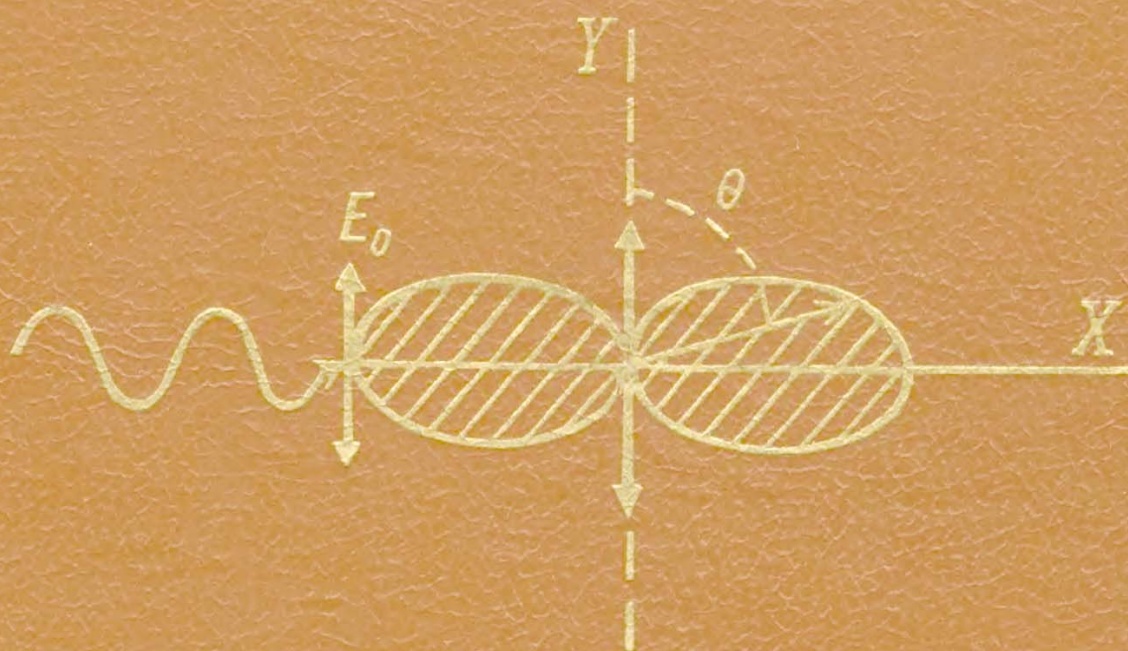


ОБЩАЯ ГЕОФИЗИКА



ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

ОБЩАЯ ГЕОФИЗИКА

**ПОД РЕДАКЦИЕЙ АКАДЕМИКА
В.А. МАГНИЦКОГО**

*Рекомендовано Государственным комитетом
Российской Федерации по высшему образованию
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений, обучающихся
по направлению "Физика", специальности "Геофизика"*

**ИЗДАТЕЛЬСТВО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1995**

ББК 26.2
О-28
УДК 551

Рецензенты:

Институт океанологии РАН,
академик *С.С. Лаппо*

О-28 **Общая геофизика: Учеб. пособие / Под ред. В.А. Магницкого.** — М.: Изд-во МГУ, 1995. — 317 с.: ил.

ISBN 5-211-03083-4.

В учебном пособии кратко, на современном научном уровне излагаются проблемы строения и геофизических процессов в основных геосферах Земли: в твердой Земле, в атмосфере и гидросфере. Пособие написано на основе курсов лекций, читаемых на геофизическом отделении физического факультета МГУ.

В пособии обсуждаются принципы основных методов геофизических исследований, вопросы глобальной экологии, рассматриваются различные геофизические катастрофы (землетрясения, извержения вулканов, цунами и т.д.), излагаются проблемы геодинамики, динамики атмосферы и гидросферы. Большое внимание уделяется процессам в единой термодинамической системе «океан — атмосфера» в широком диапазоне пространственно-временных масштабов.

Для студентов-геофизиков физико-математических и геологических специальностей, для всех интересующихся проблемами строения и физики нашей планеты.

О 1803010000(4309000000)-042 55-95
077(02)-95

ББК26.2

ISBN 5-211-03083-4

© Коллектив авторов, 1995

<i>Предисловие</i>	5
 ЧАСТЬ I	
ФИЗИКА ТВЕРДОЙ ЗЕМЛИ <i>В.И. Трухин</i>	9
<i>Введение. Планета Земля — частица Вселенной</i>	9
ГЛАВА 1. Гравитация и фигура Земли	15
ГЛАВА 2. Внутреннее строение твердой Земли по сейсмическим данным	24
ГЛАВА 3. Тепловой режим и возраст Земли	51
ГЛАВА 4. Геомагнетизм	59
ГЛАВА 5. Литосфера Земли и ее эволюция	96
 ЧАСТЬ II	
ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ	105
ГЛАВА 1. Строение, состав и термодинамика атмосферы <i>Г.Г. Хунджуа</i>	105
ГЛАВА 2. Радиационный теплообмен между Солнцем, Землей и Космосом <i>Г.Г. Хунджуа</i>	124
ГЛАВА 3. Взаимодействие океана и атмосферы (тепломассообмен) <i>Г.Г. Хунджуа</i>	156
ГЛАВА 4. Гидрологический цикл Земли <i>Г.Г. Хунджуа</i>	195
ГЛАВА 5. Основы динамики атмосферы и гидросферы. Силы, действующие в атмосфере и гидросфере Земли <i>Е.П. Анисимова, А.А. Сперанская</i>	203
ГЛАВА 6. Динамика атмосферы <i>А.Х. Хргиан</i>	215
 ЧАСТЬ III	
ФИЗИКА ГИДРОСФЕРЫ ЗЕМЛИ <i>Е.П. Анисимова, А.А. Сперанская</i>	233
ГЛАВА 1. Общие сведения о Мировом океане	233

ГЛАВА 2. Динамика океана и вод суши. Различные типы течений в гидросфере.	
. Волны.	242
ГЛАВА 3. Оптика моря	279
ГЛАВА 4. Акустика океана	291
ГЛАВА 5. Магнитные и электрические явления в океане	309
ГЛАВА 6. Радиоактивность в океане	310
ГЛАВА 7. Геофизические аспекты экологии	314
<i>ЛИТЕРАТУРА</i>	317

Несмотря на огромные достижения в последние десятилетия в деле проникновения человека в космос, Земля остается и, видимо, еще долго будет оставаться нашим единственным домом, единственной базой для всех мероприятий человечества. Именно Земля еще долго будет основным источником всех ресурсов, необходимых для жизнедеятельности и жизнеобеспечения, без которых невозможно само существование человечества, его культуры, его дальнейшее развитие. Именно по этой причине так резко повысилось внимание во всех странах к развитию всего комплекса наук о Земле и едва ли не в первую очередь геофизики. Во всех передовых странах ассигнования на развитие геофизики за последние годы существенно возросли.

Очевидно, что сохранение жизнеобеспечивающей экологической обстановки на нашей планете стало проблемой первостепенного значения и в решении этой проблемы геофизика играет одну из ведущих ролей.

Необходимо подчеркнуть и еще одну важнейшую особенность нашего времени. Мы живем в эпоху, когда острее, чем когда-либо, встал вопрос об обеспечении деятельности и жизни людей природными ресурсами. Необходимые природные ресурсы делятся на возобновимые и практически невозобновимые, накопленные на Земле за 4,5 млрд лет ее истории. Сейчас многие виды ресурсов близки к исчерпанию хотя бы в смысле их доступности. Уходят в прошлое те времена, когда многие виды ресурсов были относительно легко доступны и использовались без заметного ущерба для самой природы, для существования человечества. Большинство полезных ископаемых сосредоточено в недрах Земли, и естественным путем в первую очередь были израсходованы те из них, которые лежат вблизи земной поверхности. Сейчас мы вынуждены переходить к поискам полезных ископаемых на гораздо больших глубинах, а также на дне морей и океанов. Во всех этих случаях геофизические методы становятся ведущими. Конечно, не существует четких границ раздела между всеми науками о Земле, они часто выступают в тесном взаимодействии. Например, невозможно в огромном числе случаев провести чет-

кую границу между геофизикой, геохимией, вулканологией, петрологией и т.д.

Однако роль геофизики не ограничивается только поисками и разведкой полезных ископаемых. Фундаментальная геофизика является почти единственным источником знаний о внутреннем строении нашей планеты и, в последние годы, таких ее космических соседей, как Луна, Марс, Венера, все другие планеты и само Солнце. Через изучение самых верхних частей атмосферы и различных физических полей Земли геофизика смыкается с изучением космического пространства.

Огромна роль геофизики в изучении процессов, протекающих в теле Земли, начиная с глубин земного ядра и кончая водной и газовой оболочками Земли. Здесь мы подходим к изучению проблем развития, эволюции Земли во времени, эволюции ее внутреннего строения, самой проблемы происхождения различных оболочек Земли, их взаимодействия. Нет сомнений, что Земля в прошлом имела иное строение, ее современное строение явилось результатом эволюции во времени в результате процессов, протекавших и протекающих в теле планеты. Что эти процессы активно происходят и в наше время, что Земля — развивающееся тело, мы знаем благодаря проявлению этих процессов вблизи поверхности нашей планеты. Деятельность вулканов, землетрясения с очагами на глубине во много сотен километров, движения земной коры как в наше время, так и в глубоком геологическом прошлом — все свидетельствует об активной жизни нашей планеты, о взаимодействии ее оболочек, об изменении их состава и жизни и о постоянном изменении экологической обстановки.

Все эти изменения в прошлом проходили естественным путем, даже вмешательство деятельности человека до последнего времени не влияло существенно на ход природных процессов: слишком малы были энергетические возможности человека по сравнению с энергетикой основных природных процессов, влияющих на развитие экологической обстановки на Земле в целом и в крупных ее регионах. Но с недавнего времени положение стало меняться. Использование возможностей техники сделало деятельность человека экологообразующим фактором, что без правильного научного подхода может привести к экологическим катастрофам. Все это ведет к усилению роли наук о Земле, особенно таких, как геофизика, геохимия и родственные им дисциплины.

Чудовищное засорение среды обитания, безоглядное истребление всех природных ресурсов, в том числе и возобновляемых, перестройки крупных регионов земной поверхности в процессе хозяйственной деятельности с единственной целью: получить максимальную сиюми-

нутную выгоду — могут привести и уже приводят к последствиям, грозящим катастрофами. Достаточно упомянуть несколько примеров, таких, как начавшееся разрушение озонового слоя атмосферы, отмечаемое потепление климата и многое другое.

Даже неизбежная хозяйственная деятельность, как и широкое использование ядерной энергии, без должного учета геофизического и других факторов грозит бедственными последствиями, примеры которых мы уже имели случаи наблюдать. Нечего и говорить о часто предлагаемых новых гигантских проектах, сулящих огромные выгоды, но влекущих тяжелые последствия, быть может, замедленного действия, но тем более опасные.

Наконец, необходимо отметить огромную роль, которую играет геофизика в решении одной из самых фундаментальных проблем естествознания — проблемы зарождения и развития нашей планеты и родственных ей планет, проблемы возникновения, развития и преобразования верхних оболочек Земли: каменной оболочки (кора), водной и газовой оболочек. Эти оболочки, их свойства, строение, состав, их взаимодействие целиком определяют всю область биосферы, область, где появилась и существует жизнь на Земле. Сейчас уже можно говорить, что органическая жизнь появилась на нашей планете практически одновременно с образованием земной коры, т.е. 3–3,5 млрд лет назад, и вряд ли можно сомневаться, что на ход эволюции биосферы существенное влияние оказывает характер эволюции всех трех оболочек Земли, изменения их состава, строения и взаимодействия.

Нет сомнений, что все эти явления определялись жизнью, развитием всей массы планеты, процессами на всех ее глубинах. Вспомним, что такое важнейшее поле, как магнитное поле планеты, в значительной степени определяется свойствами земного ядра и процессами в нем. Таким образом, мы неизбежно приходим к выводу, что недра планеты определяют ход и направление развития ее внешних оболочек. Без изучения глубоких частей земных недр нельзя вскрыть причины основных геотектонических и магматических процессов, процессов, определяющих лик нашей планеты и причины различий между ликом Земли и других планет земной группы. Здесь мы находимся еще в самом начале пути. Достаточно напомнить, что мы еще почти ничего не знаем о природе и причинах возникновения и исчезновения такого широко известного явления, как континентальные оледенения Земли, которые неоднократно возникали в течение геологической истории.

Само образование и размещение в земной коре большинства полезных ископаемых определяется теми же глубинными процессами, без знания которых будет невозможно планировать поиски необходи-

мых ресурсов. То же относится и к проблеме сейсмической опасности, к проблеме прогноза землетрясений.

Эти и многие другие проблемы и рассматриваются в настоящем пособии. Делается попытка описания способов их решения и рассмотрения методов изучения. Дается обзор вероятных путей развития Земли и ее оболочек, высказываются некоторые соображения о путях влияния человека на дальнейшие судьбы экологической обстановки на Земле.

Академик В.А. Магницкий

Введение

ПЛАНЕТА ЗЕМЛЯ — ЧАСТИЦА ВСЕЛЕННОЙ

По современным представлениям ученых, занимающихся проблемами происхождения и эволюции Космоса, Вселенной, на ранних этапах эволюции Вселенной не было ни планет, ни звезд, ни галактик, ни их скоплений. Была только более или менее однородная водородно-гелиевая плазма. Эти представления базируются не только на теоретических расчетах, но и на наблюдениях и анализе так называемого “реликтового” радиоизлучения Вселенной, которое представляет собой “выродившееся” по причине красного смещения излучение горячей плазмы, сохранившееся с той эпохи, когда никаких звезд и галактик не было. По интенсивности реликтовое излучение соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре около 3 К.

Красным смещением называется явление смещения спектральных линий далеких галактик в длинноволновую часть спектра. Это явление интерпретируется как доплеровский сдвиг частоты излучения, возникающий при движении источника излучения от наблюдателя со скоростью, пропорциональной расстоянию. Отсюда возникла гипотеза о расширении Вселенной. Экстраполяция во времени назад приводит к выводу, что расширение Вселенной началось свыше 10 млрд лет назад. Начало расширения трактуется как “большой взрыв”, сразу после которого и появилось то микроволновое излучение, которое теперь называется “реликтовым”. В эпоху, когда возникло наблюдаемое сейчас “реликтовое” излучение, тогдашняя Вселенная была умеренно нагретой (~ 4000 К) плазмой, заключенной в небольшой области, радиус которой составлял около 15 млн световых лет. Это в несколько раз меньше современного расстояния от Солнечной системы до центра скоплений галактик в созвездии Девы, к которому принадлежит и наша Галактика. Современные расстояния до удаленнейших от нас галактик исчисляются многими миллиардами световых лет. Концентрация частиц в вышеупомянутой “первобытной” плазме была умеренной — около 3000 на 1 см^3 , и все пространство

было заполнено равновесным излучением, соответствующим температуре ~ 4000 К, химический состав плазмы очень простой: смесь водорода и гелия. Более тяжелых элементов в ней почти не содержалось.

И вот из этой простейшей плазмы в процессе ее дальнейшей эволюции возникло все огромное многообразие наблюдаемой нами в настоящее время Вселенной. По-видимому, очень сложным способом, непонятным до сих пор, образовались тяжелые элементы, появились частицы сверхвысоких энергий: космические лучи, галактики, очень разнообразные по своим характеристикам звезды, планеты и на нашей планете — все многообразие природы и живых существ. Ученые предполагают, что возможно существование живых организмов и на некоторых других планетах, обращающихся вокруг других звезд. О механизме грандиозного фантастического процесса эволюции Вселенной, приводящего к ее непрерывному усложнению, можно только строить те или иные предположения. Однако можно с уверенностью указать на один принципиальный фактор, с необходимостью вызывающий эволюцию вещества во Вселенной, — это так называемая “гравитационная неустойчивость”, смысл которой был ясен еще Ньютону, а ее теория была создана в начале нашего века известным английским астрономом Джинсом. Сущность неустойчивости состоит в том, что по причине всемирного тяготения материя не может быть распределена с постоянной плотностью в сколь угодно большом объеме. С неизбежностью в силу взаимного притяжения она должна “разбиться” на отдельные конденсации, сгустки. В первоначальной Вселенной почти однородная плазма должна была распасться сначала на огромные сгустки, из которых в дальнейшем образовались скопления галактик. Галактики по той же причине разбились на “протогалактики”, из которых естественным образом возникли “протозвезды”. Образование звезд из “диффузной” межзвездной среды, как установлено, продолжается и в настоящее время.

Возможно, что кроме гравитационной неустойчивости существуют и другие фундаментальные причины, приводящие к эволюции материи во Вселенной. Эта глубокая проблема требует дальнейшего всестороннего исследования.

Наша Галактика, в которой находится наша крошечная планета Земля, образует только малую часть Вселенной. Солнце и его планетная система расположены во внешней части Галактики, представляющей собой дискообразное скопление звезд и межзвездных пыли и газа, видимых нами как Млечный Путь. Среднее расстояние Земли от Солнца $149,6 \cdot 10^6$ км, а средняя скорость ее движения по орбите $29,8$ км/с. В табл. 1 приведены данные о Солнце и планетах

Солнечной системы. Возраст Галактики, определенный на основе подсчета содержащихся в метеоритах радиоактивных протонов урана и тория и продуктов их распада, оценивается в 10 млрд лет. Солнечная система сформировалась приблизительно на 5 млрд лет позже образования Галактики.

Таблица 1

Физические характеристики Солнца и планет

Небесное тело	Среднее расстояние от Солнца, млн км	Масса, кг	Период вращения вокруг оси	Средний радиус, км	Средняя плотность, кг/м ³	Наклон экватора к орбите	Сжатие
Солнце	—	$1,99 \cdot 10^{30}$	≈ 26 земных суток	$696 \cdot 10^3$	1,41 в центре 98,0	$7^\circ 15'$	—
Меркурий	57,91	$3,304 \cdot 10^{23}$	58,6 земных суток	2437	5,45	0°	0,00
Венера	108,21	$4,872 \cdot 10^{24}$	243,16 земных суток, обратное вращение	6050	5,25	86°	$1:3 \cdot 10^4$
Земля	149,60	$5,978 \cdot 10^{24}$	$23^h 56^m 04^s$	6371	5,518	$23^\circ 27'$	1:298,25
Марс	227,94	$6,423 \cdot 10^{23}$	$24^h 37^m 23^s$	3388	3,943	$24^\circ 48'$	1:191,1
Юпитер	778,3	$1,900 \cdot 10^{27}$	$9^h 50^m$	69720	1,34	$3^\circ 7'$	1:15,3
Сатурн	1429,3	$5,689 \cdot 10^{26}$	$10^h 14^m$	57900	0,70	$26^\circ 45'$	1:10,2
Уран	2875,03	$8,72 \cdot 10^{25}$	$10^h 42^m$, обратное вращение	24540	1,41	$98^\circ 0'$	1:18
Нептун	4504,4	$1,03 \cdot 10^{26}$	$15^h 48^m$	25000	1,58	29°	1:60
Плутон	5900	$10^{23} - 10^{24}$	6,39 земных суток	2200	?	?	?

Существует два основных класса звезд: звезды главной последовательности и гиганты (определяются по диаграмме Герцшпрунга — Рассела). Солнце является довольно типичной звездой главной последовательности, оно прошло стадию сжатия из межзвездного вещества свыше 4,5 млрд лет назад.

По современным представлениям планеты и их спутники образовались одновременно с Солнцем при конденсации газопылевого Сол-

нечного облака. Это так называемая небулярная гипотеза, высказанная еще Декартом и Кантом и вновь привлечшая внимание ученых во второй половине нашего столетия. Соперничающая с нею группа гипотез связывает образование планет с катастрофическим явлением, например с приближением к Солнцу другой звезды, “вытянувшей” из Солнца газовую струю, впоследствии сконденсировавшуюся в планеты, со взрывом сверхновой и т.п. Катастрофические гипотезы встречаются намного больше трудностей, чем небулярная гипотеза, при объяснении последовательности процессов формирования планет, поэтому общепринятой в настоящее время является небулярная. Она хорошо согласуется с современными взглядами на образование звезд и объясняет многие закономерности строения Солнечной системы. Наиболее трудно объяснимыми остаются такие факторы, как, во-первых, несоответствие между распределением массы вещества в Солнечной системе (более 99% принадлежит Солнцу) и момента количества движения (98% принадлежит планетам), во-вторых, химическое несоответствие между планетами-гигантами и планетами земной группы и, в-третьих, неполная ясность механизма конденсации.

В настоящее время в рамках небулярной гипотезы первое несоответствие объясняется взаимодействием между магнитным полем Солнца и ионизованным газопылевым облаком, которое может привести к передаче момента во внешние части сжимающегося облака. К такому же результату могут привести и эффекты турбулентности в облаке.

