	48	111,65	72,50	78,17	14,152
18	20,628	12,931	13,100	2,288	49	117,40	76,41	82,73	14,961
19	21,962	13,774	13,966	2,445	50	123,39	80,50	87,55	15,811

Расшифровка данных синоптической карты

Помимо изобар и фронтов (холодного  , теплого  и окклюзии ) на синоптические приземные карты погоды наносятся цифрами и условными знаками дан-

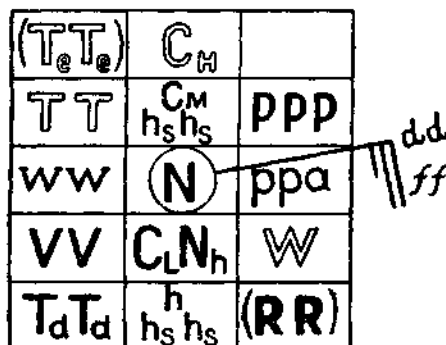


Рис. 1. Схема нанесения метеорологических данных на карту погоды.

ww	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		C _L	C _M	C _H	C	W	a	N
00	○	○	○	○	∞	∞	∞	∞	∞	(S)	0				∠	○	∧	○
10	=	=	=	<	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	1	△	△	△	△	⊙	∠	⊙
20	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	2	△	△	△	△	⊙	∠	⊙
30	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	3	△	△	△	△	⊙	∠	⊙
40	(≡)	≡	≡	≡	≡	≡	≡	≡	≡	≡	4	○	○	○	○	≡		○
50	,	,	,	,	,	,	,	,	,	,	5	∞	∞	∞	∞	,	∠	⊙
60	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	6	—	—	—	—	•	∠	⊙
70	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	7	---	---	---	---	*	∠	⊙
80	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	8	∞	∞	∞	∞	∇	∠	⊙
90	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	∇	9	∞	∞	∞	∞	∇		⊙

Рис. 2. Таблица символов для нанесения метеорологических данных на карту погоды.

ные наблюдений метеорологических станций в этот момент. Схема нанесения их около кружка, отмечающего станцию, изображена на рис. 1, а используемые условные знаки представ-

лены на рис. 2. На рис. 1 ТТ — температура в целых градусах, ррр — давление в десятых долях миллибара (минус 1000 мб), вв — изменение давления за три часа (тенденция), $T_d T_d$ — точка росы, h — высота нижней границы облаков в метрах. Стрелка указывает, откуда дует ветер, оперение ее — скорость ветра (одно длинное перо — 2 м/сек., короткое — 1 м/сек.). Кроме того, знаки C_H , C_M и C_L описывают форму облаков, N и N_L — количество облаков, ww — погоду в момент наблюдения, W — погоду за последние 6 часов, a — ход давления воздуха за последние 3 часа.

Смысловые значения условных знаков, приведенных на рис. 1 и 2, можно найти, например, в учебнике А. С. Зверева¹.

¹ А. С. Зверев. Синоптическая метеорология. Гидрометеонздат, Л., 1968.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютная влажность 60, 61
- Авогадро число 259, 276
- Агеострофическое отклонение 411
- Адаптации коэффициент 242, 259
- Адвекция 438
- Адиабатические процессы 91
- Адиабатные графики 93
- Азот воздуха 11, 20
- Акустика атмосферы 602
- Акустическое зондирование 238
- Альbedo земной поверхности 136
 - Земли 138
- Антициклоны 84 486
 - промежуточные 487
 - заключительные 487
 - стационарные 487
 - динамические 530
- Арктический воздух 333
- Атмосферы:
 - состав 7, 28
 - температура 178
 - общая циркуляция 520
 - оптика и акустика 602
- Баланс радиационный 156
 - тепловой 178, 437
- Баллистическая плотность (верхней атмосферы) 83
- Барическая топография, абсолютная и относительная 80
- Бароклинность 408
- Барометрическая ступень 74
- Барометрическое нивелирование 75
- Барометрическая формула 16, 73, 75
- Бора 77, 511
- Бофорта шкала 385
- Бризы 517
- Бугера закон 128
- Бьеркнеса теорема 445
- Венцы 598
- Вертикальные движения, их рас-
счет 395
 - — выражение через давление 408
 - — значение для осадков 377 382
 - — в уравнении вихря 408
 - — на фронте 455
 - — при бризе 520
 - — в стратосфере и мезосфере 549
- Ветер геострофический 76, 398
 - градиентный 399
 - отклонение от изобары 413
 - местные 502
 - горно-долинные 503
 - горных стран 508
- Вечная мерзлота 172
- Виртуальная температура 72
- Вихрь скорости 407
- Влажно-адиабатический процесс 95
- Влажность воздуха 60
 - относительная 61
 - абсолютная 61
 - удельная 61
 - — в приземном слое 62
- Влажности вертикальное распределе-
ние 66
 - суточный ход 272
 - дефицит 62
- Вовлечение (в конвективное облако) 322
- Водность облаков 292
- Водо запас облаков 293
- Водород в атмосфере 22
- Водяной пар 59
 - — в стратосфере 67
- Водяного пара единицы измерения 60
 - — распределение с высотой 66
 - — распределение на земной по-
верхности 62
 - — поглощение в инфракрасной
области 126
- Водяные облака 290