На важность химических данных в теории происхождения Солнечной системы впервые указал Юри. Различные тела Солнечной системы образованы в основном тремя группами химических элементов. Около 90% массы Солнца составляют водород и гелий (I группа), около 1,5 — углерод, азот и кислород (II группа) и около 0,25% — магний, железо и кремний (III группа). Планеты земной группы (Меркурий, Венера, Земля, Марс) и астероиды обладают значительной плотностью и состоят преимущественно из Mg, Fe и Si, Юпитер и Сатурн крупнее земных планет, их состав (в основном H и He) возможно, мало отличается от состава Солнца или первичной околосолнечной туманности. Состав Урана и Нептуна определяется твердыми соединениями элементов II группы: метаном, аммиаком и льдом. Таким образом, во время формирования планет должна была происходить сильная химическая дифференциация. Менее летучие элементы III группы должны были выделиться из облака в окрестностях планет земной группы, когда облако вытягивалось под действием магнитных или иных сил. Тогда же водород

и гелий, составлявшие свыше 90% всей первоначальной массы облака, интенсивно улетучивались в окружающее пространство в окрестностях Юпитера и Сатурна. Однако механизм этого “выдувания” неясен.

Можно нижеследующим образом подытожить возможные стадии формирования Солнечной системы.

За счет сил гравитации Солнце сжималось, и поэтому его угловая скорость постепенно увеличивалась. При этом вращающийся газопылевой диск вытягивался в экваториальной плоскости. Как впервые предположил Лаплас, околосолнечное облако образовалось после того, как вещество было выброшено с солнечного экватора, когда центробежная сила превысила силы тяготения.

В результате передачи момента количества движения от Солнца к облаку (возможно, за счет взаимодействия магнитного поля Солнца (~ 1 Гс) с ионизованной частью облака) вращение Солнца замедлилось, облако расширилось до размеров всей Солнечной системы.

С перераспределением от Солнца к облаку момента количества движения связана общая потеря энергии вращения, что могло произойти вследствие излучения облаком частиц высокой энергии при внезапных возмущениях магнитного поля. При этом могли образоваться легкие элементы, например литий, и некоторые короткоживущие радиоактивные изотопы, например Al^{26} .

При интенсивном истечении первичных H и He в окружающее пространство началась химическая дифференциация: на месте будущих внешних планет концентрировались H и He, на месте планет земной группы — кремний, железо и магний.

По мере охлаждения околосолнечное облако конденсировалось в пылинки и более крупные частицы, двигавшиеся по эллиптическим орбитам вокруг Солнца в поле его тяготения.

Частицы с близкими орбитами сталкивались и слипались, вырастая до размеров крупных тел. Когда тела достигли размеров 1 км и более, процесс столкновения и слипания усилился за счет тяготения. В конечном счете образовались планеты, их спутники и астероиды. Большая часть газа и пыли, составлявших первичное облако, заключена в этих телах или же рассеялась в пространстве.

В процессе аккреции момент количества движения продолжал передаваться пока неизвестным способом от облака к новообразованным планетам и спутникам.

На начальных стадиях аккреции малые тела, возможно, сильно разогревались из-за распада радиоактивных изотопов, в частности Al^{26} . Эти изотопы могли появиться в результате облучения облака части-

цами высокой энергии. Разогрев мог вызвать разделение железни-келевой и силикатной фаз и другие тепловые процессы в образовав-шихся телах. Метеориты возникли в результате разрушения некото-рых тел.

Процесс образования Солнечной системы в основном закончился около 4,5 млрд лет назад, и с тех пор общая структура системы не претерпела существенных изменений. За это время могли произойти захваты планетами спутников, а скорость вращения планет, особенно Меркурия, Венеры и Земли, могла замедлиться под воздействием приливного трения.

ГЛАВА 1

ГРАВИТАЦИЯ И ФИГУРА ЗЕМЛИ

ЗЕМЛЯ И ДРУГИЕ ПЛАНЕТЫ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Земля — космическое тело. Как уже было отмечено, ее происхождение и эволюция связаны с происхождением и эволюцией Солнечной системы, Галактики и Вселенной.

Рассмотрим некоторые основные параметры нашей планеты как космического тела и сравним их с аналогичными параметрами других планет.

Под планетами понимают космические тела, масса которых изменяется в пределах 10^{17} – 10^{26} т. Вещество в планетах находится в конденсированном состоянии и эволюционирует за счет процесса гравитационной дифференциации, радиогенной энергии и т.д. Тела с массами ниже 10^{17} т не эволюционируют, так как время их эволюции порядка времени образования (аккумуляции). В космических телах с $M > 10^{26}$ т начинают протекать термоядерные реакции, свойственные звездам.

К настоящему времени в Солнечной системе обнаружено 9 планет, 32 спутника, более 150 тыс. астероидов, около 100 комет. Все планеты движутся вокруг Солнца в одном направлении: в направлении вращения Солнца, по эллиптическим, близким к круговым орбитам, почти в одной плоскости — плоскости эклиптики. Большинство спутников планет также обращается в плоскости эклиптики. В том же направлении происходит вращение планет, кроме Венеры и Урана. Положение практически всех планет и спутников в одной плоскости — тонком диске — дало основание предполагать, что все они образовались из газа (или газопылевого облака), сконденсировавшегося в такой диск. Фактически вращение происходит вокруг общего центра масс всей Солнечной системы.

Ось вращения Солнца составляет 7° к нормали к эклиптике. Наклоны осей вращения планет (см. табл. 1) предположительно объясняются воздействием на них космических тел. В частности, наклон оси Земли на $23,5^\circ$ связывается с падением на нее тела диаметром примерно 1000 км и массой 10^{18} т. Подобными же причинами объясняются наклоны осей и обратное вращение Венеры и Урана.

Планеты делятся на две группы: внутренние (Меркурий, Венера, Земля, Марс) и внешние (Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун, Плутон). Внутренние планеты подобны Земле: имеют сравнительно небольшие

размеры и высокие плотности за счет содержания тяжелых оксидов и наличия железистого ядра. Для этих планет характерны повышенная концентрация углерода, азота и кислорода и недостаток водорода и гелия. Внешние планеты в свою очередь делятся на две подгруппы: планеты-гиганты Юпитер и Сатурн (их радиусы соответственно 11 и 9 земных), состоящие в основном из смеси водорода и гелия, и планеты Уран, Нептун и Плутон, состоящие из водорода в соединении с углеродом, азотом и кислородом (в основном вода в жидком и льдистом состоянии). Между внутренними и внешними планетами располагается пояс каменных астероидов (малых планет), число которых превосходит 3 тыс. Средний период обращения астероидов 4,7 года. Самая большая из малых планет — Церера, 770 км в диаметре, масса около 1/8000 массы Земли. Самые малые имеют диаметр около 1 км. Ближе, чем Меркурий, подходит к Солнцу Икар, к Сатурну ближе всего подходит Гидальго.

ФИГУРА ЗЕМЛИ И СИЛА ТЯЖЕСТИ

Приступая к изучению явлений, происходящих на Земле и в ее недрах, естественно прежде всего рассмотреть вопрос о том, каков общий вид, или фигура, Земли. Мысль о том, что Земля имеет форму шара, была высказана Пифагором еще в 530 г. до н.э. Эратосфен в 200 г. до н.э. сделал первую попытку определить размеры земного шара. Измерив на поверхности некоторую дугу b большого круга и соответствующий ей центральный угол φ , Эратосфен определил радиус R Земли из соотношения

$$b = R \varphi. \quad (1.1)$$

Только в конце XVII столетия форма и размеры Земли стали рассматриваться не только как геометрическая, но и как физическая проблема. Ньютон в “Математических началах натуральной философии” изложил теорию фигуры Земли на основе закона всемирного тяготения. Он был первым, кто показал, что из-за вращения Земля должна быть не сферой, а эллипсоидом вращения, полярный радиус $R_{\text{п}}$ которого меньше экваториального $R_{\text{э}}$, т.е. Земля сплюснута по оси вращения. Ньютон впервые вычислил сжатие Земли по формуле

$$\alpha = (R_{\text{э}} - R_{\text{п}})/R_{\text{э}}. \quad (1.2)$$

Рассмотрим однородную пластичную модель Земли, которая не вращается вокруг оси. В этом случае сила тяжести, действующая на единицу массы на поверхности, была бы направлена к цент-

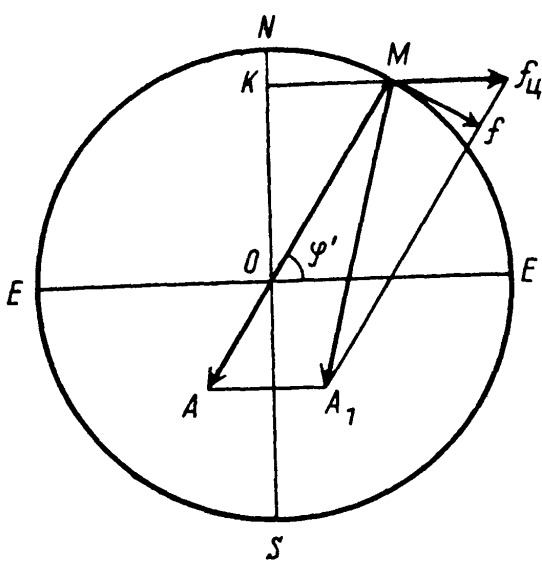


Рис. 1.1. Модель круглой вращающейся Земли. MA — сила тяжести, $f_{ц}$ — центробежная сила, f — горизонтальная проекция $f_{ц}$, направленная к экватору

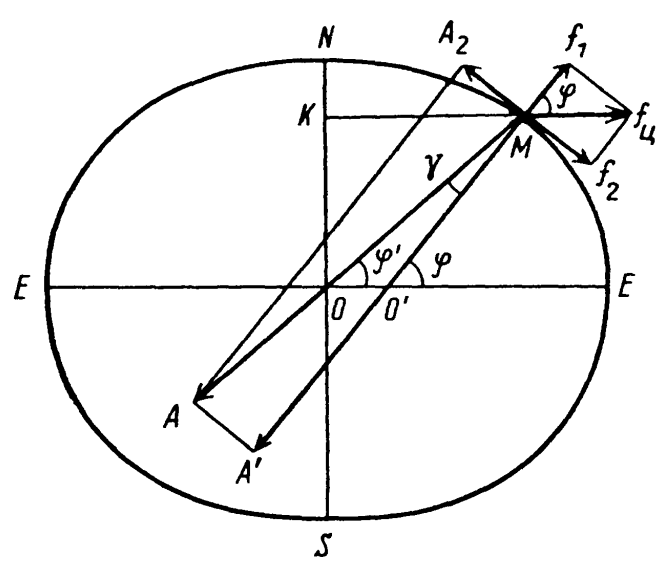


Рис. 1.2. Модель эллипсоидальной вращающейся Земли. MA — сила тяготения, MA_1 , MA_2 — ее вертикальная и горизонтальная проекции, $f_{ц}$, f_1 , f_2 — центробежная сила и ее вертикальная и горизонтальная проекции

ру. Обозначим эту силу вектором MA . Земля в этом случае имела бы форму шара с радиусом $R = OM$ (рис. 1.1). В результате вращения появляется центробежная сила $f_{ц} = \omega^2 R \cos \varphi'$. Под влиянием двух сил MA и $f_{ц}$ однородный пластичный шар должен принять такую форму, которая в каждой точке нормальна к результирующей силе MA_1 , являющейся векторной суммой сил MA и $f_{ц}$. Такой формой будет эллипсоид вращения. В случае эллипсоида нормально к поверхности будет направление MA_1 (рис. 1.2). Каждую из двух сил MA и $f_{ц}$ можно разложить на составляющие, ориентированные по MA_1 и по перпендикулярному к MA_1 направлениям. Для того чтобы единичная масса в точке M была в равновесии, необходимо, чтобы составляющая сил тяготения MA_2 была равна составляющей центробежной силы f_2 или

$$MA \sin \gamma = \omega^2 R \cos \varphi' \sin \varphi.$$

Если это равенство не выполнено, то возникнет сила, стремящаяся сместить единичную массу к экватору или к полюсу. В направлении по нормали на единичную массу будет действовать сила

$$MA_1 - f_1 = MA \cos \gamma - \omega^2 R \cos \varphi' \cos \varphi,$$

которая и определяет ускорение свободного падения g . При условии, что $\varphi \approx \varphi'$, получаем

$$g = MA \cos \gamma - \omega^2 R \cos^2 \varphi. \quad (1.3)$$

В связи с тем что перпендикулярная к MA_1 составляющая центробежной силы в случае сплюсненной Земли уравнивается соответствующей составляющей силы тяжести, мы, находясь на поверхности вращающейся Земли, не ощущаем ее вращения. В случае круглой Земли на единичную массу в точке M действовала бы сила f (см. рис. 1.1), направленная к экватору. Разность нормальных составляющих силы тяготения и центробежной силы на реальной Земле является силой тяжести (1.3), зависящей от географической широты.

Все сказанное справедливо для модели однородной Земли. На самом деле плотность в Земле возрастает к центру и задача усложняется. Решение для слоев с различной плотностью получено Клеро в 1743 г.

В действительности вопрос еще более сложен. Если для значительной толщи Земли можно установить некоторый закон изменения плотности, то для верхней части — земной коры — это сделать невозможно. Поэтому поверхность Земли нельзя описать ни одной из известных аналитических поверхностей. Поверхность Земли описывается индивидуальной фигурой — геоидом (Листинг), под которым понимается уровневая поверхность силы тяжести и центробежной силы, совпадающая со спокойной поверхностью воды в океанах и в мысленно прорезывающих все континенты бесконечно узких каналах, соединяющих океаны. Расхождение между поверхностями геоида и эллипсоида (референц-эллипсоид, сфероид) не превосходит нескольких десятков метров, в то время как разность R_9 и R_{11} составляет 21,385 км. По современным измерениям $R_9 = 6378,142$ км, $R_{11} = 6356,757$ км; сжатие геоида $\alpha = (R_9 - R_{11})/R_9 = 1/298,255$, что составляет 0,3%, у Юпитера — 6%. Спутниковые измерения показали, что Южный полюс на 30 м ближе к центру Земли, чем Северный. Средний радиус Земли находится из соотношения $(4/3)\pi R_{cp}^3 = (4/3)\pi R_9^2 R_{11}$, т.е. приравнивается эллипсоид к равновеликому шару. Получаем

$$R_{cp} = 6371,032 \text{ км.}$$

Из этих данных можно определить площадь поверхности Земли: 510 069 000 км², из них 29,2% — суша и 70,8% — водная поверхность. Объем Земли $1,1 \cdot 10^{27}$ см³, масса $6 \cdot 10^{27}$ г, что составляет $3 \cdot 10^{-6}$ массы Солнца. Средняя плотность Земли 5,5 г/см³.

Как следует из уравнения (1.3), сила тяжести является результирующей сил притяжения и центробежной силы и зависит от широты места. Введем в рассмотрение потенциал силы тяжести W , ко-

торый складывается из потенциалов притяжения V и центробежных сил U , т.е.

$$W = V + U. \quad (1.4)$$

Рассмотрим потенциал V . По закону Ньютона притяжение единицы массы элементом массы dm на расстоянии r равно

$$F_T = G \frac{dm}{r^2}, \quad (1.5)$$

где $G = 6,666 \cdot 10^{-8} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-2}$ — постоянная тяготения. Тогда потенциал притяжения некоторым телом в точке вне его будет равен

$$V = G \int \frac{dm}{r}. \quad (1.6)$$

Решение этого уравнения представляет собой бесконечный ряд, коэффициентами которого являются полиномы Лежандра $P_n(\cos \gamma)$:

$$P_n(\cos \gamma) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d(\cos \gamma)^n} (\cos^2 \gamma - 1)^n.$$

Если бы Земля была точной сферой со сферически-симметричным распределением плотности, то

$$V = \frac{GM}{R}, \quad (1.7)$$

где M — масса Земли. Реальная Земля на $\sim 1/300$ отклоняется от сферы, поэтому основная часть гравитационного поля задается уравнением (1.7). Хотя отклонение реального потенциала от сферического невелико — порядка $1/300$, оно заслуживает рассмотрения, так как, во-первых, определяет внешнее поле Земли, что важно для расчета траекторий спутников, и, во-вторых, дает информацию о флуктуации плотности в недрах, разностях моментов инерции Земли относительно ее главных осей и о состоянии гидростатического равновесия.

Еще до запусков искусственных спутников Земли за счет наземных измерений удалось определить первый поправочный член к выражению (1.7):

$$V = \frac{GM}{R} \left[1 - \left(\frac{R_g}{R} \right)^2 I_2 P_2(\cos \Theta) \right]; \quad (1.8)$$

здесь

$$I_2 = \frac{C - A}{M R_g^2}, \quad (1.9)$$

где R — расстояние от центра Земли, A и C — моменты инерции относительно R_9 и R_{II} соответственно. Угол $\Theta = \pi/2 - \varphi$. Значение $I_2 = 1082,65 \cdot 10^{-6}$, т.е. эта величина порядка сжатия Земли (1/300).

Для проблемы внутреннего строения Земли большое значение имеет величина I среднего момента инерции

$$I = \frac{C + 2A}{3}, \quad (1.10)$$

которая совместно со значением средней плотности $\rho_0 = 3M/4\pi R_9^2 R_{II}$ и данными сейсмологии позволяет определить распределение плотности в недрах Земли.

В случае планеты постоянной плотности ее безразмерный момент инерции равен

$$I^* = I/MR^2 = 0,4. \quad (1.11)$$

Если с глубиной плотность увеличивается, то $I^* < 0,4$, если уменьшается, то $I^* > 0,4$. Согласно наблюдениям значение $I^* = 0,3315$, что соответствует существенному увеличению плотности внутри Земли. У Луны $I^* = 0,392$, что близко к 0,4 и свидетельствует о почти постоянной плотности Луны, что объясняется небольшими давлениями ($\sim 5 \cdot 10^4$ атм) в лунных недрах.

Полный потенциал силы тяжести равен сумме

$$W = V + U, \quad (1.12)$$

где U — потенциал центробежных сил, равный

$$U = \frac{1}{2} \omega^2 R^2 \cos^2 \varphi. \quad (1.13)$$

Учитывая, что $P_2(\cos \Theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \sin^2 \varphi - \frac{1}{2}$, получим выражение для потенциала сфероида

$$W = V + U = \frac{GM}{R} - \frac{GMR_9^2}{2R^3} I_2 (3 \sin^2 \varphi - 1) + \frac{1}{2} \omega^2 R^2 \cos^2 \varphi. \quad (1.14)$$

Ускорение силы тяжести находится так:

$$\mathbf{g} = - \text{grad } W, \\ g_\varphi = - \frac{\partial W}{r \partial \varphi}; \quad g_r = - \frac{\partial W}{\partial r},$$

$$g = \left[\left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{r \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (1.15)$$

На основании уравнений (1.14) и (1.15) можно установить связь между g и сжатием Земли α :

$$g = g_0 \left[1 + \left(\frac{5\omega^2 R_0^3}{2GM} - \alpha \right) \sin^2 \varphi \right], \quad (1.16)$$

где

$$g_0 = \frac{GM}{R_0^2} \left(1 + \frac{3}{2} I_2 - \frac{\omega^2 R_0^3}{GM} \right). \quad (1.17)$$

Уравнение (1.16) впервые было получено Клеро в 1743 г. Его можно записать более просто:

$$g = g_0 (1 + \beta \sin^2 \varphi), \quad (1.18)$$

где $\beta = (5/2) q - \alpha$, $q = \omega^2 R_0 / g_0$ — отношение центробежной силы к силе тяжести на экваторе.

Таким образом, сила тяжести в любой точке земного шара обусловлена следующими факторами:

- 1) действием всего земного сфероида и действием центробежной силы в случае равномерного наслоения вещества;
- 2) влиянием рельефа местности, окружающей точку наблюдения, что приводит к отличным от нуля производным $\partial w / \partial x$, $\partial w / \partial y$;
- 3) неравномерным распределением масс в земной коре.

АНОМАЛИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ. ИЗОСТАЗИЯ

Расчеты фигуры Земли, начиная с Ньютона, производились при условии, что Земля находится в состоянии гидростатического равновесия, т.е. имеется только давление и отсутствуют касательные напряжения. Гидростатическая гипотеза достаточно близко характеризует реальное состояние Земли. Отклонение реальной фигуры Земли (геоид) от поверхности сфероида (референц-эллипсоида) связано с некоторым отклонением реального состояния Земли от гидростатического равновесия.