- Воздушные массы 333
- Волны Гельмгольца 312
 - препятствий (подветренные) 326, 513
 - длинные 538
- Восточная волна 529
- Вращательная температура 230
- Вспышки на Солнце 10, 114, 232
- Вулканическая пыль 48
- Вымеобразные облака 315
- Высота однородной атмосферы 74
 - уровня конденсации 101
 - обращения (местных ветров) 507
- Высотная фронтальная зона 451
- Вязкость воздуха 52, 401
 - магнитная 402
- Газовая постоянная 71
- Газы атмосферы 7
- Гало 595
- Гелий атмосферы 13, 18, 26, 27
- Геопотенциал 77
- Геопотенциала барометрическая формула 77
- Геопотенциальный метр 78
- Геострофический ветер 76, 398
- Геотермический градиент 162
- Гигроскопическая влагоемкость почвы 268
- Гидродинамический прогноз 495
- Гидроксил в атмосфере 22, 23, 70
- Глаз бури 477
- Гололед 378
- Гомогенная конденсация 278
- Горная болезнь 74
- Горный эффект 226
- Град 363, 372
- Градиент давления горизонтальный 84
- Градиента сила 396
- Гребень 84
- Давление воздуха 71
 - — на уровне моря 83
 - — на больших высотах 80
 - зависимость от высоты 73
 - суточные колебания 85
- Дальность видимости 584
 - — ночная 589
- Дефицит влажности 62, 261
- Деформационное поле 432
- Дивергенция излучения 140, 150
 - скорости 394
 - линий тока
- Диссипация газов 24, 75
 - энергии 428
- Диссипации уровень 24, 81
- Диффузия газа 17
 - пара 69
 - — продольная 265
- Длинные волны 538
- Дождь 364
- Дымка 276, 332
- Заморозки и борьба с ними 171
- Западный перенос 530
- Заря 583
- Звук в атмосфере 238, 602
 - в разреженной атмосфере 610
 - скорость 603
 - видимое распространение 602
 - преломление 604
 - затухание 608
 - аномальная слышимость 609
- Зональная циркуляция 530
- Ибэ (ветер) 393
- Излучение черного тела 116, 139
 - земной поверхности 139
 - атмосферы 140
 - эффективное 140
- Излучения законы 114
 - наблюдения 147
 - наблюдения со спутников 152
 - расчет по формуле Онгстрема и Брента 147
 - суммы 151
- Изморозь 378
- Изобары 84
- Изогипсы 80, 86
- Изопотенциальная поверхность 77
- Изотермы 187
- Инверсии 100, 104, 164, 215
 - приземная 215
 - оседания 217
 - фронтальные 219
 - турбулентные 219
 - над облаками 310
 - в антициклонах 188
 - влажности 66
- Индекс циркуляции 534
- Иней 378
- Индикатриса рассеяния 574
- Инсоляция 120
- Интенсивность осадков 367
- Иодистое серебро 361
- Ионизация атмосферы 27
- Ионосфера 7, 114, 236
- Искусственное воздействие на заморозки 171
 - — на температуру почвы 170
 - — на испарение 266
 - — на облака и осадки 360
- Испарение 256
 - с ограниченной площади 262
 - в естественных условиях 266
 - с почвы 267
 - падающей капли 367
 - теория 257
- Капли облачные, спектр 291
 - — состав 299

- — слияние 345
- Капли осадков, размеры (спектр) 365
- — скорость падения 366
- Капли облаков 291
 - дождя 364
- Карты барической топографии 86
 - среднего давления на уровне моря 85
 - средних температур 187
 - числа туманов 335
 - средней облачности 330
 - количества осадков 383
 - упругости пара 63
- Касательное напряжение 402, 423, 426
- Кинематика воздушных течений 384
- Кинетическая энергия общей циркуляции 525
- Кислород в атмосфере 11, 21, 38
- Коагуляция (капель и частиц) 345
 - броуновская 348
 - гравитационная 349
 - электростатическая 354
 - ядер конденсации 282
- Коагуляции теория 345
 - константа 345
- Количество облаков 328
- Конвекция 315
 - свободная и вынужденная 317
 - ячейковая 314
- Конвергенция 394
 - трения 455
- Конденсация 95, 339
 - при смещении 298
 - изотермическая 357
- Конденсации теория 339
 - ядра 280
- Континентальный эффект озона 35
- Кориолиса сила 397
- Космическая пыль 48, 50
- Коэффициент перемешивания 19, 55
 - поглощения 126, 141, 145
 - прозрачности 128
 - теплопроводности 160
 - теплоусвоения 164
 - захвата 350
- Кривая состояния 100, 107
 - стратификации 100, 107
- Кристаллические облака 295, 301, 306
- Кристаллы, частицы облаков 295
 - снега 369
 - скорость роста 357
 - форма роста 359
 - обзрение 370
- Критерии устойчивости 103, 109
 - — для длинных волн 539
 - — для ячейковой конвекции 314
- Кругооборот воды 256
- Крупа 368
- Ледниковый ветер 508