Выражение для потенциала V при наличии гидростатического равновесия должно содержать только четные моменты I_{2n} , при-

чем по мере роста n они должны быстро уменьшаться по величине:

$$V = \frac{GM}{R} \left\{ 1 - \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{R_0}{R} \right)^n I_n P_n (\cos \Theta) + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left(\frac{R_0}{R} \right)^n P_n^m (\cos \Theta) (A_{nm} \cos m\lambda + B_{nm} \sin m\lambda) \right\}, \quad (1.19)$$

где A_{nm} , B_{nm} — гравитационные моменты, определяемые экспериментально по траекториям искусственных спутников.

Однако измерения с помощью искусственных спутников Земли дали сенсационный результат. Оказалось, что все гравитационные моменты начиная с I_3 примерно одного порядка (10^{-6}), т.е. все моменты, кроме I_2 , оказались величинами порядка квадрата сжатия (α^2). При этом уменьшение моментов с ростом n происходит значительно медленнее, чем предполагалось.

Общий фундаментальный вывод из спутниковых данных состоит в том, что *отклонение Земли от гидростатического равновесия имеет порядок величины квадрата сжатия*. Легко подсчитать отклонение фигуры Земли от равновесной ($\alpha^2 R \approx 70$ м).

В связи с тем что реальное гравитационное поле (и соответственно геопотенциал) состоит из слагаемых, различающихся по своей величине, оно разделяется на нормальное поле с потенциалом W_0 и возмущенное (аномальное) поле с добавочным потенциалом T . Потенциал сфероида (1.14), который рассматривался выше, определяет нормальное поле силы тяжести. Соответственно за нормальную фигуру Земли выбирают эллипсоид вращения (сфероид, референц-эллипсоид), поверхность которого является эквипотенциальной поверхностью для нормального потенциала W_0 . Сфероид представляет хорошее приближение для геоида, отклонения высот геоида от сфероиды не превышают $\alpha^2 R \approx 70$ м. С помощью спутниковых данных построены карты высот геоида (ГЕОС-3 радарным альтиметром измерял непосредственно высоты в конце 70-х гг.).

Высоты геоида пропорциональны амплитудам гравитационных аномалий. Удивительно то, что аномалии не связаны с топографическими особенностями поверхности (горы, впадины и т.п.). Из этого следует важнейший вывод: *континентальные области изостатически скомпенсированы*, т.е. материки плавают в подкоровом субстрате, словно гигантские айсберги в полярных морях. Аномалии силы тяжести вызваны какими-то флуктуациями плотности в коре и мантии Земли.

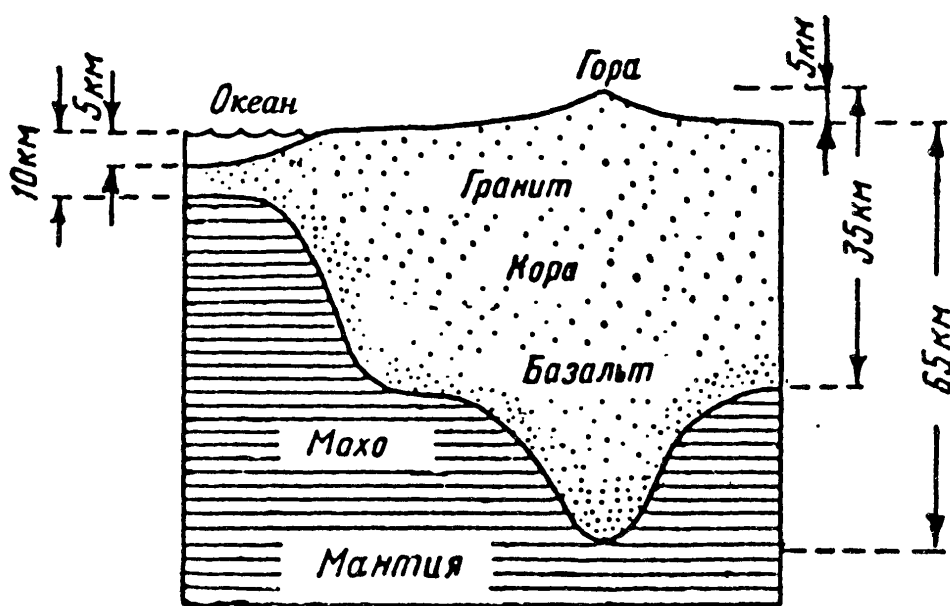


Рис. 1.3. Изостатическое равновесие между корой и мантией (по В.Н. Жаркову, 1983)

Идея *изостазии* качественно была высказана в середине прошлого века, она объяснила тот удивительный факт, что наличие гор почти не сказывается на гравиметрических измерениях. Согласно принципу изостазии, легкая кора, состоящая из гранита и базальта, изостатически уравновешена на более тяжелой мантии, как показано на рис. 1.3.

Получается так, что масса вещества на единицу площади, измеренная вплоть до некоторой глубины, приблизительно одинакова для всей поверхности Земли.

Менее плотные, чем нижележащий субстрат, горы имеют в субстрате менее плотные корни. Наличие изостазии приводит к существенным особенностям строения наружных слоев Земли (рис. 1.3): земная кора как бы плавает в подстилающих мантийных породах. При реакции на короткопериодические колебания (секунды, часы, дни) мантия ведет себя, как твердое упругое тело, для медленных движений ($> 10^4$ лет) вещество мантии течет, как жидкость. Средняя вязкость мантии $\sim 10^{23}$ П.

ЗЕМНЫЕ ПРИЛИВЫ

Приливы наблюдаются в океанах, атмосфере и в теле Земли. Именно приливы твердой Земли называются земными приливами. Из-за приливообразующей силы, которая действует со стороны Луны (и в меньшей мере Солнца), происходят периодические колебания гравитационного поля Земли и уровня земной поверхности. Амплитуда приливов зависит от распределения упругих свойств в недрах планеты. Сравнивая наблюдаемые амплитуды с теоретически рассчитанными, мы контролируем данные об упругих свойствах Земли,

полученные другими методами. Недра Земли не являются идеально упругими, поэтому изучение приливов дает возможность изучать неупругость земных недр.

Приливное трение тормозит вращение Земли и систематически увеличивает продолжительность суток. В системе Земля–Луна замедление вращения Луны ведет к увеличению орбитального момента количества движения Луны, в результате чего ее орбита расширяется и она удаляется от Земли. Реальный масштаб изменений экваториального радиуса Земли составляет несколько десятков сантиметров.

Приливообразующий потенциал W_t в произвольной точке A на поверхности Земли имеет вид

$$W_t = \frac{GM}{R} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^2 P_n(\cos z), \quad (1.20)$$

где z — угол, лучи которого из центра Земли направлены на точку A и на Луну, R — радиус физической Земли, r — расстояние между центрами Земли и Луны.

ГЛАВА 2

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ТВЕРДОЙ ЗЕМЛИ ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАННЫМ

СЕЙСМОЛОГИЯ И КЛАССИЧЕСКАЯ СЕЙСМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗЕМЛИ

При землетрясениях возникают и распространяются по всему объему твердой Земли низкочастотные упругие волны, называемые сейсмическими волнами. Геофизическая наука, изучающая сейсмические волны, их источники — очаги землетрясений — и строение твердой Земли или ее отдельных оболочек, называется сейсмологией. Она возникла в начале XX столетия. Одним из основателей сейсмологии был русский физик и геофизик, академик Императорской Санкт-Петербургской Академии наук князь Борис Борисович Голицын (1862–1916).

Поскольку вещество с различными плотностью и другими механическими характеристиками распределяется в Земле неравномерно, твердая Земля имеет слоистое строение. Сейсмические методы дают наиболее точную и достоверную информацию о внутреннем строении Земли. Вскоре после начала инструментальных наблюдений были обнаружены три основных структурных элемента внутри Земли: ядро, мантия (оболочка) и кора. Скорости распространения сейсмических волн зависят от плотности и модулей упругости горных пород. Упругие (или сейсмические) волны, возникая в толще Земли как

объемные, порождают поверхностные волны, выходя на поверхность Земли или пересекая границы раздела.

Объемные волны бывают двух типов: продольные и поперечные. Продольные являются упругими волнами сжатия, а поперечные — упругими волнами сдвига. Объемные волны подчиняются законам геометрической оптики, отражаясь и преломляясь у поверхностей раздела, где их скорость изменяется. Скорости этих волн определяются формулами

$$v_P = \sqrt{\frac{K + (4/3)\mu}{\rho}}, \quad v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (2.1)$$

где v_P и v_S — скорости продольных и поперечных волн, K — модуль всестороннего сжатия, μ — модуль сдвига, ρ — плотность.

Из этих формул видно, что скорость продольных волн выше скорости поперечных волн (в среднем в 1,7 раза). Соответственно продольные волны регистрируются на сейсмограммах раньше поперечных. Поэтому продольные волны получили название первичных (primary, P), а поперечные — вторичных (secondary, S).

Объемные сейсмические волны в буквальном смысле слова просвечивают нашу планету и, подобно рентгену, позволяют выявить внутреннее строение Земли без непосредственного проникновения в ее недра.

Упругие сейсмические волны регистрируются сейсмографами, в зависимости от конструкции которых записывается либо смещение почвы, либо скорость смещения. Короткопериодные приборы ($T \sim 1$ с) используются для обнаружения объемных волн, а длиннопериодные ($T \geq 15$ с) — для обнаружения поверхностных волн.

Источник сейсмических волн имеет обычно протяженность 10–100 км. У микроземлетрясений он уменьшается до 1 км, а у катастрофических достигает 1000 км. При теоретическом рассмотрении он представляется “точкой”, которая называется фокусом или гипоцентром. Точка на поверхности Земли — проекция фокуса по вертикали вверх — называется эпицентром. Большинство очагов землетрясений расположено на глубинах менее 100 км, но известны землетрясения, происходящие на глубинах до 700 км. Местоположение гипоцентра и эпи-

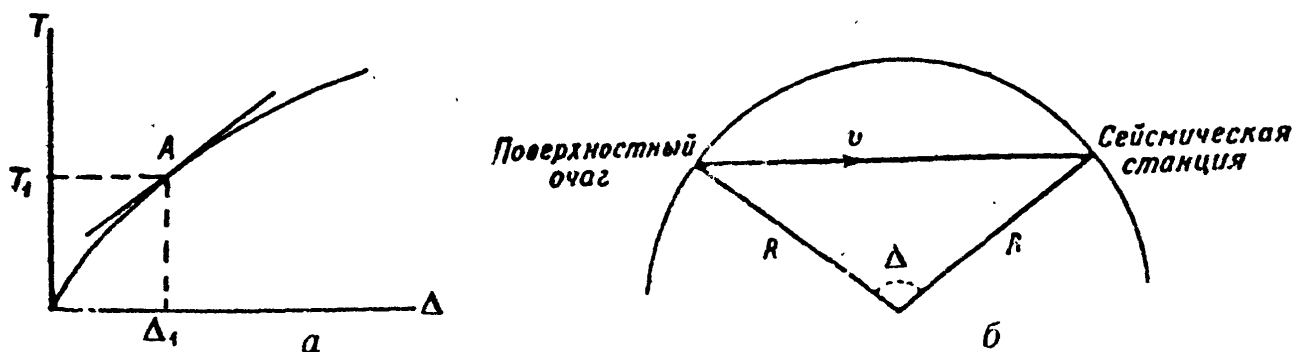


Рис. 2.1. Схема годографа $T(\Delta)$ (а) и схема распространения сейсмического луча (R — радиус Земли, Δ — эпицентральное расстояние) (б)

центра землетрясений определяется по времени прихода сейсмических волн. Зависимость времени пробега T от эпицентрального расстояния Δ называется годографом (рис. 2.1, а). Для случая однородной Земли на рис. 2.1, б приведена схема хода сейсмического луча к сейсмической станции. Точка А на рис. 2.1, а определяет сейсмический луч, проходящий расстояние Δ_1 за время T_1 . Пусть в точке А производная $dT/d\Delta$ равна P_1 . Задача сейсмологии состоит в том, чтобы перейти от графической зависимости $T(\Delta)$ к зависимости сейсмической скорости от радиуса $v(r)$, так как информацию о внутреннем строении Земли дает распределение скоростей сейсмических волн по глубине. Ниже будет рассмотрен один из способов этого перехода. Для определения координат очага необходима регистрация прихода волн на нескольких сейсмостанциях (не менее 4). Последние усовершенствования мировой сети сейсмостанций и применение ЭВМ значительно повысили точность определения очагов землетрясений.

До 50-х гг. наибольшее число открытий в сейсмологии было сделано в результате измерений времени пробега объемных волн землетрясений. Предполагалось, что Земля обладает радиальной симметрией и поэтому можно использовать множество различных землетрясений, чтобы построить годограф волн P и S для последовательного ряда возможных эпицентральных расстояний Δ от 0 до 180° .

Как уже упоминалось, Земля имеет ядро, мантию и кору. Исторически первым было открыто центральное ядро Земли: в 1906 г. Олдгем обнаружил, что волны P вблизи эпицентрального расстояния 180° приходят значительно позже, чем этого можно было ожидать (рис. 2.2).

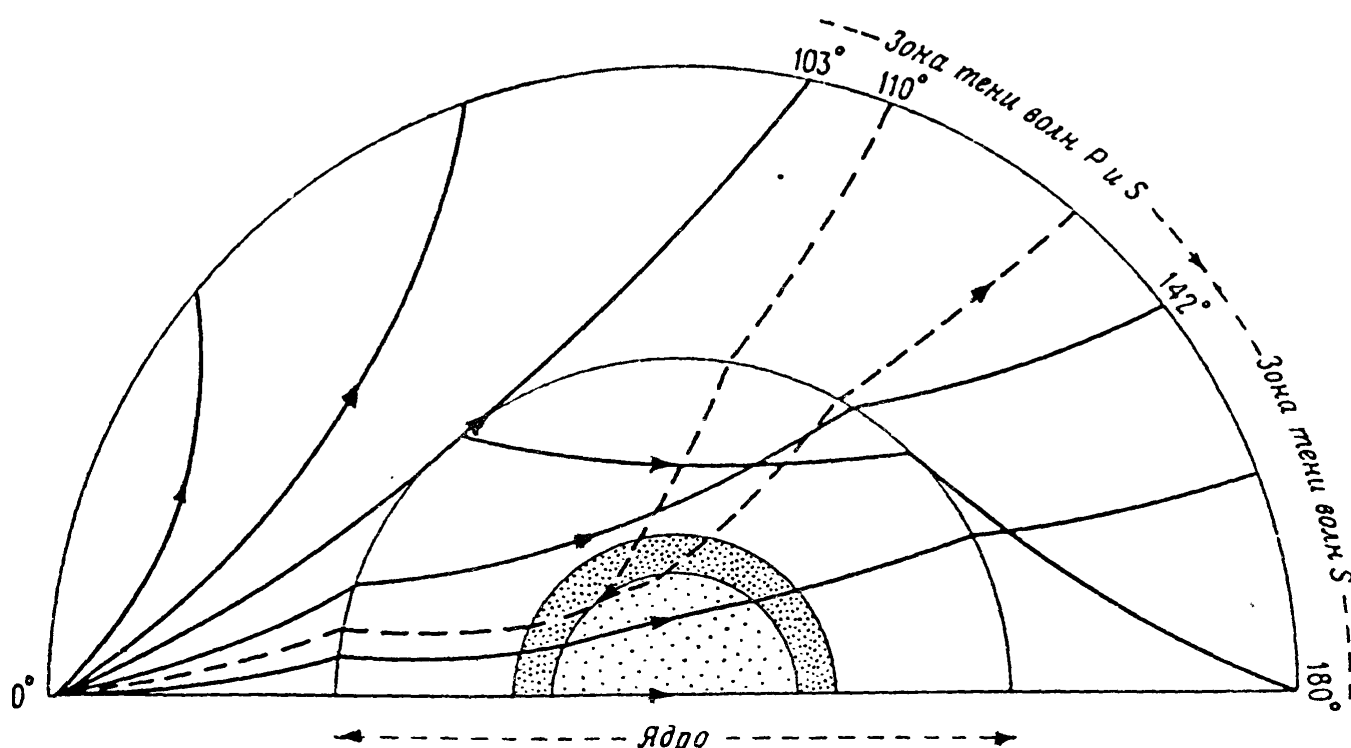


Рис. 2.2. Некоторые пути P -волн, проходящих сквозь землю. Штриховые линии изображают слабые P -волны, выходящие в зоне тени (по Гутенбергу, 1963)

Такая задержка волн вызвана их прохождением через ядро с пониженной скоростью. Это открытие было затем подтверждено более детальными исследованиями. Волны P и S наблюдаются до $\Delta = 103^\circ$, причем их скорость возрастает с глубиной по мере прохождения волн через оболочку (мантию) Земли. Между 103 и 142° волны обычно исчезают: создается “зона тени”. От 142 до 180° появляется более поздняя волна P , а волна S отсутствует. Из этого следует, что приблизительно на половине пути до центра Земли существует резкая граница раздела, ниже которой скорость волны P внезапно уменьшается, а волна S исчезает. Известно, что поперечные волны не распространяются в жидкости, так как там модуль сдвига $\mu = 0$. Следовательно, полученные результаты указывают на существование жидкого ядра, выше которого лежит оболочка, или мантия, Земли, вещество которой находится в твердом состоянии.

Глубину границы раздела ядро — мантия впервые определил немецкий сейсмолог Гутенберг в 1914 г. (2900 км), в связи с чем эта граница названа его именем. На границе Гутенберга v_P скачком уменьшается

от 13,6 до 8,1 км/с. Скорости поперечных волн v_S соответственно уменьшаются от 7,3 км/с до 0 (рис. 2.3). Плотность в ядре возрастает от 5,5 (в оболочке) до 10 г/см^3 .

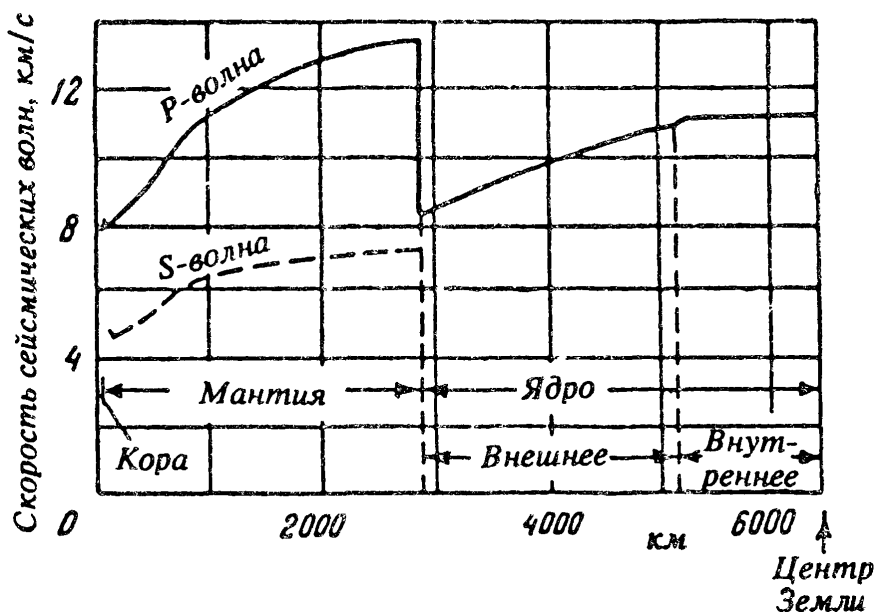


Рис. 2.3. Распределение скоростей волн P и S внутри Земли по модели Джеффриса-Гутенберга

Вторая отчетливая поверхность раздела, на малой глубине, была открыта югославским сейсмологом Мохоровичичем при изучении сейсмограмм землетрясений в Югославии 8 октября 1909 г., записанных на расстоянии нескольких сотен километров от эпицентра. На этой границе, получившей название Мохо, скачкообразно возрастают скорости v_P и v_S и плотность ρ . В связи с этим открытием земной корой стал называться слой, расположенный выше границы Мохоровичича, Мохо или просто М. Толщина земной коры неодинакова в разных частях поверхности Земли: она изменяется от ~ 10 км (с учетом толщи воды) в океанических областях до 70 км в горных районах континентов. Вклад земной коры в полную массу и момент инерции

Земли мал, поэтому при рассмотрении Земли в целом земную кору представляют в виде однородного слоя толщиной ~ 35 км.

Согласно сейсмическим данным, наибольшей плотностью из трех областей Земли обладает ядро. Это соответствует данным о средней плотности Земли ($5,517 \text{ г/см}^3$) и плотности пород коры, равной $\sim 2,8 \text{ г/см}^3$ (граниты) и $\sim 3,0 \text{ г/см}^3$ (базальты). Отсюда следует предположение, что в глубоких недрах Земли должны существовать породы с очень высокой плотностью.