- Ледяные облака 295
- Линии тока 391
- Ложбина 84
- Магнито-гидродинамическая сила 10, 402
- Масса атмосферы 7
- Массы воздушные 433
- Масс трансформация 439
- Масштаб турбулентности 437
- Мезопause 9
- Мезосфера 9
- Мезосферы температура 245
 - облака 337
 - циркуляция 546
- Мерзлота многолетняя (вечная) 172
- Метеоры в атмосфере 8, 48, 50, 233
- Мономолекулярные пленки 266
- Меридиональная циркуляция 334
- Метель 372
- Микроструктура облаков 290
- Мираж 569
- Морось 364
- Морские течения
- Морской бриз 517
- Муссонов влияние на влажность 62
 - — на температуру 192
- Муссоны 559
- Насыщенный пар 60, 274
 - — над заряженной каплей 278
- Неустойчивость термодинамическая 104, 109
 - — рассчитанная по методу слоя 108
 - — — по методу Пристли 109
- Неустойчивость ячейковой циркуляции 314
 - длинных волн 539
- Оазиса климат 172, 196
- Облака 300
 - фронтальные 306
 - конвективные 315
 - ячейковой циркуляции 311
 - горных стран 325
 - водяные 290
 - ледяные 295
 - перламутровые 336
 - серебристые (мезосферные) 336
 - микроструктура 290
 - формы 300
 - количество и высота 328
- Облачные волны 312, 326, 515
- Обледенение самолетов 380
- Общая циркуляция 520
 - — тропического пояса 525
 - — умеренных широт 530
 - — над полярными областями 542
 - — верхней атмосферы 546

- Общей циркуляции теории 551
- Озон 12, 28
 - тропосферный 45
- Озона оптические свойства 31
 - географическое распределение 34
 - вертикальное распределение 36
 - фотохимические превращения 38
 - континентальный эффект 35
 - константа релаксации 41
 - перенос 42
- Озонограмма 30
- Озонопауза 36
- Окклюзия 461
- Окно прозрачности атмосферы 146
- Оптическая толщина 128
- Оптика атмосферы 602
- Осадки 363
 - обложные и ливневые 364
- Осадков интенсивность 367
 - наземные формы 378
 - количество 381
- Осажденной воды слой 127
- Ослабление луча в атмосфере 32, 127
- Относительная влажность 60, 101
- Отношение смеси 61
- Отклоняющая сила (Кориолиса) 397
- Отражаемость радиолокационная 295, 365
- Пар водяной 59
 - — в стратосфере 67
 - — в приземном слое 62
 - насыщающий 60, 274
- Пара водяного единицы измерения 60
 - — вертикальное распределение 66
 - — конденсация 339
- Парниковый эффект 147
- Пассаты 526
- Пассатные волны 529
- Переохлаждение 357
- Перемешивания коэффициент 19, 55
- Перенос радиации 134
- Переохлаждение 290
- Пересыщение 343
- Перламутровые облака 336
- Планетарная высотная фронтальная зона 535
- Поверхностное натяжение воды 274
- Поглощение света (радиации) 126
 - — в спектральных линиях 141
 - — в длинноволновой части спектра 145
 - — озоном 32, 39, 130
 - — углекислым газом 130
- Пограничный слой 9, 412
- Подветренные волны 513
- Подстилающая поверхность 159, 165, 178
- Показатель преломления 564
 - — приведенный 569
- Поляризация света неба 576
- Полярная ночь 121
- Полярные сияния 20, 23, 255
- Полярный день 121
- Потенциальная температура 93, 106
- Почвы температура 159
 - влажность 160
- Преломление света 564
- Приземный слой 9, 66, 386
- Приливы солнечные и лунные 90
- Примитивные уравнения (исходные или полные) 498
- Притока тепла уравнение 91, 406, 432, 552
- Прогноз синоптический 488
 - гидродинамический 495
- Прозрачности коэффициент 128, 130
- Псевдоадиабатический градиент 97
- Пыль 47
 - вулканическая 48
 - космическая 50
- Пылинок разнообразности 48
 - падение 52
 - скольжение 53
 - распределение в атмосфере 53, 57
- Пыльные бури 48
- Радиационный баланс 156
- Радиоактивное тепло внутри Земли 162
- Радуга 578, 590
- Разделение газов 15
- Ракеты метеорологические 8, 238
- Рассеянная радиация Солнца 133
- Рассеяние света 572
 - — молекулярное 125
 - — крупными частицами 126, 577
 - — многократное 580
- Рейнольдса число 366
- Рефракция астрономическая 566
 - земная 567
 - боковая 570
- Ричардсона число 112
- Роза ветров 534
- Роса 378
- Росы точка 66
- Свободный пробег молекул 52, 80
- Серебристые облака 8, 336
- Силы, действующие в атмосфере 395
- Сила градиента 396
 - отклоняющая 397
 - центробежная 399
 - внутреннего трения 401
 - магнито-гидродинамическая 402, 416
- Синоптический прогноз 488
- Склонение Солнца 121

- Скольжение пылинок 52
- Скорость ветра 384
- Скорости ветра вертикальное распределение 386
 - — головной ход 387
 - — суточный ход 387
- Скорость падения пылинок 52
 - — капель дождя 366
 - — градин 376
- Слияние капель 355
- Снег 368
- Снежинок формы 369
- Снежный покров 371
- Снежного покрова теплопроводность 168
 - — влияние на температуру почвы 169
- Солнечная постоянная 118
- Солнечная энергия (радиация) 113
- Солнечные пятна 114
 - вспышки 114
- Солярные температуры 207
- Спектр размеров капель облаков 291
 - — осадков 364
- Спектральные линии и полосы 117
- Спираль Экмана 414
- Спутников использование для радиационных наблюдений 152
 - — для определения плотности атмосферы 242
 - — для наблюдения циклонов 478
- Стандартная атмосфера 76, 249
- Стоковый ветер 509
- Стратопауза 7
- Стратосфера 9
- Стратосферы влажность 67
 - температуры 245
 - циркуляция 546
- Струйное течение 8, 536
 - — на краю полярной ночи 537
- Сублимация пара 95, 297
- Суммы осадков 381
- Сумерки 580
- Сухоадиабатический процесс 91
- Суховой 171, 441
- Сходимость течений 394
 - — экваториальная 525
- Тайфуны 476
- Температура воздуха 178
 - почвы 159
 - виртуальная 72
 - потенциальная 93
 - солярная 207
- Температуры верхних слоев атмосферы 228
- Температуры распределение на земном шаре 187
 - суточный ход 219
- Температуры почвы годовой и суточный ход 161, 167
 - — зависимость от снежного покрова 168
 - — — от орошения 172
- Теплоемкость воздуха 91
 - почвы 159
- Тепловой баланс 179
- Теплообмен в почве 158
 - в море 176
- Теплопроводность воды, льда, почвы, воздуха 159
- Термитеский ветер 437
- Термодиффузия 69
- Термосфера 9, 25
- Термосферы температура 253
- Тефиграмма 100
- Точка инея 298
 - росы 66
- Трансформация воздушных масс 433, 439
- Траектории воздушных частиц 392
- Тропические циклоны 476
- Тропический воздух 333
- Тропопауза 9, 219
 - в циклонах 484
- Тропопаузы связь с общей циркуляцией 484
- Тропосфера 9
- Туманы 332, 587
 - смешения 299
 - радиационные и адвективные 334
- Туманов повторяемость 335
- Турбулентность 53, 417
- Турбулентности спектр энергии 421
 - масштабы 421, 427
 - спектр энергии 421
 - пульсации 418
 - диссипация энергии 428
- Углекислота 13
- Углекислоты распределение в атмосфере 14
 - оборот в океане и атмосфере 15
 - вековой ход 15
- Углекислотой поглощение радиации 127, 146
- Угловой эффект 394
- Удельная влажность 61, 66
- Ультрафиолетовых лучей поглощение 28, 31
- Упругость пара 60
 - — в приземном слое 63
- Уровень диссипации 24
 - конденсации 101
- Уравнение вихря 407, 467, 495
 - Пуассона 92
 - Клапейрона 71
 - теплопроводности 159
 - диффузии пара 260

— диффузии газа при учете силы тяжести 18

Уравнения движения общие 405

— притока тепла 91, 406, 410

— движения в системе (x, y, p) 408

— — в сферических координатах 552

Ускользание газов 101

Фазы воды в облаках 290

Фактор мутности 130

Фён 102, 513

Форбса эффект 130

Фронт атмосферный 432

— теплый 454

— холодный 458

— окклюзии 461

— поверхность 445

— возникновение 432

Функция поглощения 142

Циклон 84, 432

— молодой 471

— центральный 472

— тропический 476

— возникновение 466

Циркуляции ускорение 445

Шкала высот 74

— Бофорта 385

Экватор небесный 121

— озонный 34

Эклиптика 119

Экзосфера 81

Эмаграмма 99, 107

Энергия неустойчивости 107

— кинетическая 525

Энтропия 94

Эффективное излучение 147

Ядра конденсации 280

— Айткена 281

— гигантские 281

— ледяные 287

Ячейковая циркуляция 314

РЕЗЮМЕ

В монографии «Физика атмосферы» дан обзор современного состояния основных проблем этой ветви науки, описаны главные физические явления в атмосфере, приведены элементы их теории и указаны некоторые примеры практических приложений этой науки в различных областях хозяйства и техники, включая и сведения об опытах искусственного воздействия на облака, осадки и микроклимат.

Автор показал, что основные черты атмосферных явлений хорошо описываются количественной физической теорией, учитывающей приходо-расход энергии, уравнения движения атмосферы, процессы испарения, конденсации и образования осадков и др. От развития такой теории, несомненно, зависит и дальнейший прогресс науки об атмосфере в целом.

Явления в атмосфере в то же время зависят от взаимодействия атмосферы с океаном и сушей, от морских течений и рельефа континентов. В ряде случаев автор приводит количественные характеристики такого взаимодействия.

Влияние подстилающей поверхности в термическом и динамическом отношениях сказывается главным образом в пограничном слое атмосферы. Изучение этого слоя представляет большой интерес, так как с ним связаны обмен теплом и количеством движения, эффект трения, местные воздушные течения и даже некоторые формы облаков.

Большое влияние на физические процессы в атмосфере оказывает космос. Между атмосферой и космосом происходит обмен веществом (в виде корпускул, частиц газа и твердого вещества) и лучистой энергией различных длин волн, нагревающей и ионизирующей атмосферу и создающей в ней видимое и рентгеновское излучение и уходящую инфракрасную радиацию. Эти космические эффекты имеют многочисленные вторичные следствия, такие, как магнитное торможение в верхней атмосфере или образование радио-изотопов, например углерода C^{14} , позволяю-

щего установить шкалу времени для атмосферных процессов давнего прошлого.

Влияние космоса наиболее сильно, конечно, в верхней атмосфере, физическое исследование которой поэтому наиболее сложно и охватывает наиболее широкий круг явлений, кратко описанных в монографии.