На рис. 2.3 представлено распределение скоростей волн P и S внутри Земли. Более детальные сейсмические исследования позволили обнаружить слой пониженных скоростей (волновод) в верхней части мантии, а также переходную зону в мантии (400–1000 км), в которой наблюдался быстрый рост скоростей v_P и v_S . Выше переходной зоны была выделена верхняя мантия, а ниже — нижняя мантия.

В 1936 г. датский сейсмолог Леманн обнаружила быстрое увеличение скорости P -волн внутри ядра на глубине около 5000 км из наблюдения слабых вступлений волн P

в зоне тени между $\Delta = 110^\circ$ и $\Delta = 143^\circ$. Эти вступления можно было объяснить только сильным увеличением скорости внутри ядра. Тем самым была установлена еще одна граница раздела, известная как переходная зона в ядре, которая отделяет внешнее ядро с малыми скоростями P -волн от

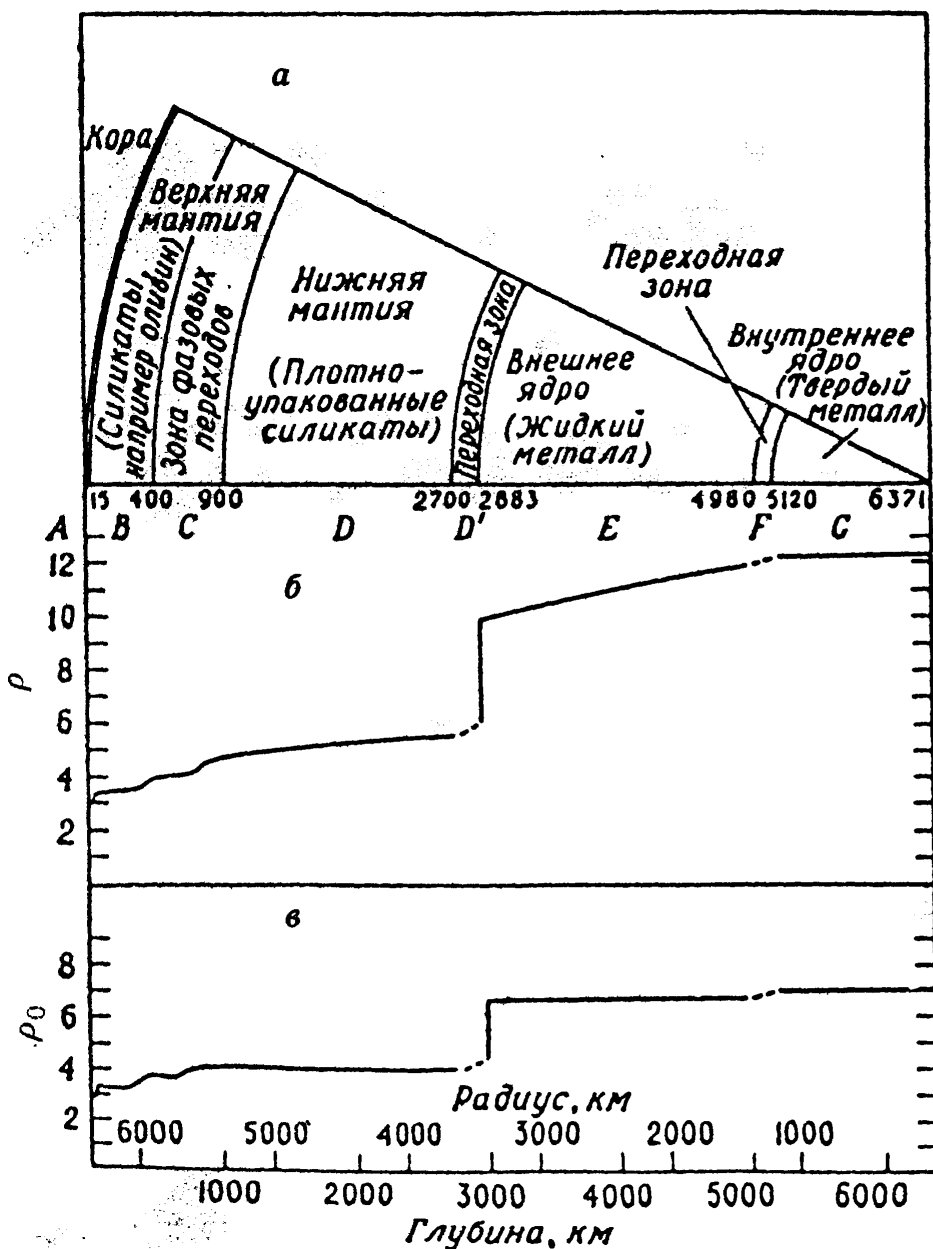


Рис. 2.4. Модель Булле-на внутреннего строения Земли (а), зависимость плотности ρ от глубины (б), значения плотности ρ_0 , экстраполированные на нормальные pT -условия (в)

внутреннего ядра с большими скоростями P -волн. По современным представлениям внутреннее ядро является твердым в противоположность жидкому внешнему.

Австралийский геофизик Буллен, анализируя распределение скоростей сейсмических волн внутри Земли, разделил всю Землю на семь концентрических зон и дал им буквенные обозначения (рис. 2.4). Подразделения Буллена служат основой для большинства дискуссий о физических и химических свойствах земных недр.

ГОДОГРАФ И ТРАЕКТОРИИ ОБЪЕМНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Из рис. 2.1, б видно, что время пробега P -волн определяется по формуле $T = 2(R/v) \sin(\Delta/2)$, где T — время пробега, v — скорость сейсмической волны, Δ — эпицентральное расстояние, R — радиус Земли.

В связи с увеличением скоростей с глубиной (неоднородное строение Земли) сейсмические лучи искривляются. Выводы, которые можно сделать о деталях строения Земли, зависят от точности определения времени пробега. Проверка определения времени пробега возможна по записям волн от ядерных или других искусственных взрывов, местоположение, время и глубина которых известны и их не нужно определять по вступлениям сейсмических волн. Полные таблицы времен пробега составлены Гутенбергом, Джеффрисом и Булленом и, несмотря на 50-летнюю давность, остаются лучшими для Земли в целом. Соответствующие годографы приведены на рис. 2.5. Большое число ветвей годографов появляется из-за отражения и обмена волн P и S на границе мантии и ядра и на поверхности Земли. При точных расчетах времен пробега в эти таблицы нужно вводить поправки на сжатие, которое убывает с глубиной.

На границах раздела в недрах Земли возникают новые волны различных типов. Так, попереч-

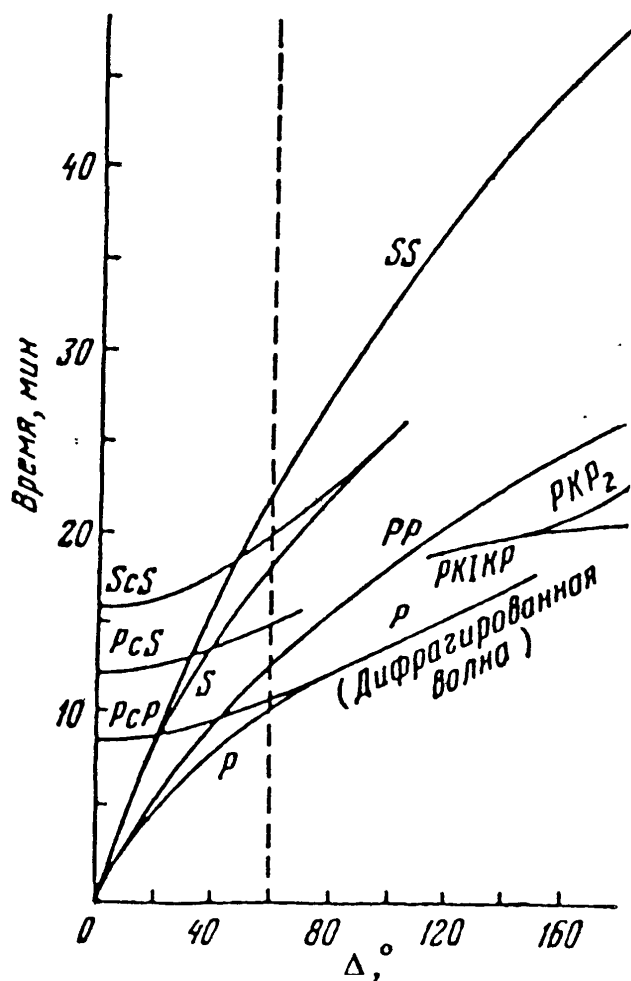


Рис. 2.5. Годографы Джеффриса некоторых объемных сейсмических волн

ная волна на границе расщепляется на поперечные волны двух типов: волны SH и SV . В поперечной волне типа SH вектор смещения лежит в плоскости границы раздела, эти волны не интерферируют с P -волнами и поперечными SV -волнами, вектор смещения которых лежит в плоскости, содержащей луч и перпендикулярной к границе. В результате при прохождении границы SH -волна дает преломленную и отраженную волны только типа SH , а SV - и P -волны в общем случае дают четыре волны: отраженные и преломленные SV - и P -волны каждая. Так появляются обменные волны. Для каждого типа волн при прохождении границы отношение $\sin i$ (i — угол падения) к скорости v остается постоянным:

$$\sin i/v = \text{const.} \quad (2.2)$$

Отсюда получается

$$\sin i/\sin i' = v/v', \quad (2.3)$$

где i' — угол преломления, v, v' — скорости волны по обе стороны границы. Угол $e = \pi/2 - i$ называется углом выхода сейсмического луча.

На сейсмограмме обычно регистрируется ряд фаз, каждая из которых связана с распространением волн по определенному типу пути. Стандартные обозначения различных типов лучей показаны на рис. 2.5. Так, продольная волна, испущенная из очага в сторону от земной поверхности, обозначается P , а к земной поверхности — p . После первого отражения от земной поверхности она может остаться продольной волной PP или перейти в поперечную волну PS . Аналогичный смысл имеют индексы волн S, SS, SP и т.д. Символ s употребляется для указания на отражение волны от границы земного ядра. Получаются фазы PcP, ScS, ScP и др. Буква K используется для обозначения отрезка пути P -волны во внешнем жидком ядре. Так, фаза PKS соответствует волне, которая изначально была P -волной, такой же прошла внешнее ядро, а затем преломилась из ядра в мантию, перейдя в волну S -типа, и, уже не изменяясь, вышла на земную поверхность.

Буквой i обозначается отражение волны вверх от границы внутреннего ядра, а буквами I и J — участки пути волн P и S в твердом внутреннем ядре Земли. Так возникают фазы $PKiKP, PKIKP, PKJKP$. Некоторые из них показаны на рис. 2.5. Если сейсмограф расположен на эпицентральной расстоянии $\Delta = 60^\circ$, то первой он зарегистрирует прямую P -волну, затем волну PcP (P -волна, отраженная от земного ядра), далее на сейсмограмме появится PP -волна (P -волна, отразившаяся от земной поверхности), за ней будет записана первая поперечная волна PcS (обменная волна, возникшая

при отражении прямой P -волны от земного ядра), наконец приходит прямая S -волна. Скорость P -волны $v_P = 1,7 v_S$, поэтому и время пробега S -волн T_S соответственно больше времени пробега T_P приблизительно в 1,7 раза. Затем последовательно вступают поперечные волны ScS и SS , отраженные от ядра и поверхности Земли.

На расстоянии $\Delta > 80^\circ$ прямые и отраженные волны P и PcP (S и ScS) становятся близкими и постепенно накладываются одна на другую. На эпицентральных расстояниях $\Delta \geq 103^\circ$ пропадают прямые S - и P -волны. Это зона “тени” от земного ядра. Зона тени для прямых P -волн протягивается до $\Delta \approx 142^\circ$, когда впервые появляются волны PKP_2 , прошедшие через внешнее жидкое ядро. Наконец последний годограф на рис. 2.5 — фаза $PKiKP$, которая соответствует продольной волне, появляющейся в зоне тени P -волн на расстоянии $\Delta \approx 110^\circ$. Эта фаза обязана своим существованием твердому внутреннему ядру, сильные преломляющие свойства которого и завернули луч $PKiKP$ в зону тени. Обнаружение этой “неожиданной” фазы на сейсмограммах в зоне тени привело в 1936 г., как уже упоминалось, датского сейсмолога Леманн к открытию внутреннего ядра Земли.

ПЕРЕХОД ОТ ГОДОГРАФА К СКОРОСТНОМУ РАЗРЕЗУ ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН

Для получения информации о внутреннем строении Земли необходимо статистически обработать данные о временах пробега волн от многих землетрясений к многочисленным сейсмическим станциям. Следующей задачей является нахождение зависимости сейсмической скорости от радиуса Земли, так как именно скорость волн непосредственно связана с характеристиками среды. Способ такого перехода впервые был найден Герглотцем в 1907 г.

Ход сейсмических лучей от близкого землетрясения можно изобразить сравнительно просто (рис. 2.6). Учтем слоистость коры: оса-

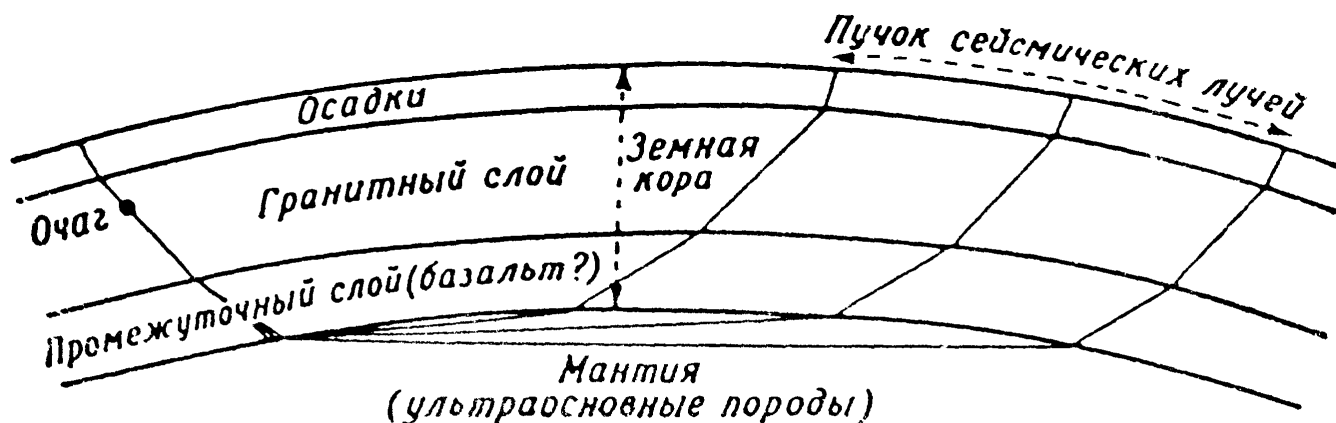


Рис. 2.6. Ход сейсмического луча от близкого землетрясения в слоистой земной коре

дочный слой с очень малыми скоростями s -волн (сейсмических волн) и большим поглощением, гранитный слой и “промежуточный” слой, по-видимому, состоящий из базальтов. Ниже идет мантия, которая отделяется от коры границей Мохо. Такая модель коры удобна для исследования ее строения на материках. Местные особенности строения коры изучаются методами глубинного сейсмического зондирования с помощью взрывов (ГСЗ), а более общие черты — по дисперсии поверхностных волн.

В коре под океанами гранитный слой отсутствует, толщина океанской коры около 5 км.

Времена пробега волн от близких землетрясений можно рассматривать при помощи пучков s -лучей. Пучками называются лучи, для которых точки наибольшего проникновения в глубину находятся в одном и том же слое (в верхней мантии, как показано на рис. 2.6). Преломление происходит таким образом, что отрезки лучей во всех слоях, кроме самого нижнего, почти одинаковы. Поэтому изменение времени пробега в зависимости от эпицентрального расстояния определяется разностью отрезков лучей в нижнем слое. Скорость в нижнем слое равна

$$v = dL/dt = R d\Delta/dt,$$

где $L = R \cdot \Delta$ — эпицентральное расстояние, R — радиус Земли.

Булленом получено уравнение годографа для волн от удаленных землетрясений, дающих сведения о глубоких частях Земли. Если при рассмотрении близких землетрясений поверхность Земли можно считать плоской, то для волн удаленных землетрясений следует учитывать сферичность Земли. Слои Земли не обязательно разделены резкими границами, но при выводе уравнения годографа Буллен исходил из такого предположения. Рассмотрим, следуя Буллену и Стейси, основные свойства сейсмического луча.

На рис. 2.7 показан луч в трехслойной модели Земли при условии, что скорость в более глубоком слое больше. Однако вывод пригоден и для модели, в которой скорость v убывает с глубиной так медленно, что $dv/dr < v/r$ (r — расстояние слоя от центра Земли). При этом условии годограф непрерывен и дает возможность *однозначно* определить $v(r)$. В реальной Земле в верхней мантии и у границы ядро-мантия $dv/dr > v/r$.

Применяя законы Снеллиуса к границам A и B , получим

$$\sin i_1/v_1 = \sin f_1/v_2, \quad (2.4)$$

$$\sin i_2/v_2 = \sin f_2/v_3. \quad (2.5)$$

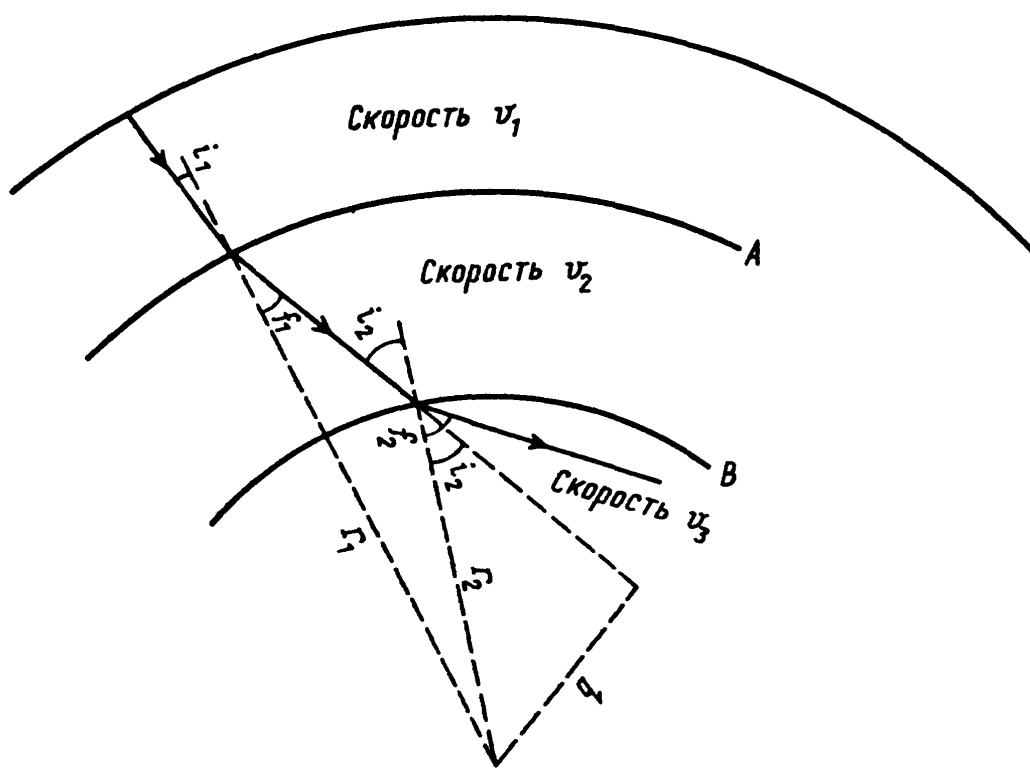


Рис. 2.7. Схема распространения сейсмического луча в трехслойной модели Земли. А и В — границы между слоями

Из двух треугольников имеем

$$q = r_1 \sin f_1 = r_2 \sin i_2. \quad (2.6)$$

Таким образом,

$$r_1 \sin i_1 / v_1 = r_1 \sin f_1 / v_2 = r_2 \sin i_2 / v_2 = r_2 \sin f_2 / v_3. \quad (2.7)$$

Уравнение (2.7) можно распространить на случай преломления при любом числе границ и на случай *рефракции* в слое с непрерывным нарастанием скорости с глубиной. Следовательно, вдоль каждого луча выполняется соотношение

$$r \sin i / v = \text{const} = p. \quad (2.8)$$

Здесь i — угол между лучом и радиусом в данной точке. Величина p называется параметром луча и сохраняется для всех точек одного и того же луча. Определяя параметр луча, мы тем самым находим величину r/v в точке, где $\sin i = 1$, т.е. в точке наибольшего проникновения луча.

Другая важная формула для параметра p получается из простого геометрического рассмотрения бесконечно близких лучей PP' и QQ' (рис. 2.8). Отрезок PN — нормаль, опущенная из PP' на QQ' , т.е. фронт волны. Разность времен пробега по путям PP' и QQ' будет равна

$$dT = 2QN/v_0, \quad (2.9)$$

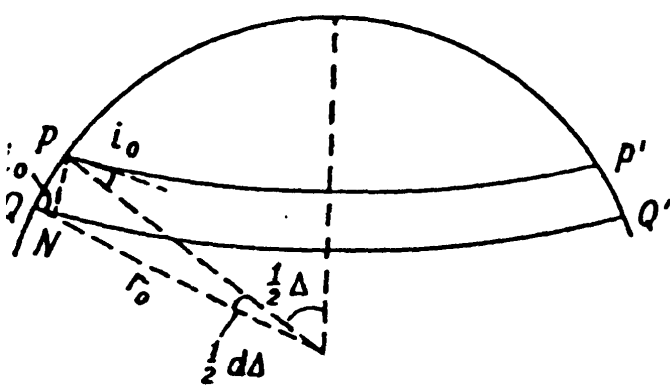


Рис. 2.8. Распространение двух бесконечно близких сейсмических лучей PP' и QQ'

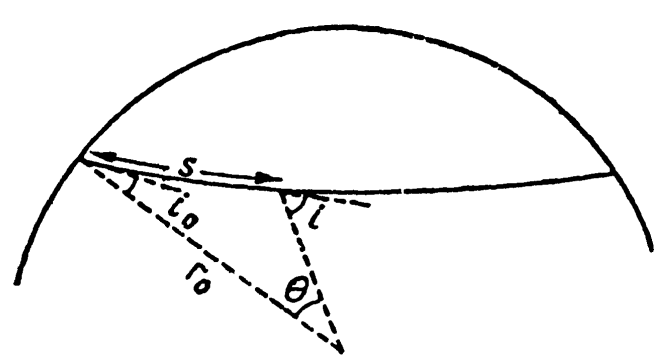


Рис. 2.9. Схема для вывода выражения для $\sin i$

где v_0 — скорость сейсмических волн у поверхности,

$$QN = PQ \sin i_0 = (1/2) r_0 d\Delta \sin i_0.$$

Отсюда получаем

$$dt/d\Delta = r_0 \sin i_0 / v_0 = p. \quad (2.10)$$

Так как значения T, Δ , полученные из наблюдений, приведены в опубликованных таблицах, то можно определить $dT/d\Delta$. Таким образом, устанавливается связь между p и расстоянием Δ . Для того чтобы перейти к скоростному разрезу, необходимо эпицентральное расстояние представить в виде интеграла. Введем следующее соотношение:

$$p = r \sin i / v = (r/v) r \cdot d\Theta / ds, \quad (2.11)$$

где Θ и s — величины, показанные на рис. 2.9. Далее

$$ds^2 = dr^2 + (r d\Theta)^2. \quad (2.12)$$

Исключив ds из (2.11) при помощи (2.12), получим

$$(r^2 d\Theta / pv)^2 = dr^2 + (r d\Theta)^2. \quad (2.13)$$

Введем обозначение $\eta = r/v$, тогда найдем

$$d\Theta / dr = p/r (\eta^2 - p^2)^{1/2}. \quad (2.14)$$

Интегрируя от самой глубокой точки луча r' до поверхности r_0 , получаем

$$\frac{\Delta}{2} = \int_{r'}^{r_0} \frac{p dr}{r (\eta^2 - p^2)^{1/2}}. \quad (2.15)$$

Величины Δ и p находятся из наблюдений, и поэтому (2.15) представляет собой интегральное уравнение, решая которое можно определить η (и, следовательно, v) как функцию r .

Упрощенный способ решения (2.15) приведен в книге Ф. Стейси "Физика Земли" (1972). Окончательное решение имеет вид

$$\int_0^{\Delta_1} \operatorname{arch} \left(\frac{p}{p_1} \right) d\Delta = \pi \ln \left(\frac{r_0}{r_1} \right). \quad (2.16)$$

Уравнение (2.16) позволяет найти значение r_1 , соответствующее Δ_1 , а следовательно, $\eta_1 = r_1/v_1$.

Таким образом, получается зависимость $v(r)$, справедливая до самой глубокой точки проникновения луча (этот вывод не относится к случаю быстрого роста v , когда $dv/dr > v/r$).

В большей части земных недр скорости s -волн медленно растут с глубиной, и тогда можно пользоваться уравнением (2.16). Однако если существуют слои с быстрым возрастанием скорости с глубиной, то получается более сложная картина лучей и усложняется годограф. Рассмотрим некоторые случаи, следуя Ф. Стейси.

Если возрастание скорости происходит весьма быстро (рис. 2.10, а), то годограф имеет вид, показанный на рис. 2.10, б. В некотором интервале изменения параметра p , т.е. в некотором интервале значений $\sin i_0$, оказывается, что с уменьшением i_0 расстояние Δ не увеличивается, а убывает. На годографе появляется петля.

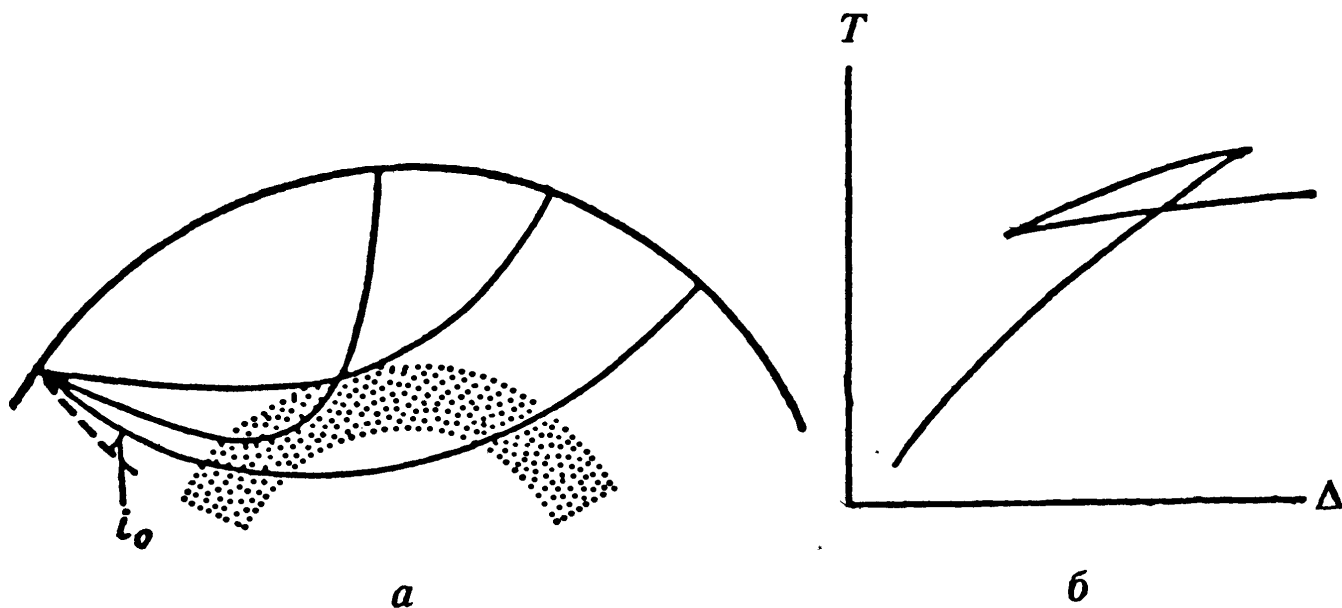


Рис. 2.10. Схема хода s -лучей с возрастающей скоростью (а) и их годограф (б)

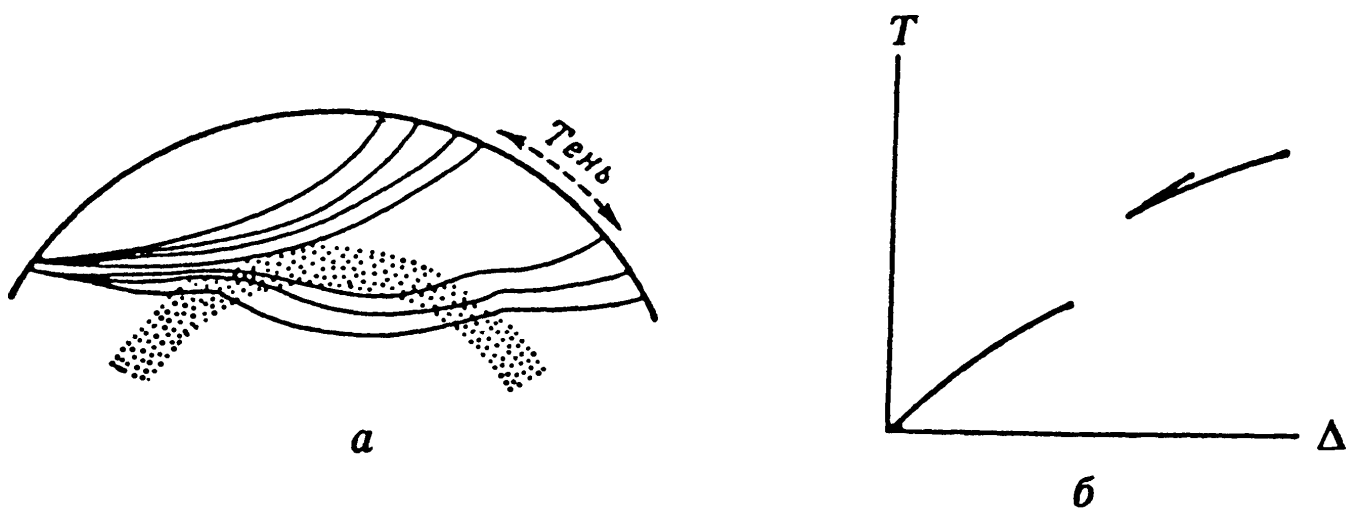


Рис. 2.11. Схема хода s -лучей с убывающей скоростью (а) и их годограф (б)

Слой, в котором скорость убывает с глубиной, вызывает искривление лучей, схематически показанное на рис. 2.11, а. В этом случае оказывается, что существует интервал глубин, на котором нет точек наибольшего проникновения лучей, и некоторый интервал эпицентральных расстояний Δ , на котором либо вступления волн очень слабы, либо их вообще не удастся обнаружить (рис. 2.11, б). Существование нескольких типов лучей позволяет производить взаимный контроль определения скорости по каждой из волн. Так, например, скорости продольных волн в ядре Земли должны получаться одинаковыми по годографам волн PKP и SKS .

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЗЕМНЫХ НЕДР ПО СКОРОСТЯМ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Как показывают формулы (2.1), скорости волн P и S определяют отношения модуля сдвига к плотности (μ/ρ) и модуля сжатия к плотности (K/ρ). Эти параметры внутри Земли неизвестны. Поэтому скорости сейсмических волн непосредственно не дают возможности быстро и надежно оценить плотность. Однако, поскольку изменения упругих свойств и плотности обычно происходят одновременно и примерно в одинаковой степени, изменения скоростей волн можно использовать в качестве критериев изменения плотности.

Первый и наиболее существенный шаг на пути построения реальной модели распределения плотности внутри Земли (а тем самым и модели самой Земли) сделали американские геофизики Адамс и Вильямсон в 1923 г. Они предложили использовать для определения плотности сейсмический параметр $\Phi = K/\rho$, который легко определяется через скорости сейсмических волн v_P и v_S :

$$\Phi = K/\rho = v_P^2 - (4/3) v_S^2. \quad (2.17)$$

Так как благодаря скоростному разрезу нам известны зависимости v_P и v_S от глубины, то тем самым известен и параметр Φ как функция глубины. Модуль сжатия K по определению равен

$$K = \rho \frac{\Delta p}{\Delta \rho}, \quad (2.18)$$

где Δp и $\Delta \rho$ — соответствующие приращения давления и плотности. При известном Φ можно определить закон приращения плотности при небольших приращениях давления:

$$\Delta \rho = \frac{1}{\Phi} \Delta p. \quad (2.19)$$

Теперь для решения поставленной задачи надо знать закон нарастания давления в недрах Земли. При гидростатическом давлении приращение Δp при увеличении глубины на Δl равно весу вещества этого слоя, приходящегося на единицу площади:

$$\Delta p = \rho g \Delta l. \quad (2.20)$$

Исключая Δp из (2.19) и (2.20), получим уравнение Адамса — Вильямсона

$$\Delta \rho = \frac{\rho g}{\Phi} \Delta l, \quad (2.21)$$

позволяющее определить детальное распределение плотности в недрах Земли и соответственно получить реальную плотностную модель Земли. При решении (2.21) вместе с распределением $\rho(l)$ автоматически определяется $g(l)$.

Существует ряд сложностей при определении плотности внутри Земли по уравнению Адамса — Вильямсона. Эти трудности связаны с наличием в недрах границ разрыва, фазовых переходов и т.п. Учет этих сложностей различными способами в последние десятилетия дал возможность построить очень детальное распределение плотности в верхней мантии Земли и далее до границы мантии с ядром. Схема этого распределения представлена на рис. 2.4.

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЗЕМЛИ

После сильнейшего Чилийского землетрясения в мае 1960 г. на записях, сделанных несколькими очень длиннопериодными сейсмографами в разных точках земного шара, волны с очень длинными периодами четко наблюдались в течение многих дней. Эти волны являются собственными колебаниями Земли, которые могут быть вызваны землетрясениями достаточно большой энергии. Известный математик А.Е.Г. Ляв еще в 1911 г. теоретически рассчитал, что

стальной шар размером с Землю будет иметь период основного колебания около 1 ч. Однако впервые колебание с периодом 57 мин было обнаружено Беньюффом после сильнейшего землетрясения на Камчатке 4 ноября 1952 г.

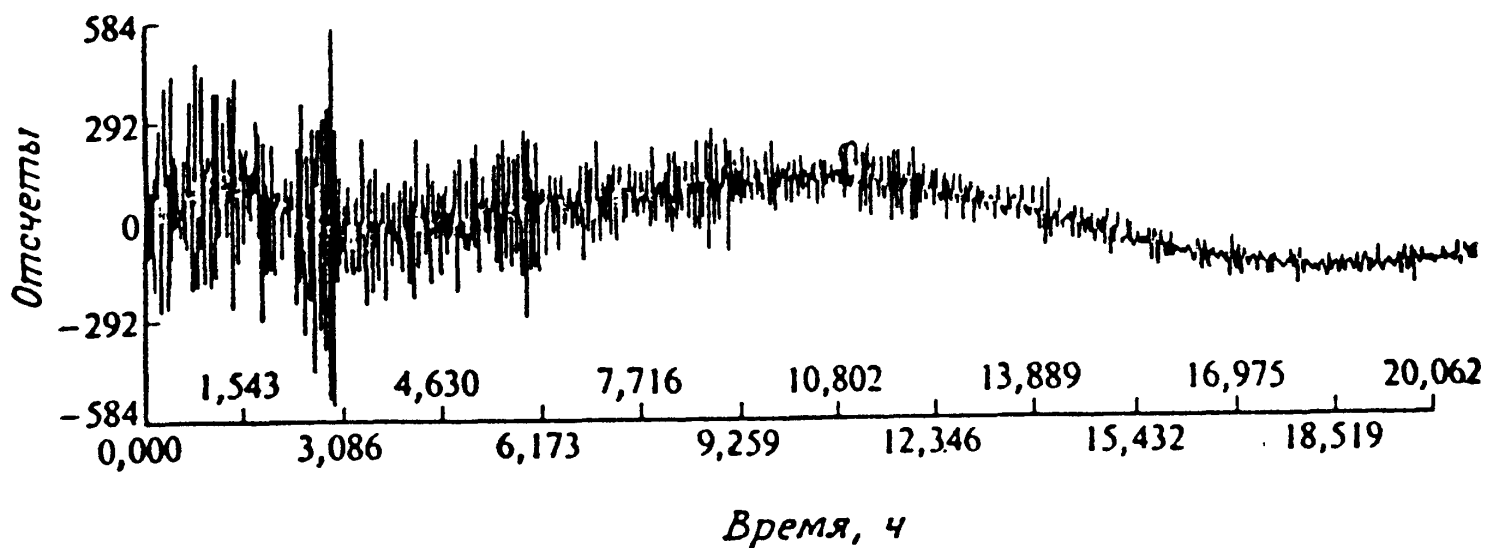
Самый большой период собственных колебаний Земли, по данным измерений после Чилийского землетрясения, составил 54 мин. Кроме того, было отмечено много пиков более быстрых колебаний. Периоды собственных колебаний определяются физическими свойствами вещества в недрах Земли. Следовательно, любая модель Земли с априори заданными свойствами должна иметь теоретический спектр собственных колебаний, близкий к экспериментально наблюдаемому (рис. 2.12).

К сожалению, по наблюдаемому спектру мы не можем непосредственно определить физические свойства недр, так как такая задача относится к классу обратных геофизических задач и не имеет однозначного решения. Поэтому, опираясь на данные наблюдений колебаний, надо пытаться построить такую модель структуры и упругих свойств недосыгаемых для нас недр, у которой частоты отдельных мод колебаний согласуются с наблюдаемыми. Из сказанного ясно, какое огромное значение имеет открытие собственных колебаний Земли; этот раздел можно назвать земной спектроскопией.

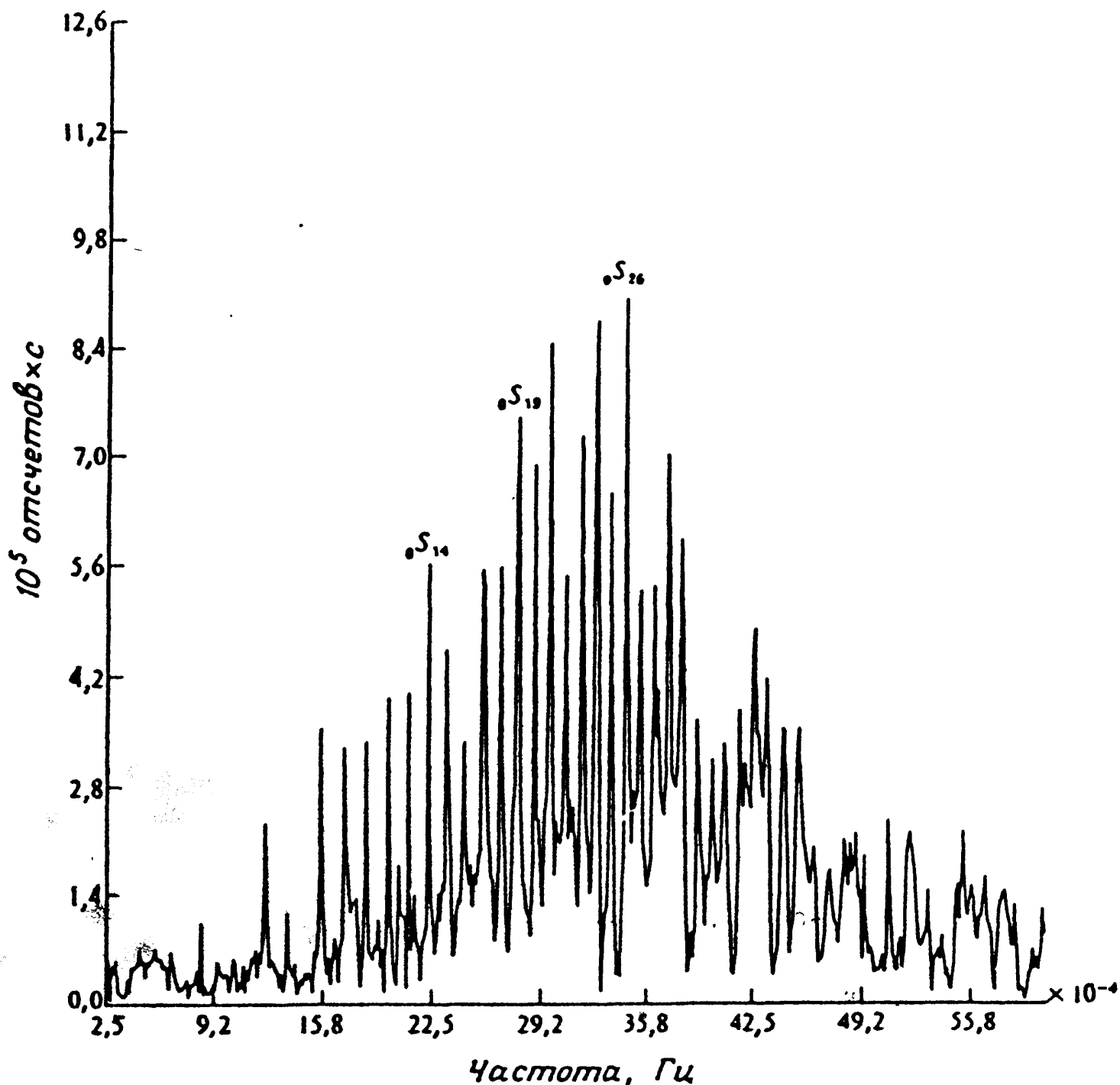
Существует два независимых типа собственных колебаний упругого шара. К первому относятся так называемые моды S , или сфероидальные колебания, при которых смещения частиц шара в общем имеют как радиальную, так и горизонтальную составляющие. Ко второму типу (моды T) относятся крутильные колебания. Смещения при колебаниях данного вида направлены по касательной и не имеют радиальной составляющей. Сфероидальные и крутильные колебания происходят совместно, и поэтому смещение в каждой точке поверхности представляет собой смесь колебаний обоих типов.