Хотя конечной задачей физики атмосферы является изучение и прогноз ее движения, но то и другое невозможно, если не иметь сведений о лучистом теплообмене, процессах сгущения и испарения влаги и связанных с ними переходах тепла. Для верхних слоев решение этой основной задачи требует знания также и изменений состава (ионизации и диссоциации).

Одним из наиболее новых и перспективных способов исследования атмосферы является применение искусственных спутников Земли, передающих изображения земной поверхности в видимой и инфракрасной частях спектра. Интерпретация этих наблюдений и диагноз с их помощью формы и скорости движения атмосферы (исключительно важный для прогноза погоды) ставит очень широко задачу об изучении форм облаков и их сочетаний, а также о связи их с полем ветра и вертикальных движений. Той же цели отвечает и начавшееся недавно исследование средне-масштабных движений атмосферы и соответствующих им облачных систем.

SUMMARY

This monograph comprises a review of the present state of knowledge of physics of the atmosphere. Description of the main atmosphere processes is followed by some examples of practical application of this subject in national economy. Information is given on modification of clouds, precipitation and microclimate, etc.

The author proves that in outline the atmospheric processes may be given a adequate explanation by the quantitative physical theory which takes account of energy income and loss, the atmosphere movement equations, evaporation, condensation and precipitation, etc. This theory is a good contribution to meteorology.

The influence of the ocean and land, and particularly of sea currents and continent relief, upon the atmospheric processes is corroborated with quantitative characteristics of the atmosphere-land-ocean interaction.

Thermal and dynamical effects of the earth's surface are experienced mainly in the boundary layer of the atmosphere. Further investigation of this layer as responsible for heat and momentum exchanges, friction effects, local currents and some forms of clouds is of utmost importance.

Physical atmospheric processes are greatly influenced by the outer space. Between the atmosphere and the outer space there takes place the exchange of substance (corpuscles or gas and solid particles) and of solar radiation of different wave length which is responsible for heating and ionizing the atmosphere. The influence of the outer space upon the atmosphere results in such phenomena as magnetic disturbances in the upper atmosphere and formation of radioactive isotopes, e. g. carbon C^{14} , permitting to reestablish the time scale of atmospheric processes in the remote past.

Of course, the outer space effect is most profound in the upper atmosphere, and so physical investigation of the upper

atmosphere is the most complicated task, which covers a larger number of processes briefly described in this book.

The ultimate goal of the atmospheric physics is the forecast of the atmosphere movement. This cannot be done, however, if no adequate data on heat radiation exchange, water condensation and evaporation are available. This problem implies also the knowledge of the changes in the air composition (ionization and dissociation).

One of the latest and prospective methods of the atmosphere investigation is the use of artificial satellites. The processing of satellite information with the purpose of the atmosphere movement analysis (which is necessary for weather forecasting) requires thorough knowledge of cloud forms and combinations as well as their relation to the winds and vertical movements. The investigation of medium-scale atmosphere movements and the associated cloud systems helps much in this study.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5

Раздел I. СОСТАВ АТМОСФЕРЫ

Глава I. Газовый состав атмосферы	7
§ 1. Газы атмосферы	10
§ 2. Углекислота	13
§ 3. Теория разделения газов	15
§ 4. Спектры полярных сияний и состав верхних слоев атмосферы	20
§ 5. Водород и гидроксил в земной атмосфере	22
§ 6. Ускользание газов из земной атмосферы	24
§ 7. Ионизация атмосферы	27
Глава II. Атмосферный озон	28
§ 8. Единицы измерения	29
§ 9. Оптические свойства озона	31
§ 10. Географическое распространение и годовой ход озона	34
§ 11. Вертикальное распределение озона	36
§ 12. Физические процессы, управляющие распределением озона в атмосфере. Фотохимические процессы	38
§ 13. Перенос озона	42
§ 14. Тропосферный озон	45
Глава III. Атмосферная пыль	47
§ 15. Общие сведения	47
§ 16. Падение пылинок	52
§ 17. Турбулентность воздуха и ее значение для распределения пылинок	53
§ 18. Теоретические соображения о распределении пыли в атмосфере	56
Глава IV. Водяной пар в атмосфере	59
§ 19. Единицы измерения	60
§ 20. Распределение влажности в приземном слое	62
§ 21. Вертикальное распределение влажности	66
§ 22. Влажность в стратосфере	67