На рис. 2.13 представлены основные моды собственных колебаний. Для крутильных (T) колебаний с помощью индексов n и l обозначается число узловых линий ${}_n T_l$. Индекс n относится к количеству узловых поверхностей внутри Земли, а l равен числу ограниченных этими поверхностями секторов на поверхности Земли ($l = n + 1$).

Простейшему крутильному колебанию ${}_0 T_2$ (рис. 2.13, *a*) соответствует только одна поверхность, секущая поверхность Земли по экватору, относительно которой Северное и Южное полушария “закручи-



a



б

Рис. 2.12. Запись собственных колебаний Земли на сейсмограмме землетрясения в Индонезии 19 августа 1977 г. (магнитуда 7.9), частотный спектр (б), рассчитанный по сейсмограмме (а) (по Болту, 1984)

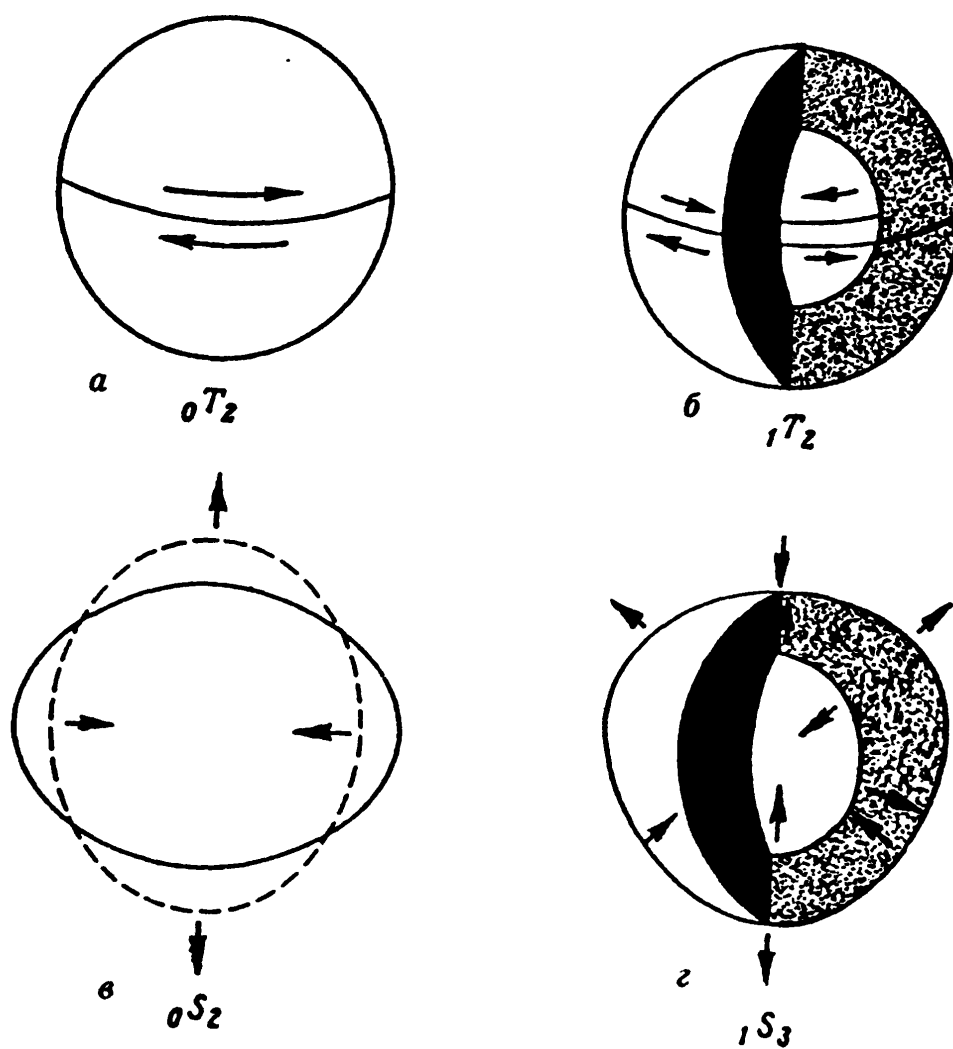


Рис. 2.13. Схематическое изображение мод собственных колебаний Земли (по Болту, 1984)

ваются” в противоположных направлениях. Аналогичные движения должны быть и в недрах Земли. Мода $0T_2$ является основным крутильным колебанием Земли. На рис. 2.13, б изображен первый радиальный обертоном ($1T_2$) основной моды T . В этом случае Земля разделена на четыре области, в каждой из которых движение имеет различное по отношению к соседней области направление.

При сфероидальных (S) колебаниях смещения имеют еще и вертикальную составляющую. Колебания основной моды $0S_2$ напоминают чередующиеся выгибания и прогибания упругого мяча (рис. 2.13, в). В этом случае имеются две узловые линии на поверхности, которые для моды $0S_2$ совпадают с параллелями Северного и Южного полушарий (индекс l для S -колебаний равен числу узловых линий на поверхности).

На рис. 2.13, г изображена схема колебаний первого радиального обертона $1S_3$.

Тот факт, что найденный по наблюдениям период собственного колебания Земли (54 мин для $0S_2$) на 6 мин меньше теоретическо-

го, указывает на меру отклонения реальной Земли от однородной модели. Период чисто радиальных колебаний ${}_0S_0$ равен 25,5 мин. В спектре крутильных мод ${}_nT_l$ имеются колебания, близкие по периодам к сфероидальным. Например, периоды мод ${}_0T_2$ и ${}_0S_{19}$ равны 360,3 и 360,2 с. Для того чтобы извлечь пользу из все более точных наблюдений, которыми располагает современная сейсмология, необходимо как можно детальнее описывать сами спектры колебаний.

Важные сведения о неупругих свойствах глубоких частей Земли получаются из наблюдений *затухания* собственных колебаний. Если принять, что механическая добротность вещества мантии Q не зависит от частоты, то значения Q , получающиеся по наблюдениям, показывают, что для нижних частей мантии Q больше, чем для верхних. Особый интерес представляет чрезвычайно большое $Q > 25000$ для колебаний ${}_0S_0$. Из этого факта делается вывод о том, что поглощение упругих волн происходит в основном вследствие деформации сдвига.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

Поверхностные волны возникают под действием объемных сейсмических волн при их выходе на поверхность Земли. Поверхностные волны могут также возникать на границах раздела двух сред внутри Земли. Эти волны бывают двух типов: волны Рэлея и волны Лява. Свое название они получили от имен ученых, которые впервые создали теорию этих волн (Рэлей в 1885 г., Ляв в 1911 г.).

В рэлеевской волне смещение частиц почвы происходит в вертикальной плоскости, а сами частицы описывают эллипс, двигаясь против часовой стрелки (рис. 2.14, а).

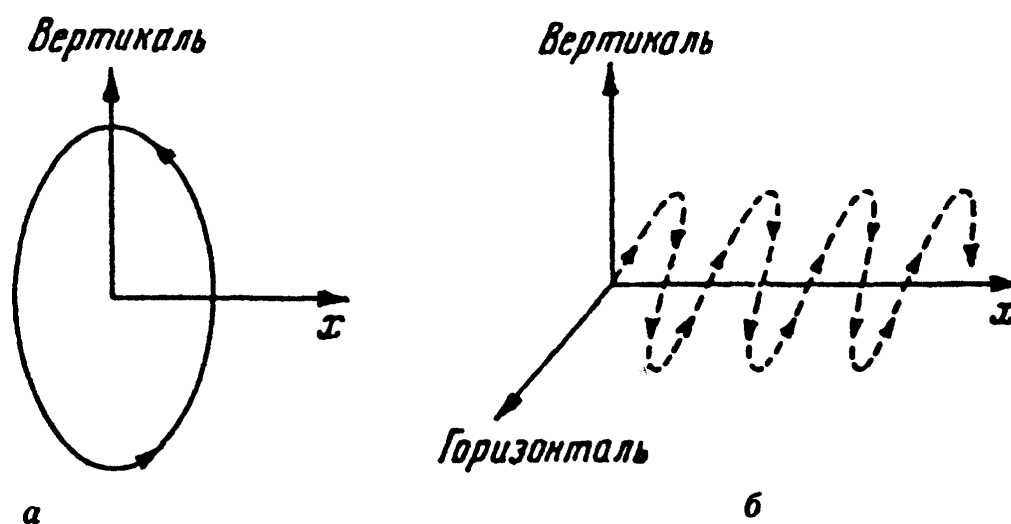


Рис. 2.14. Схема смещений частиц почвы в волнах Рэлея (а) и Лява (б)

В волнах Лява смещение частиц происходит в горизонтальной плоскости перпендикулярно к направлению распространения волн (рис. 2.14, б). Величина смещения в обоих типах волн максимальна на поверхности и экспоненциально убывает с глубиной. Поэтому с помощью этих волн можно эффективно зондировать Землю до глубины, приблизительно равной одной трети длины волны. Длины поверхностных волн, возбуждаемых при землетрясениях, лежат в интервале от десятков до многих сотен километров. Поверхностные волны от сильных землетрясений настолько интенсивны, что по нескольку раз обегают вокруг земного шара. Эти волны позволяют получать много информации о недрах планеты по измерениям на небольшом числе сейсмостанций. Они очень удобны при сейсмическом зондировании Луны и других планет. С помощью поверхностных волн детально изучено расположение слоя пониженных скоростей в верхней мантии, строение земной коры континентов и океанов и другие детали регионального строения наружных слоев Земли.

В отличие от объемных скорость поверхностных волн зависит от частоты (дисперсия). Именно это свойство поверхностных волн используется для изучения строения неглубоких слоев Земли. При наличии дисперсии существуют различия фазовой и групповой скоростей волн. Зависимости фазовых и групповых скоростей от периода поверхностной волны T называются дисперсионными кривыми. Изучение глубинных слоев Земли основано на сравнении рассчитанных теоретически дисперсионных кривых для некоторых моделей изучаемого региона с кривыми, полученными из наблюдений. Исследования показывают, что дисперсия скоростей волн Рэлея и Лява очень велика и, следовательно, метод поверхностных волн является мощным средством изучения глубинного строения наружных слоев Земли.

СЕЙСМИЧНОСТЬ

Землетрясения различаются по интенсивности, происхождению, глубине очага.

Интенсивность землетрясений в России и в большинстве других стран оценивается по 12-балльной шкале. Землетрясение силой в 1 балл не ощущается, а отмечается только приборами. Землетрясение в 12 баллов является сильной катастрофой. Наблюдаются тяжелые разрушения всех сооружений, изменения русел рек, образование водопадов. Происходят сильные изменения рельефа местности на больших пространствах. На поверхности грунта видны волны,

подобные морским. Иногда наблюдается подбрасывание отдельных предметов.

По происхождению землетрясения бывают *тектонические, вулканические, обвальные*. По глубинам очагов землетрясения делятся на обыкновенные (< 70 км), промежуточные (70–300 км) и глубокие (300–700 км).

Количественную оценку силы землетрясения можно выразить отношением α/g (коэффициент сотрясения), где $\alpha = 4\pi^2 a/T^2$ — амплитуда ускорения почвы при гармоническом колебании

$$x = a \sin \frac{2\pi}{T} t$$

(a — амплитуда смещения почвы); α может быть измерена непосредственно специальными приборами.

Б.Б. Голицын предложил оценивать энергию землетрясения на расстоянии Δ по формуле

$$F_{\Delta} = \frac{E}{2\pi\Delta^2} e^{-k\Delta}, \quad (2.22)$$

где E — энергия колебаний в очаге, k — эмпирическая константа.

Под *сейсмичностью* подразумевается географическое распределение землетрясений, их связь со строением земной поверхности и распределение по энергиям или магнитудам.

Рассмотрим главные закономерности распределения землетрясений по земному шару (рис. 2.15).

Наибольшая сейсмическая активность наблюдается в Тихоокеанском поясе. Согласно таблицам Гутенберга и Рихтера, в нем выделилось 75,4% энергии *неглубоких* землетрясений, происшедших с 1904 по 1952 г. 22,9% энергии выделилось в Трансазиатской, или Альпийской, зоне, протянувшейся от Индонезии через Гималаи к Средиземноморью. На остальную часть земного шара приходится менее 2%. Энергия, выделяющаяся при *промежуточных* и *глубоких* землетрясениях, в еще большей степени концентрируется в Тихоокеанском поясе.

Наибольшая сейсмичность проявляется у дугообразных структур на земной поверхности. Таковую форму в наиболее интересных случаях имеют расположенные рядом океанические желоба, цепочки вулканических островов. К последним приурочены аномалии силы тяжести, а очаги землетрясений располагаются здесь вдоль плоскости, уходящей в глубь Земли под углом 45°.

Глубокофокусные землетрясения происходят реже и сконцентрированы в более ограниченных зонах, чем мелкофокусные. Практически все глубокие землетрясения происходят в Тихоокеанском поясе.

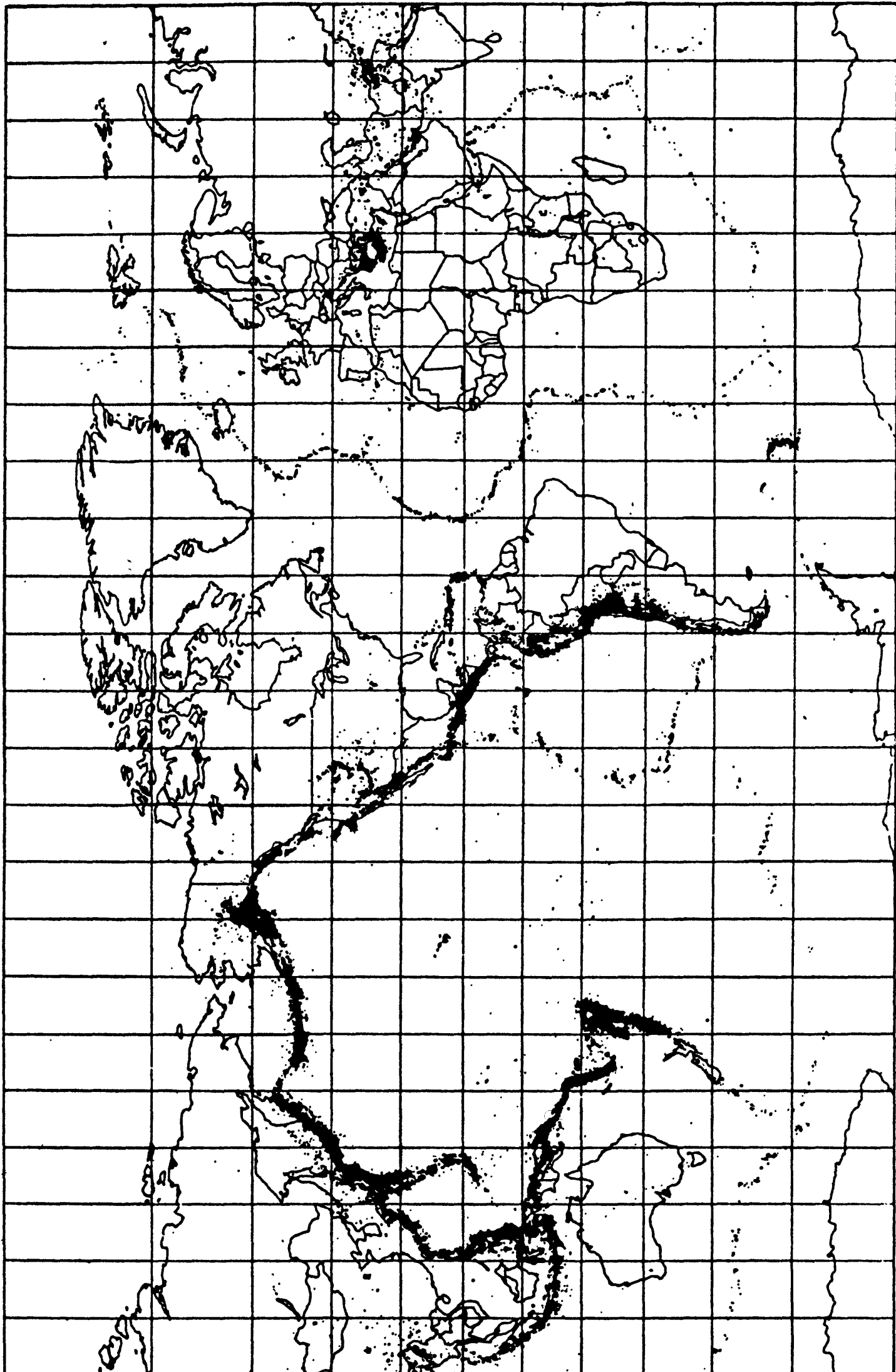


Рис. 2.15. Географическое распределение землетрясений (черные точки)

Самый глубокий толчок зафиксирован на глубине 720 км; более глубокие части Земли абсолютно асейсмичны.

Создается впечатление, что все землетрясения вплоть до 720 км глубины связаны с общей системой движений, происходящих в мантии и коре. Распределение землетрясений по поверхности Земли показывает, что глубокие и поверхностные землетрясения приурочены к одним и тем же географическим районам. Возможно, все они определяются общим глубинным механизмом.

Магнитудой землетрясения называется его численная характеристика, определяемая по амплитудам сейсмических волн, рождающихся в очаге. Магнитуда для поверхностных волн обозначается как M , для объемных волн — m . Впервые шкала магнитуд предложена Рихтером. В дальнейшем она была усовершенствована. Магнитуду M можно определить по формуле

$$M = \lg \frac{a}{T} + f(\Delta, h) + C, \quad (2.23)$$

где a — амплитуда смещения почвы (в мкм) в поверхностных волнах, T — преобладающий период (в с), Δ — эпицентрально расстояние, измеряемое углом между радиусами, проведенными из центра Земли через очаг землетрясения и через сейсмическую станцию, h — глубина очага землетрясения. Функция $f(\Delta, h)$ является результатом обработки многочисленных записей и учитывает убывание амплитуды волны с расстоянием. Последний член (C) представляет собой “станционную” поправку, учитывающую условия установки регистрирующей аппаратуры. Функция $f(\Delta, h)$ приводит наблюдения к единому эпицентральному расстоянию, для которого можно уже непосредственно сравнивать амплитуды волн. Начало отсчета шкалы выбирается по достаточно малой стандартной амплитуде, которая считается соответствующей землетрясению с магнитудой, равной нулю. Самое сильное землетрясение — это Ассамское (1952 г.), его магнитуда 8,7. Современная аппаратура позволяет регистрировать землетрясения с магнитудой до $-2, -3$ с точностью $\pm 0,1$.

Существует зависимость между магнитудой и полной энергией землетрясения E . Величина a/T служит мерой деформации грунта под действием сейсмической волны. Связь между E и M выражается эмпирической формулой

$$\lg E = A + BM. \quad (2.24)$$

Коэффициенты A и B определяются сравнением магнитуды с энергией сейсмических волн от землетрясений той же магнитуды. Такое определение A и B связано с тем, что энергия s -волны в единице объема горной породы пропорциональна квадрату деформации. Если

бы землетрясения разной магнитуды возбуждали цуги волн одинаковой формы, то коэффициент B был бы равен 2. На самом деле и спектр, и длина цуга волн зависят от магнитуды.

По Гутенбергу и Рихтеру уравнение (2.24) записывается так:

$$\lg E = 11,8 + 1,50 M \quad (2.25)$$

или для объемных волн

$$\lg E = 6,5 + 2,3 m, \quad (2.26)$$

где магнитуда объемных волн m равна $2,5 + 0,63 M$.

Если подставить в (2.25) $M = 8,7$, то для самого сильного землетрясения получим $E = 5 \cdot 10^{24}$ эрг. Это громадная энергия, которая составляет 0,05% от полного количества тепла, теряемого за год всей Землей ($\sim 10^{28}$ эрг). Отсюда можно сделать вывод, что процессы, определяющие накопление такой большой энергии в очагах, должны определяться основными свойствами мантии, они не могут быть случайными.