Раздел II. ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Глава V. Основные законы статики атмосферы. Давление воздуха	71
§ 23. Уравнение состояния воздуха	71
§ 24. Зависимость давления воздуха от высоты над уровнем моря	73
§ 25. Некоторые примеры использования барометрической формулы	75
§ 26. Барометрическая формула геопотенциала	77
§ 27. Давление и плотность воздуха на больших высотах	80
§ 28. Давление воздуха на уровне моря	83
§ 29. Суточные колебания давления и приливы	89
Глава VI. Адиабатические процессы в атмосфере	91
§ 30. Сухоадиабатический процесс	91
§ 31. Энтропия	94
§ 32. Влажноадиабатический процесс	95
§ 33. Адиабатические графики (термодинамические диаграммы)	98
§ 34. Высота уровня конденсации	101
§ 35. Фен	102
§ 36. Термодинамическая устойчивость в атмосфере	103
§ 37. Запас энергии неустойчивости в атмосфере	107
§ 38. Определение неустойчивости по методу слоя	108
§ 39. Другие критерии устойчивости	109
Глава VII. Радиационные процессы в атмосфере. Солнечная энергия	113
§ 40. Законы излучения	114
§ 41. Распределение солнечного тепла на земной поверхности в отсутствии атмосферы	119
§ 42. Рассеяние и поглощение солнечных лучей в атмосфере	125
§ 43. Ослабление солнечного луча на его пути в атмосфере	127
§ 44. Солнечная радиация, достигающая поверхности Земли	131
§ 45. Рассеянная радиация Солнца	133
§ 46. Альбедо Земли	136
Глава VIII. Излучение земной поверхности и атмосферы	138
§ 47. Природа излучения поверхности Земли	138
§ 48. Поглощение в спектральных линиях и полосах	141
§ 49. Поглощение и излучение длинноволновой радиации в атмосфере	145
§ 50. Результаты наблюдений за излучением	147
§ 51. Суммы эффективного излучения	151
§ 52. Некоторые возможности исследования атмосферы при помощи радиационных наблюдений со спутников	152
§ 53. Радиационный баланс	156
Глава IX. Теплообмен в верхних слоях почвы и воды	158
§ 54. Основы теории распространения тепла в почве	159
§ 55. Годовой и суточный ход температуры почвы в естественных условиях	167
§ 56. Снежный покров и температура почвы	168
§ 57. Возможность искусственного воздействия на температуру почвы	170
§ 58. Вечная мерзлота	172
§ 59. Теплообмен в поверхностных слоях моря	176

Глава X. Распределение температур в нижних слоях атмосферы	178
§ 60. Тепловой баланс	179
§ 61. Распределение тепла между атмосферой и морем	180
§ 62. Перенос тепла морскими течениями	183
§ 63. Общее распределение температуры воздуха на земном шаре	187
§ 64. Непериодические колебания температуры	194
§ 65. Влияние растительности на температуру воздуха	195
§ 66. Заморозки	198

Глава XI. Лучистый и тепловой баланс в атмосфере и распределение температур в функции высоты	200
§ 67. Теоретическая схема исследования лучистого баланса	200
§ 68. Вертикальное распределение температуры в тропосфере	209
§ 69. Тропопауза	212
§ 70. Инверсии	215
§ 71. Суточный ход температуры	219
§ 72. Распределение температуры воздуха в горной стране	225

Глава XII. Температура верхней атмосферы	228
§ 73. Источники тепла в верхней атмосфере	229
§ 74. Методы наблюдения температуры верхних слоев атмосферы	233
§ 75. Ракетный метод	238
§ 76. Наблюдения за плотностью и температурой с помощью спутников	242
§ 77. Стратосфера и мезосфера	245
§ 78. Стандартная атмосфера	249
§ 79. Температура термосферы	253

Раздел III. КРУГОВОРОТ ВОДЫ

Глава XIII. Испарение	256
§ 80. Молекулярно-кинетическая теория испарения	257
§ 81. Процесс диффузии водяного пара	260
§ 82. Испарение с ограниченной площади	262
§ 83. Испарение с поверхности воды в естественных условиях	266
§ 84. Испарение с почвы	267
§ 85. Суточный ход влажности	271
§ 86. Влияние орошения на влажность воздуха	273

Глава XIV. Конденсация и сублимация водяного пара в атмосфере.	273
§ 87. Упругость насыщающего пара	273
§ 88. Механизм первичной конденсации. Роль ядер конденсации	278
§ 89. Ядра конденсации	280
§ 90. Ледяные ядра	287

Глава XV. Облака	290
§ 91. Фазы воды в облаках	290
§ 92. Микроструктура водяных облаков	290
§ 93. Микроструктура ледяных облаков	295
§ 94. Охлаждение воздуха, как причина сублимации и конденсации	297
§ 95. Классификация облачных форм	300
§ 96. Физические процессы образования облаков различных форм. Фронтальные и слоистообразные облака	306
§ 97. Облака ячеистой циркуляции	311
§ 98. Кучевые и кучево-дождевые облака	315

§ 99. Облачные формы горных стран	325
§ 100. Количество и высота облаков	328
§ 101. Туманы и дымка	332
§ 102. Перламутровые и серебристые облака	336
Глава XVI. Образование осадков	339
§ 103. Конденсация	339
§ 104. Коагуляция капель. Общая теория	345
§ 105. Броуновская коагуляция	348
§ 106. Гравитационная коагуляция	349
§ 107. Другие механизмы коагуляции	353
§ 108. Вероятность слияния капель	355
§ 109. Переконденсация или изотермическая конденсация	357
§ 110. О форме роста ледяных кристаллов	359
§ 111. Искусственное воздействие на облака и осадки	360
Глава XVII. Виды осадков	363
§ 112. Дождь и морось	364
§ 113. Снег и крупа	368
§ 114. Град	372
§ 115. Формы наземных осадков	378
§ 116. Обледенение самолетов	380
§ 117. Распределение осадков на земном шаре	381
Раздел IV. ТЕЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ	
Глава XVIII. Ветер и кинематика воздушных течений	384
§ 118. Скорость ветра	384
§ 119. Вертикальное распределение средней скорости ветра	386
§ 120. Годовой и суточный ход скорости ветра	387
§ 121. Линии тока, траектории и вертикальные движения воздушных частиц	391
Глава XIX. Силы, действующие в атмосфере, и основные формы ее движения	395
§ 122. Сила градиента давления и сила тяжести	396
§ 123. Отклоняющая сила вращения Земли	397
§ 124. Геоострофический и градиентный ветер	398
§ 125. Сила внутреннего трения	401
§ 126. Магнитно-гидродинамические силы	402
§ 127. Общие уравнения движения атмосферы	405
§ 128. Уравнения движения в системе координат (x, y, p)	408
§ 129. Агеострофическое отклонение ветра	411
§ 130. Теория изменения скорости ветра с высотой. Пограничный слой	412
§ 131. Турбулентность в атмосфере. Общее описание	417
§ 132. Механика турбулентности	422
Глава XX. Фронты и циклоны	432
§ 133. Воздушные массы, их движение и трансформация	433
§ 134. Изменение ветра с высотой, обусловленное горизонтальными различиями температуры	436
§ 135. Трансформация воздушных масс	439
§ 136. Возникновение фронтов	442
§ 137. Теплый фронт	454

§ 138. Холодный фронт	458
§ 139. Фронты окклюдии	461
§ 140. Изменения озона, связанные с фронтами и циклонами	463
§ 141. Возникновение циклонов и антициклонов	466
§ 142. Строение и эволюция циклонов	470
§ 143. Наблюдения за развитием циклонов с искусственных спутников Земли	474
§ 144. Тропические циклоны	476
§ 145. Тропопауза в циклонах	484
§ 146. Антициклоны	486
§ 147. Синоптический прогноз погоды	488
§ 148. Гидродинамический прогноз погоды	495
Глава XXI. Местные ветры	502
§ 149. Горно-долинные ветры	503
§ 150. Другие ветры горных стран	508
§ 151. Бризы	517
Глава XXII. Общая циркуляция атмосферы	520
§ 152. Среднее распределение температуры в атмосфере, связанное с общей циркуляцией	521
§ 153. Циркуляция тропического пояса	525
§ 154. Циркуляция умеренных широт. Западный перенос	530
§ 155. Циркуляция над полярными областями	542
§ 156. Циркуляция верхней атмосферы	546
§ 157. Теория общей циркуляции атмосферы	551
§ 158. Муссоны	559
Раздел V. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРЫ	
Глава XXIII. Элементы оптики и акустики атмосферы	564
§ 159. Преломление света	564
§ 160. Основы теории рассеяния света в атмосфере	572
§ 161. Дальность видимости	584
§ 162. Радуга	590
§ 163. Венцы	598
§ 164. Элементы атмосферной акустики	602
§ 165. Распространение звука в разреженную атмосферу. Возникновение ударных волн	610
Литература	615
Приложение I	624
Приложение II	626
Предметный указатель	628
Резюме	634
Summary	636

CONTENTS

Preface	3
Introduction	5
Part I. COMPOSITION AND STRUCTURE OF THE ATMOSPHERE	
Chapter I. Gaseous components of the atmosphere	7
§ 1. Gases of the atmosphere (10). § 2. Carbonic acid (13). § 3. Theory of gas segregation (15). § 4. Spectra of aurora and composition of the upper atmosphere (20). § 5. Hydrogen and hydroxyl in the atmosphere (22). § 6. Dissipation of gases from the atmosphere (24). § 7. Ionization of the atmosphere (27).	
Chapter II. Atmospheric ozone	28
§ 8. Units (29). § 9. Optical properties of ozone (31). § 10. Geographical distribution and annual changes of ozone (34). § 11. Vertical distribution of ozone (36). § 12. Physical processes, determining the ozone distribution. Photochemical processes (38). § 13. Transfer of ozone (42). § 14. Tropospheric ozone (45).	
Chapter III. Atmospheric dust	47
§ 15. General (47). § 16. The fall of dust particles (52). § 17. Turbulence and its role in dust distribution (53). § 18. Theory on dust distribution (56).	
Chapter IV. Water vapor in the atmosphere	59
§ 19. Units (60). § 20. Distribution of moisture and humidity in the lower layer of the atmosphere (62). § 21. Vertical distribution of moisture and humidity (66). § 22. Moisture and humidity of the stratosphere (67).	
Part II. THERMAL PROCESSES	
Chapter V. Fundamentals of atmospheric statics. Air pressure . . .	71
§ 23. Equation of state (71). § 24. Dependence of air pressure on height above sea level (73). § 25. Examples of use of barometric formula (75). § 26. Barometric formula of geopotential (77). § 27. Air pressure and density of higher levels (80). § 28. Air pressure at sea level (83). § 29. Diurnal oscillation of air pressure and tides (89).	
Chapter VI. Adiabatic processes in the atmosphere	91
§ 30. Dry-adiabatic process (91). § 31. Entropy (94). § 32. Wet-adiabatic process (95). § 33. Adiabatic (thermo-dynamic) diagrams (98).	

§ 34. Condensation level (101). § 35. Foehn (102). § 36. Thermodynamic stability in the atmosphere (103). § 37. Energy of instability (107). § 38. Slice method of instability estimation (108). § 39. Different criteria of stability (109).

Chapter VII. Radiation in the atmosphere. Solar energy 113

§ 40. Laws of radiation (114). § 41. Distribution of sun's heat over the globe in the absence of atmosphere (119). § 42. Diffusion and absorption of solar radiation in the atmosphere (125). § 43. Attenuation of radio waves in the atmosphere (127). § 44. Solar radiation reaching the earth's surface (131). § 45. Diffuse radiation of sun (133). § 46. Albedo of the Earth (136).