Для сравнения укажем, что энергия, выделившаяся при взрыве атомной бомбы в Хиросиме, $\sim 10^{20}$ эрг. Однако если взорвать все накопленные к настоящему времени ядерные заряды ($Q > 5 \cdot 10^{10}$ т), то это будет равносильно небывалому землетрясению с магнитудой больше чем 11,3:

$$M = 3,65 + \lg Q \quad (Q \text{ — заряд в килотоннах}).$$

Эта формула применима при расчетах подземных ядерных взрывов.

Если подсчитать энергию, выделяющуюся всеми землетрясениями за год, то мы увидим, что наибольшую энергию производит катастрофическое (одно!) землетрясение, остальные добавляют еще 15% от величины $5 \cdot 10^{24}$ эрг для $M = 8,7$.

МЕХАНИЗМ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Выяснение причин землетрясений и объяснение их механизма — одна из основных задач геофизики.

При сравнении результатов геодезической съемки, проведенной в Калифорнии до и после землетрясения 1906 г. в Сан-Франциско, Рейд выдвинул теорию *упругой отдачи* при тектонических землетрясениях. Теория содержала пять основных положений.

1. Разрыв сплошных горных пород, вызывающий тектоническое землетрясение, наступает в результате накопления упругих деформаций выше предела, который может выдержать горная порода.

Деформации возникают при относительных перемещениях соседних блоков земной коры.

2. Относительные перемещения блоков не происходят внезапно, в момент разрыва, а нарастают постепенно в течение более или менее длительного времени.

3. Движение в момент землетрясения состоит только лишь из *упругой отдачи* — резкого смещения сторон разрыва в положение, в котором отсутствуют упругие деформации. Это движение заметно на расстоянии в несколько миль от разрыва.

4. *c*-Волны возникают на поверхности разрыва. Площадь поверхности, с которой они излучаются, сначала очень мала, но затем быстро увеличивается и становится большой. Скорость ее распространения не превосходит v_p и v_s .

5. Энергия, освобожденная во время землетрясений, до землетрясения была энергией упругой деформации горных пород.

Разрыв пород с сухим трением легче осуществляется при неглубоких землетрясениях. На глубинах, превышающих несколько километров, сдвиг и проскальзывание с сухим трением невозможны. Сдвиг происходит в присутствии жидкости (воды). Такое проскальзывание — важная особенность тектонических землетрясений.

Яркий пример проскальзывания вдоль разломов наблюдался на поверхности во время землетрясения в Империял-Вэлли (Калифорния) в сентябре 1950 г.

Если на поверхности разлома не видно, то проскальзывание произошло в более глубоких частях коры.

Проскальзывание вдоль разрыва, выходящего на поверхность, аналогично смещениям в винтовых дислокациях, известных из физики твердого тела.

Некоторые ученые (Бриджмен и др.) подвергали сомнению теорию проскальзывания. Они предполагали, что землетрясение определяется резким изменением объема в результате внезапного фазового перехода. Такой механизм, если он существует, более вероятен для глубокофокусных землетрясений.

ЦУНАМИ

При подводных землетрясениях на поверхности океана обычно возбуждаются очень длинные волны в результате резкого погружения или подъема океанского дна. Волны с большой скоростью пересекают пространства океана и могут вызывать серьезные разрушения на побережье в тысячах километрах от очага землетрясения. Чаще всего цунами обрушиваются на берега Тихого океана, так как он опоясан кольцом очагов землетрясений с высокой сейсмической активностью. Во время Чилийского землетрясения 1960 г. возникли особенно сильные цунами, которые на всем Тихоокеанском побе-

режье достигали высоты в несколько метров. Скорость распространения цунами равна

$$c = \lambda/\tau = (gh)^{1/2}, \quad (2.27)$$

где h — толщина захваченной волновым движением воды (глубина бассейна). Для океана глубиной 5 км скорость цунами составляет 790 км/ч, период 10÷40 мин, $\lambda \sim 100$ км и более. В океане эта волна незаметна, цунами можно определить только по показаниям гравиметров. По мере приближения к берегу длина волны уменьшается, нарастает высота гребней за счет утончения водного слоя при сохранении в основном волновой энергии. Волна может фокусироваться на отдельных участках при подходе к берегу. В бухтах и расширенных устьях рек могут возникнуть собственные колебания уровня воды (сейши).

95% волн цунами вызываются землетрясениями и только 5% — вулканическими извержениями, обвалами и пр. Но именно цунами от сильных вулканических извержений являются наиболее мощными (Санторин, Кракатау, Риттер-Сакар и др.).

МИКРОСЕЙСМЫ

Кроме волн от землетрясений сейсмографы записывают более или менее непрерывный фон, преобладающие периоды которого обычно составляют от 5 до 10 с, а амплитуды иногда достигают 10 мкм. Такие колебания называются микросейсмами.

Микросейсмы возбуждаются разными источниками. Большой интерес представляют микросейсмы, возбуждаемые штормами в океане, береговыми приboями. Существует связь между циклонами на океанах и большой интенсивностью микросейсм. Сверхдлиннопериодные микросейсмы вызываются, по современным представлениям, вариациями атмосферного давления.

ПОНЯТИЕ О МОДЕЛЯХ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ

В связи с тем что невозможно полностью адекватно описать какой-либо сложный природный объект, вводится понятие о его модели, которая представляет некую схему этого объекта, отражающую основные черты его строения. В геофизике, согласно В.Н. Жаркову, под моделью Земли понимается разрез нашей планеты, на котором показано, как меняются с глубиной ее важнейшие параметры: плотность, давление, ускорение силы тяжести, скорости сейсмических волн, температура, электропроводность и др. Рассмотренное

выше внутреннее строение по сейсмическим данным можно считать сейсмической моделью Земли.

Представляет интерес распределение в недрах Земли физических параметров, в частности теплоемкости, коэффициента теплового расширения, адиабатических температур, теплопроводности и вязкости, электропроводности и т.д. Модель, построенная на основе теоретических закономерностей изменения физических параметров с глубиной и сопоставленная с экспериментальными данными, называется физической моделью внутреннего строения Земли.

Для определения термодинамических условий мантии и ядра Земли и расчета термодинамических коэффициентов необходимо использовать такие функции плотности земных недр, как дебаевская температура $\theta(\rho)$ и параметр Грюнайзена $\gamma(\rho)$.

По дебаевской температуре можно выделить высокотемпературную часть $T > \theta$ некоей области, где свойства среды подчиняются законам классической статистической физики. Именно этот предельный случай имеет место в земных недрах, мантии и ядре.

Рассмотрим, следуя В.Н. Жаркову, определение дебаевской температуры. Спектр собственных колебаний атомов твердого тела представляется как простой спектр, в котором число собственных частот, приходящихся на интервал от ω до $\omega + \Delta\omega$, равно

$$z(\omega)\Delta\omega = \frac{3V\omega^2}{2\pi^2\bar{v}^3} \Delta\omega, \quad (2.28)$$

где \bar{v} — средняя звуковая скорость:

$$3\bar{v}^{-3} = v_P^{-3} + 2v_S^{-3} \quad (2.29)$$

(v_P и v_S — скорости объемных сейсмических волн), V — объем твердого тела. Полное число собственных частот равно $3N$, где N — число атомов в объеме V . Дебаевская частота ω_D определяется как максимальная частота в дебаевском спектре (2.28).

Энергию фонона с частотой ω_D можно записать в двух видах:

$$\varepsilon_D = \hbar \omega_D, \quad \theta = \bar{v} \frac{\hbar}{k} \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}, \quad (2.30)$$

где $\hbar = h/2\pi$ (h — постоянная Планка), k — постоянная Больцмана. Можно следующим образом определить дебаевскую температуру θ : это измеренная в градусах энергия максимального (предельного) дебаевского фонона. Формула (2.30) показывает, что данные сейсмологии позволяют определить дебаевскую температуру как функцию глубины в мантии и ядре Земли $\theta(l)$.

Вторая необходимая для физической модели функция — это параметр Грюнайзена $\gamma(\rho)$, который характеризует изменение дебаевской частоты при изменении плотности ρ или глубины l :

$$\gamma(l) = \frac{d \ln \theta}{d \ln \rho} = \frac{\rho(l)}{\theta(l)} \frac{d\theta}{d\rho}. \quad (2.31)$$

По формуле (2.31) вычисляется $\gamma(l)$, так как функции $\theta(l)$ и $\rho(l)$ нам известны. Функция $\gamma(l)$ — медленно изменяющаяся величина порядка единицы.

Классический случай $\theta \geq 1000^\circ\text{C}$ в недрах Земли реализуется на глубинах $l > 100$ км, т.е. в большей части недр. По закону Дюлонга и Пти в этом случае удельная теплоемкость c_V выражается так:

$$c_V = 3R\nu/M = 3R/\bar{A}, \quad (2.32)$$

где $R = 8,314$ Дж/(моль · К) — газовая постоянная, M — относительная молекулярная масса, ν — число атомов в молекуле, \bar{A} — средняя относительная атомная масса, для определения которой необходимо знать средний атомный вес вещества.

Удельная теплоемкость c_p при постоянном давлении равна

$$c_p \approx c_V (1 + \gamma\alpha T), \quad (2.33)$$

где

$$\alpha = \gamma c_p \rho / K_s = \gamma c_V \rho / K_T — \quad (2.34)$$

коэффициент теплового расширения (K_s, K_T — адиабатический и изотермический модули сжатия). Адиабатический (β_s) и изотермический (β_T) коэффициенты сжимаемости связаны с теплоемкостями термодинамической формулой

$$\beta_T / \beta_s = K_s / K_T = c_p / c_V. \quad (2.35)$$

Вычислив по формулам (2.32)–(2.35) термодинамические коэффициенты, можно рассчитать адиабатический градиент температуры в мантии и ядре по формуле

$$(dT/dl)_{ад} = g\alpha T / c_p, \quad (2.36)$$

где g — ускорение силы тяжести, l — глубина.

Коэффициент теплопроводности мантии κ складывается из двух частей: κ_p — решеточной части теплопроводности, обусловленной механизмом переноса тепла в диэлектриках за счет диффузии фононов, и κ_l — лучистой части, обусловленной переносом тепла инфракрасным излучением. Таким образом,

$$\kappa = \kappa_p + \kappa_l. \quad (2.37)$$

Первое слагаемое α_p определяется с помощью дебаевской температуры $\theta(\rho)$ и параметра Грюнайзена $\gamma(\rho)$:

$$\alpha_p = A \frac{V^{1/3} \theta^3}{\gamma^3 T}, \quad (2.38)$$

где $V \cong 1/\rho$ — объем элементарной ячейки среды, A — экспериментально определяемый постоянный коэффициент.

Механизм лучистого переноса тепла начинает давать заметный вклад в α в неметаллах при $T \sim 2000-5000$ К. Выражение для α_l имеет вид

$$\alpha_l = \frac{16}{3} \frac{\sigma^* n^2 T^3}{\bar{\alpha}}, \quad (2.39)$$

где $\sigma^* = \pi^2 k^4 / 60 \hbar^3 c^2$ — постоянная Стефана – Больцмана, $\bar{\alpha}$ — коэффициент поглощения, n — показатель преломления, c — скорость света. Наиболее неопределенным является коэффициент поглощения, который в настоящее время принято считать равным $\bar{\alpha} \sim 100 \text{ см}^{-1}$.

Проще решается вопрос о теплопроводности земного ядра, так как в металлах коэффициент α связан с коэффициентом электропроводности σ законом Видемана – Франца:

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T = LT, \quad (2.40)$$

где e — заряд электрона, $L = 5,86 \cdot 10^{-9} \text{ кал} \cdot \text{Ом}/(\text{с} \cdot \text{К}^2)$. Оценка по этой формуле дает следующее значение для α земного ядра: $\alpha \sim 0,1 \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$.

Важным параметром физической модели Земли является вязкость. Ее определение представляет большие сложности для физики планетных недр. Подробно этот вопрос, как и вообще вопрос о моделях Земли, рассмотрен в книге В.Н. Жаркова “Внутреннее строение Земли и планет” (1983).

ГЛАВА 3

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ И ВОЗРАСТ ЗЕМЛИ

ОСНОВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕПЛА ЗЕМЛИ

Нам известны температура поверхности Земли и тепловой поток из земных недр, наблюдаемый на поверхности. Эти данные можно интерпретировать различным образом, поэтому здесь много неопре-

деленности. Для глубины более 100 км наши знания о распределении температуры весьма ненадежны, а расположение источников тепла и механизмы его переноса неизвестны. Однако изучение теплового режима Земли очень важно, поскольку тепловая энергия прямо или косвенно является причиной большей части тектонических и магматических процессов, метаморфизма и генерации магнитного поля Земли.

Таблица 2

Основные составляющие энергетического баланса Земли

Источник энергии	Величина энергии, эрг/год
Солнечная энергия	10^{32}
Геотермическая энергия	10^{28}
Упругая энергия землетрясений	10^{25}
Энергия, теряемая при замедлении Земли (за счет неупругости при приливном взаимодействии Земля–Луна)	$3 \cdot 10^{26}$
Тепло, выносимое при извержении вулканов	$2,5 \cdot 10^{25}$

Как видно из табл. 2, самое большое количество энергии Земля получает от Солнца, но значительная ее часть излучается обратно, в пространство. Лишь малая доля солнечной энергии проникает внутрь Земли на глубину, не превышающую 30–40 м, где температура остается постоянной. Начиная именно с этих глубин в шахтах производятся измерения теплового потока, плотность q которого определяется по формуле

$$q = -\lambda \text{ grad } T, \quad (3.1)$$

где λ — теплопроводность горных пород, $\text{grad } T$ — геотермический градиент, противоположный направлению q .

В дне океанов измерения q проводятся на меньших глубинах (несколько метров) в толще осадочных пород, так как дно от влияния солнечной энергии защищает толстый слой океанской воды. Полную энергию можно выразить как $E = q \cdot S \cdot t$, где S — площадь поверхности Земли, t — время (годы).

ТЕПЛО И ВОЗРАСТ ЗЕМЛИ

Из табл. 2 видно, что выделяющаяся из Земли тепловая энергия (10^{28} эрг/год) существенно превышает возможности ее источников (3–5). Кельвин в 1899 г. предположил, что наблюдаемое значение q связано с остыванием первоначально сильно разогретой Зем-

ли. Для расчетов использовалось уравнение Фурье для теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r}) + H(r, t), \quad (3.2)$$

где ρ — плотность, c — теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, H — скорость выделения тепла в единице объема.

Кельвин рассматривал первоначально расплавленную кору, которая постепенно остывала снаружи, градиент $\partial T / \partial r$ определялся разностью температур подошвы и поверхности коры, он уменьшался по мере остывания коры, $H = 0$. При таком подходе к проблеме получалось, что тепловой поток уменьшился до современного значения за 25 млн лет. Это число можно считать одним из первых научных определений возраста Земли. Геологи не согласились с этим числом, так как, по их данным, для накопления наблюдаемых осадочных толщ горных пород требовались по крайней мере сотни миллионов лет. Горячие споры о возрасте Земли продолжались много лет. Таким образом, проблема теплового режима Земли оказалась связанной с проблемой ее возраста.

Температурное поле Земли должно характеризоваться большим постоянством, так как вещество земных недр обладает малой теплопроводностью, а расстояния, которые должно пройти тепло до поверхности Земли, огромны. Качественно время Δt выравнивания тепла на расстоянии Δl можно оценить с помощью следующего размерного соотношения:

$$\Delta t \sim \Delta l^2 \cdot \rho \cdot c_p / \lambda, \quad (3.3)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

При $\Delta l \sim 6400$ км, $\chi = \lambda / \rho c_p = 0,005$ см²/с (коэффициент теплопроводности горных пород) $\Delta t \sim 10^{12}$ лет, т.е. намного больше, чем возраст Земли ($\sim 4,5 \cdot 10^9$ лет). Если подсчитать толщину наружной оболочки, откуда возможен отток тепла за $\Delta t \approx 4,5 \cdot 10^9$ лет, то она окажется равной $\Delta l \approx 600-900$ км. Следовательно, в глубинных недрах планеты ($\Delta l > 900$ км) распределение температуры за счет теплопроводности практически остается пока неизменным.

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗРАСТА ЗЕМЛИ

Проблема теплового потока, а одновременно и возраста Земли нашла свое научное решение с открытием радиоактивности (Беккерель). Первую оценку возраста Земли провел Эрнест Резерфорд

в 1905 г. на основе открытого им закона радиоактивности. Полученное им число 500 млн лет намного превосходило предполагавшиеся в то время максимальные геологические возрасты.

В 1905 г. Стретт (Рэлей) установил неоднородное распределение радиоактивных источников в Земле. Оказалось, что концентрация радиоактивности в магматических горных породах намного превосходит ту величину, которую должна иметь Земля для объяснения наблюдаемого теплового потока. Он предположил, что радиоактивные элементы находятся только в земной коре. Это сразу сняло проблему теплопроводности, которая привела Кельвина к ошибочному выводу.

Рэлей установил, что основные магматические породы (базальт, габбро) беднее радионуклидами, чем более легкие кислые гранитные породы. Этот факт служит основой теории формирования земной коры из вещества мантии и теории распределения температуры внутри Земли.

Концентрация тяжелых радиоактивных изотопов в верхних слоях Земли объясняется тем, что они формировались позже остальных и имели большие объемы. В силу последнего они выталкивались из плотноупакованных кристаллических решеток силикатов и вместе с более легкой фракцией всплывали наверх.

Измерения возраста горных пород, минералов и метеоритов, а тем самым и Земли, основаны на естественном радиоактивном распаде U^{238} , U^{235} , Rb^{87} , K^{40} . Природный уран состоит из трех радиоактивных изотопов: U^{238} , U^{235} , U^{234} , распространенность которых соответственно равна 99,27; 0,72; 0,006%. Рубидий состоит из двух изотопов: стабильного Rb^{85} (72,15%) и β -радиоактивного Rb^{87} (27,85%) с $T_{1/2} \approx 5 \cdot 10^9$ лет. Конечным продуктом превращения Rb^{87} является Sr^{87} . Природный калий имеет изотопы K^{39} (93,08%), K^{40} (0,012%) и K^{41} (6,76%). Из них радиоактивным является K^{40} ($T_{1/2} \approx 1,3 \cdot 10^9$ лет), который распадается двумя путями, образуя при β -распаде Ca^{40} (89%) и при захвате электронов Ar^{40} (11%).

Определение абсолютного возраста основано на подсчете количества сохранившихся (материнских) радиоактивных изотопов и конечных (дочерних) продуктов их распада: урана — свинца, рубидия — стронция, калия — аргона. При этом должны быть соблюдены следующие условия. Во-первых, исследуемый объект должен быть замкнутой системой, т.е. не обмениваться материнскими и дочерними атомами с окружающей средой. Во-вторых, среди дочерних изотопов не должно быть атомов нерадиогенного происхождения. Эти условия далеко не всегда выполняются, однако были созданы многочисленные

усовершенствованные методы, которые позволяют в ряде случаев успешно определять возраст горных пород, минералов и Земли.

Процесс радиоактивного распада описывается через вероятность преодоления потенциального барьера частицами атомного ядра. Энергии их так велики, а размеры ядра так малы, что обычные pT -условия не влияют на вероятность распада ядра.

Скорость распада N ядер определенного сорта пропорциональна их числу:

$$dN/dt = -kN, \quad (3.4)$$

где k — постоянная распада. Если начальное число ядер N_0 , то интегрирование дает основное уравнение

$$N = N_0 \cdot e^{-kt}. \quad (3.5)$$

Период полураспада $T_{1/2}$ получается подстановкой в (3.5) $N = N_0/2$ и $t = T_{1/2}$:

$$T_{1/2} = \ln 2/k = 0,69315/k. \quad (3.6)$$

Начальная концентрация N_0 изотопа, как правило, неизвестна. Обычно измеряется концентрация D дочернего изотопа. Тогда

$$D = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-kt}). \quad (3.7)$$

Поделив (3.7) на (3.5), получим уравнение без N_0 :

$$D = N (e^{kt} - 1). \quad (3.8)$$

По известным D и N определяется возраст t .

Возраст Земли нельзя определить, не обращаясь к метеоритам. Очевидно, что возраст Земли больше, чем возраст самых древних пород, для которых он равен $\sim 3 \cdot 10^9$ лет. Геологические данные ничего не дают для первых миллиардов лет существования Земли. Это связано с тем, что тогда выделение тепла было намного больше, чем теперь. Земная кора еще не выделилась и радиоактивные элементы в среднем располагались глубже. Магматическая активность была очень высокой, и образовавшиеся были горные породы вновь подвергались расплавлению и переработке.