Chapter VIII. Radiation of earth's surface and the atmosphere . . 138

§ 47. Nature of earth's radiation (138). § 48. Absorption in spectral lines and bands (141). § 49. Absorption and emission of long-wave radiation in the atmosphere (145). § 50. Results of observations (147). § 51. Sums of effective radiation (151). § 52. Some possibilities of probe of the atmosphere by means of satellites (152). § 53. Radiation balance (156).

Chapter IX. Heat exchange in the upper layer of soil and water . . 158

§ 54. Elements of theory of heat conduction (159). § 55. Annual and diurnal variations of soil temperature (167). § 56. Snow cover and soil temperature (168). § 57. Methods of artificial soil temperature modification (170). § 58. Permafrost (172). § 59. Heat exchange in the upper layer of ocean (176).

Chapter X. Temperature distribution in the lower layer of the atmosphere 178

§ 60. Heat balance (179). § 61. Distribution of heat between the atmosphere and the oceans (180). § 62. Heat transfer by ocean currents (183). § 63. General distribution of air temperature over the globe (187). § 64. Non-periodic changes of temperature (194). § 65. Influence of vegetation on air temperature (195). § 66. Frost (198).

Chapter XI. Balance of radiation and heat in the atmosphere and vertical distribution of temperature 200

§ 67. Theoretical scheme of radiation balance (200). § 68. Vertical temperature distribution in the troposphere. (209). § 69. Tropopause (212). § 70. Inversions (215). § 71. Diurnal changes of temperature (219). § 72. Temperature distribution over mountains (225).

Chapter XII. Temperature of the upper atmosphere 228

§ 73. Sources of heat in the upper atmosphere (229). § 74. Methods of estimating of upper atmosphere temperatures (233). § 75. Use of rockets (238). § 76. Observing density and temperature by means of satellites (242). § 77. Stratosphere and mesosphere (245). § 78. Standard atmosphere (249). § 79. Temperature of thermosphere (253).

Part III. WATER CYCLE

Chapter XIII. Evaporation 256

§ 80. Molecular-kinetic theory of evaporation (257). § 81. Diffusion of vapor (260). § 82. Evaporation from limited area (262). § 83. Evapo-

ration from natural water surfaces (266). § 84. Evaporation from soil surface (267). § 85. Diurnal range of humidity (271). § 86. Influence of irrigation on evaporation (273).

Chapter XIV. Condensation and sublimation in the atmosphere . . . 273

§ 87. Pressure of saturated vapor (273). § 88. Mechanism of primary condensation. Role of condensation nuclei (278). § 89. Nuclei of condensation (280). § 90. Ice nuclei (287).

Chapter XV. Clouds . . . 290

§ 91. Phases of water in clouds (290). § 92. Microstructure of water clouds (290). § 93. Microstructure of ice clouds (295). § 94. Cooling of air as a cause of sublimation and condensation (297). § 95. Classification of cloud forms (300). § 96. Physical processes of cloud formation. Frontal and stratiform clouds (306). § 97. Clouds of cellular convection (311). § 98. Cumulus and cumulonimbus clouds (315). § 99. Cloud forms of mountain regions (325). § 100. Cloudiness and height of clouds (328). § 101. Fog and haze (332). § 102. Mother-of-pearl and noctilucous clouds (336).

Chapter XVI. Formation of precipitation . . . 339

§ 103. Condensation (339). § 104. Coagulation of droplets. General theory (345). § 105. Brownian coagulation (348). § 106. Gravitational coagulation (349). § 107. Other mechanisms of coagulation (353). § 108. Probability of droplet coalescence (355). § 109. Recondensation or isothermic condensation (357). § 110. Form of ice crystal growth (359). § 111. Modification of clouds and precipitation (360).

Chapter XVII. Precipitation . . . 363

§ 112. Rain and drizzle (364). § 113. Snow and drapel (368). § 114. Hail (372). § 115. Surface precipitation (378). § 116. Aircraft icing (380). § 117. Precipitation amount over the globe (381).

Part IV. CURRENTS OF THE ATMOSPHERE

Chapter XVIII. Wind and kinematics of air currents . . . 384

§ 118. Wind velocity (384). § 119. Vertical distribution of mean wind velocity (386). § 120. Annual and diurnal changes of wind velocity (387). § 121. Lines of flow, trajectories and vertical motion of air particles (391).

Chapter XIX. Forces acting in the atmosphere and the main forms of its motion . . . 395

§ 122. Gradient of pressure and gravity (396). § 123. Deflecting force of earth's rotation (397). § 124. Geostrophic and gradient wind (398). § 125. Internal friction (401). § 126. Magneto-hydrodynamic force (402). § 127. General equations of motion of the atmosphere (405). § 128. Equations in the (x, y, p) -system (408). § 129. Ageostrophic deflection of wind (411). § 130. Theory of wind variation with height. Boundary layer (412). § 131. Turbulence of the atmosphere. General description (417). § 132. Mechanics of turbulence (422).

Chapter XX. Fronts and cyclones . . . 432

§ 133. Air masses, their motion (433). § 134. Wind variation with height in relation to the warm and cold advection (436). § 135. Transformation of air mass (439). § 136. Formation of fronts (442). § 137. Warm