Предполагается, что первичная дифференциация вещества на Земле и вещества метеоритов была одинаковой, так как формирование всей планетной системы происходило одновременно и по общим законам. Проведенные многочисленные измерения в железных метеоритах дали возможность определить изотопный состав первичного свинца. Содержащиеся в каменных метеоритах U и Th при распаде образуют изотопы радиогенного свинца. По отношению радиогенного свинца к первичному определяется возраст Земли ($\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет).

Тепловой поток является произведением теплопроводности горных пород на градиент температуры (уравнение 3.1). Все измерения показывают, что геотермический градиент направлен в глубь Земли, что означает повышение температуры с глубиной. Среднее значение геотермического градиента около $20^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Однако наблюдаются значительные отклонения от этого значения в различных областях земной поверхности. Различные значения теплового потока коррелируют с различными геологическими структурами.

Температуру в недрах Земли можно оценить из следующих соображений. Поскольку $\text{grad } T$ не возрастает с глубиной, то на глубинах $l \approx 100$ км T не более 2000°C . Более точно T на этих глубинах можно определить по T очагов вулканов, находящихся на этих глубинах, которая составляет приблизительно 1200°C . На глубинах 400 км происходят фазовые переходы минералов $\text{MgSiO}_2\text{--Fe}_2\text{SiO}_2$, температура которых равна $1600 \pm 50^{\circ}\text{C}$.

Мантия Земли по отношению к сейсмическим волнам ведет себя как твердое тело, поэтому за верхний предел температур принимается распределение температур около кривой плавления, зависящей от давления. Лабораторные данные по зависимости $T_{\text{пл}}$ силикатов, составляющих мантию, от давления дают T на границе ядро–мантия порядка $5 \cdot 10^3$ К ($p = 1,4 \cdot 10^6$ бар).

Земное ядро находится в расплавленном виде и состоит в основном из железа. $T_{\text{пл}}$ железа при $p = 1,4 \cdot 10^6$ бар не более 4600 К. В жидком ядре градиент температуры не может быть выше адиабатического, так как иначе начнется конвекция, которая выравнит температуру. Исходя из этого T в центре ядра оценивают $\sim 6 \cdot 10^3$ К. Такой метод оценки распределения T в Земле называется методом реперных точек.

ТЕПЛОВОЙ ПОТОК НА КОНТИНЕНТАХ И В ОКЕАНАХ

Распределение теплового потока в соответствии с различными геологическими структурами континентов и океанов представлено в табл. 3. Из нее видно, что на континентах наименьший поток наблюдается на докембрийских щитах и в орогенических областях палеозоя, в океанах — в глубоководных желобах и котловинах.

Самым удивительным из того, что показали измерения теплового потока, является равенство потока на континентах и океанах. Это очень трудно объяснить, так как по современным представлениям тепловой поток обусловлен разогревом за счет распада находящихся

в коре радиоактивных элементов. А толщина океанской коры (6 км) в 5 раз меньше средней континентальной (30–35 км).

Таблица 3

Тепловой поток в основных геологических структурах континентов и океанов (по Ботту, 1974)

№ п/п	Геологические подразделения	Среднее значение, мккал/(см ² · с)
Континенты		
1	Докембрийские щиты	0,92
2	Последокембрийские неорогенические области	1,54
3	Орогенические области палеозоя	1,23
4	Орогенические области мезозоя и третичного периода	1,92
5	Вулканические области третичного периода (без геотермальных районов)	2,16
	Среднее	1,55
Океаны		
1	Котловины	1,28
2	Подводные хребты	1,82
3	Глубоководные желоба	0,99
4	Другие океанские области	1,71
	Среднее	1,50

Существует несколько гипотез, объясняющих это явление. Основных гипотез две. По первой равенство континентальных и океанских потоков вызвано различной степенью дифференциации мантии под континентами и под океаном. Под океаном дифференциация меньше, в связи с этим на глубинах до 60–70 км в мантии сохранилось довольно большое количество радиоактивных изотопов. Выделяемое ими тепло складывается с радиоактивным теплом базальтовой коры и в результате тепловой поток сравнивается с потоком из континентов, мантия под которыми более дифференцирована и свободна от радиоактивных изотопов. Своеобразная тепловая “изо-стазия”!

Согласно второй гипотезе, добавочное тепло по отношению к радиоактивному теплу базальтовой коры океанов образуется не за счет теплопроводности, а за счет конвекции в верхней мантии.

Гипотезы вполне научны, однако они все же не объясняют самого главного: количественного равенства материковых и океанских пото-

ков. Почему в мантии под океанами сохраняется такое количество радиоактивных источников, что их тепло как раз выравнивает тепло континентов и океанов? На этот вопрос не отвечает и конвективная гипотеза.

МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В ЗЕМЛЕ

Теплопроводность. Если считать, что перенос тепла осуществляется только за счет теплопроводности, то в силу большой инерционности этого механизма следует предположить, что основная масса (80–90%) источников тепла сосредоточена в наружном 100-километровом слое горных пород, что представляется маловероятным. Поэтому очевидно наличие и других механизмов переноса тепла в недрах Земли.

Перенос тепла лучеиспусканием и экситонами. При температурах свыше 800–1500°C значительное количество тепла передается через породу лучеиспусканием. При более высоких температурах можно ожидать преобладания лучистого переноса. Эффективность этого переноса определяется прозрачностью силикатных минералов к красным и инфракрасным лучам. Добавка коэффициента k_r лучистого переноса к теплопроводности выражается приблизительно так:

$$k_r = 16n^2sT^3/3e, \quad (3.9)$$

где n — показатель преломления, s — постоянная Стефана – Больцмана, e — коэффициент непрозрачности. Непрозрачность может препятствовать лучистому переносу, она зависит от количества свободных электронов.

Другой механизм заключается в переносе тепла экситонами. Нейтральные атомы могут возбуждаться радиацией, энергия которой недостаточна для образования свободных электронов. При передаче энергии возбуждения соседнему атому происходит и передача тепла. В некоторых областях мантии экситонная теплопередача ($l > 100$ км) может быть интенсивнее лучистого переноса.

Тепловая конвекция. В жидкой среде она может вынести большое количество тепла даже при сравнительно небольшом градиенте. По-видимому, именно конвекцией передается тепло вверх через внешнее ядро. Многие данные, связанные с происхождением основных поверхностных структур, свидетельствуют о существовании конвекции в мантии. Вязкость верхней мантии может быть достаточно малой, чтобы допустить конвекцию при сравнительно небольшом температурном градиенте, превышающем адиабатический.

Важная геотермическая роль конвекции состоит в том, что тепло из недр Земли может быть вынесено к поверхности Земли гораздо быстрее, чем посредством теплопроводности. Гипотеза конвекции в верхней мантии объясняет уменьшение геотермического градиента глубже 50–100 км от поверхности.

ГЛАВА 4

ГЕОМАГНЕТИЗМ

Магнитные поля широко распространены во Вселенной. Имеют магнитное поле Солнце, звезды, облака плазмы, перемещающиеся в космическом пространстве. Они, как правило, “замагничены”, силовые линии поля “вморожены” в плазму. Магнитные поля обнаружены у всех планет, кроме Плутона (пока неизвестно), и у Луны (табл. 4).

Таблица 4

Основные параметры магнитного поля Луны и планет

Небесное тело	Радиус ядра, км	B , нТл	M , $A \cdot m^2$	Наклон магнитной оси к оси вращения, градусы	Магнитный полюс, расположенный в Северном полушарии
Меркурий	1800	350	$5 \cdot 10^{19}$	10–20	N
Венера	3000	3	$7 \cdot 10^{20}$	—	—
Земля	3460	50000	$8 \cdot 10^{22}$	11,5	S
Луна	350	1	$5 \cdot 10^{17}$	—	—
Марс	1500	30–60	$2 \cdot 10^{19}$	12	S
Юпитер	54000	$420 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^{27}$	9,5	N
Сатурн	27000	$20 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{25}$	1	N
Уран	проводящие оболочки на расстоянии 0,55 км от центра	$13 \cdot 10^3$	—	59	—
Нептун	—	$6,5 \cdot 10^3$	—	47	—
Плутон	—	—	—	—	—

Магнитное поле Земли играет исключительную роль в жизни нашей планеты: оно регулирует в основном солнечно-земные взаимодействия, его силовые линии защищают поверхность Земли от про-

никновения от Солнца и из космоса частиц высокой энергии, оно пронизывает всю земную твердь, океан и атмосферу, оказывает большое влияние на живую и неживую природу, намагничивает горные породы и почвы, оказывает большое влияние на плодородие последних. Чрезвычайно важную роль магнитное поле сыграло в развитии человеческой цивилизации: с начала развития мореплавания оно служило уникальным ориентиром для моряков и в наши дни продолжает оставаться ориентиром морской, воздушной и спутниковой навигации. Именно с развитием мореплавания связано становление геомагнетизма как науки, отсчет начала развития которой ведется с открытия Х. Колумбом магнитного склонения во время его знаменитого путешествия к берегам Америки в сентябре 1492 г. Как известно, наука возникает тогда, когда начинаются измерения, — после открытия Колумба начались многочисленные измерения склонения геомагнитного поля сначала на морях и океанах, а затем и на континентах.

Предметом геомагнетизма является установление и теоретическое объяснение особенностей структуры и динамики геомагнитного поля, а также их использование для познания внутреннего строения Земли и ее верхней атмосферы (магнитосферы). Жидкое металлическое ядро, твердые мантия и кора, а также верхняя атмосфера вносят свой вклад в геомагнитное поле или оказывают на него влияние. Поэтому данные о геомагнитном поле в свою очередь несут ту или иную информацию об этих областях Земли. Так, например, предположение о наличии проводящей ионосферы было сделано на основании изучения суточных вариаций геомагнитного поля. Магнитные бури несут информацию о сложных взаимодействиях верхней атмосферы Земли с корпускулярным излучением Солнца (солнечным ветром).

Намагниченные горные породы обладают свойством “магнитной памяти” о древнем геомагнитном поле, в котором они намагнитились. Поэтому тщательное “палеомагнитное” изучение истории геомагнитного поля позволяет получать ценную информацию о строении и эволюции Земли. В частности, это дало возможность выдвинуть гипотезу о конвективных движениях жидкого ядра, основанную на факте существования поля и его длинопериодных (вековых) вариаций, разработать концепцию спрединга океанского дна, базирующуюся на структуре линейных океанских геомагнитных аномалий и палеомагнитохронологической шкале геомагнитных инверсий. В результате изучения индуцированных полей были открыты аномалии электропроводности в литосфере.

Геомагнетизм находит широкое применение при решении многих практических задач. При разведке полезных ископаемых магнитными методами определяются геомагнитные аномалии, обус-

ловленные залежами железных руд и других полезных ископаемых. Для решения поисковых задач используется также тонкая структура чередования направления намагниченности горных пород, связанная с инверсиями геомагнитного поля, и зависимость между временными вариациями магнитного и электрического полей.

ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитное поле в какой-либо точке O земной поверхности с координатами φ (географическая широта) и λ (долгота) характеризуется магнитной индукцией \mathbf{B} (рис. 4.1). Введем в точке O прямоугольную систему координат, в которой x направляется на географический север, y — на восток, z — вертикально вниз. В Северном полушарии Земли вектор геомагнитной индукции \mathbf{B} направлен вниз от горизонтальной плоскости x, y . Его проекции на соответствующие оси называются северной (X), восточной (Y) и вертикальной (Z) составляющими геомагнитного поля. Проекция \mathbf{B} на горизонтальную плоскость x, y называется горизонтальной составляющей и обозначается через \mathbf{H} . Горизонтальная составляющая \mathbf{H} в отличие от X, Y, Z является вектором, так как она определяется не только абсолютной величиной, но и направлением на (x, y) -плоскости. Если Ox — направление географического меридиана в точке O , то OH — направление геомагнитного меридиана, в общем случае не совпадающее с направлением географического. Угол между геомагнитным и географическим меридианами называется углом магнитного склонения (D), угол между горизонтальной плоскостью и направлением \mathbf{B} — углом магнитного наклона (J). D, J принято называть углами, а X, Y, Z, \mathbf{H} — силовыми элементами геомагнитного поля (или земного магнетизма). Различные

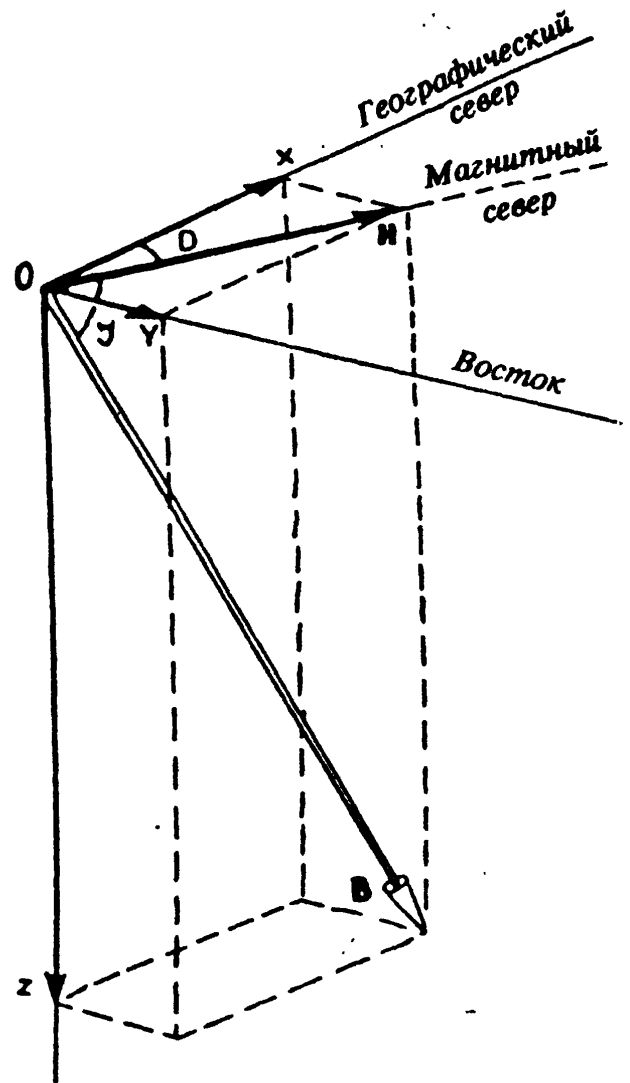


Рис. 4.1. Схема определения геомагнитной индукции \mathbf{B} в некоторой точке O с географическими координатами (φ, λ). Проекции \mathbf{H}, X, Y, Z и углы D (магнитное склонение) и J (магнитное наклонение) — элементы геомагнитного поля

комбинации вышеперечисленных элементов полностью определяют вектор B : X, Y, Z — в прямоугольной системе координат, Z, H, D — в цилиндрической и $|B|, D, J$ — в сферической системе.

Между элементами существуют простые соотношения:

$$B = (X^2 + Y^2 + Z^2)^{1/2}, \quad \operatorname{tg} D = Y/X,$$

$$\operatorname{tg} J = Z/H = Z/(X^2 + Y^2)^{1/2}, \quad B = X/\cos D \cos J \text{ и т.п.}$$

В связи с тем что склонение D есть угол между направлениями на географический и магнитный север, для его измерения необходимо определять направление на географический север с помощью астрономических наблюдений, обычно по положению Солнца или полярных звезд. Магнитное склонение считается положительным при отсчете угла D на восток и отрицательным при отсчете на запад. На магнитных картах элементы геомагнитного поля представляются в виде линий равных значений (изолиний). Изолинии склонения D называются изогонами, изолинии наклонения J — изоклинами, изолинии X, Y, Z и H — изодинамами соответствующих элементов. Величины Z, J положительны в северном полушарии.

Индукция B геомагнитного поля имеет различные величину и направление в разных точках земной поверхности. Минимальные значения B наблюдаются на геомагнитном экваторе, который определяется условием $J = 0$. Максимального значения B достигает на магнитных полюсах, на которых $J = \pi/2$. Магнитные полюсы и магнитный экватор не совпадают с географическими полюсами и географическим экватором соответственно. Координаты магнитных полюсов Земли приведены в табл. 5. Средняя геомагнитная индукция в системе единиц СИ составляет около 50 000 нТл, на магнитном экваторе $B \approx 35\,000$ нТл, на магнитных полюсах $B \approx 65\,000$ нТл. Геомагнитное поле принято также характеризовать его напряженностью. Соотношения между основными магнитными параметрами в системах СИ и СГС дано в табл. 6.

Наблюдения элементов геомагнитного поля, производящиеся в различных точках земной поверхности, показывают, что они не остаются постоянными во времени, а непрерывно изменяют свои значения. Эти изменения называются вариациями элементов геомагнитного поля. Периоды вариаций изменяются от долей секунды до нескольких месяцев. Кроме того, существуют вариации и среднегодовых значений элементов. Поэтому вариации в зависимости от их периода можно разделить на два принципиально различных типа: быстротечные периодического характера и медленные вариации среднегодовых значений элементов геомагнитного поля. Последние называются вековыми ввиду большой длительности их периодов.

Таблица 5

Географические координаты магнитных полюсов Земли
(по Б.М. Яновскому, 1978)

Эпоха, год	Северный полюс		Южный полюс	
	Широта, северная	Долгота, западная	Широта, южная	Долгота, восточная
1600	78°42'	50°00'	81°16'	169°30'
1700	75°51'	68°48'	77°12'	155°15'
1829	73°21'	93°56'	72°40'	150°45'
1922	71°00'	96°00'	72°25'	154°00'
1950	72°00'	96°00'	70°00'	150°00'
1970	75°00'	101°00'	66°20'	140°00'

Таблица 6

Магнитные параметры в системах единиц СИ и СГС

Параметр	Символ	СИ	СГС	Соотношение
Магнитная индукция	В	тесла (Тл) = = генри (Гн) · А · м ⁻² = = кг · А ⁻¹ · с ⁻²	гаусс (Гс)	1 Тл = 10 ⁴ Гс
Напряженность	Н	А · м ⁻¹	эрстед (Э)	1 А · м ⁻¹ = = 4π · 10 ⁻³ Э
Намагниченность	І	А · м ⁻¹	ед. СГСМ · см ⁻³	1 А · м ⁻¹ = 10 ⁻³ ед. СГСМ · см ⁻³
Магнитный момент	М	А · м ²	ед. СГСМ	1 А · м ² = = 10 ³ ед. СГСМ
Магнитный поток	Ф	вебер (Вб) = Гн · А = = кг · м ² · А ⁻¹ · с ⁻²	максвелл (Мкс)	1 Вб = 10 ⁸ Мкс
Проницаемость вакуума	μ ₀	Гн · м ⁻¹ = = кг · м · А ⁻¹ · с ⁻²	1 СГСМ	4 · 10 ⁻⁷ Гн · м ⁻¹ = = 1 СГСМ

Исследования обоих типов вариаций показали, что они различаются не только по величинам их периодов, но и по происхождению. Источники быстротечных вариаций находятся в верхних слоях атмосферы — это токовые системы и системы взаимодействия корпускулярного излучения Солнца (солнечного ветра) с силовыми линиями геомагнитного поля в околоземном пространстве. Источники вековых вариаций расположены в ядре Земли, там же, где генерируется основное, или главное, геомагнитное поле.

Помимо главного геомагнитного поля и его вековых вариаций, а также поля быстротечных вариаций (электромагнитного поля) су-

ществует еще поле, создаваемое намагниченными горными породами, расположенными в земной коре. Это поле называется аномальным геомагнитным полем. Таким образом, наблюдаемое на поверхности Земли геомагнитное поле является суммой трех полей, источники которых имеют различные физические механизмы происхождения и различное месторасположение:

1) главное геомагнитное поле и его вековые вариации (источники расположены в ядре Земли);

2) аномальное геомагнитное поле (источники расположены в земной коре);

3) электромагнитное поле (внешнее поле, источники расположены в околоземном пространстве).

Вклад главного поля в поле, наблюдаемое на поверхности Земли, составляет более 95%, аномальное поле вносит около 4% и внешнее поле — менее 1%.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитное поле можно измерять с помощью постоянных магнитов или индукционных катушек, с помощью материалов, обладающих высокой магнитной проницаемостью, и элементарных частиц. В настоящее время в магнитных приборах используются квантовомеханические эффекты при низких температурах.

Самым старым магнитным прибором является *компас*. Он представляет собой небольшой, удлинённой формы постоянный магнит, свободно вращающийся вокруг вертикальной оси. В магнитном поле напряженностью H на стрелку компаса с магнитным моментом M действует механический момент

$$P = [MH] = MH \sin \Theta, \quad (4.1)$$

где Θ — угол между направлениями M и H . В случае если момент сил трения стрелки на оси вращения мал по сравнению с P , стрелка ориентируется вдоль H , так как при $\Theta = 0$ момент сил $P = 0$.

С помощью компаса определяется направление магнитного меридиана в данной точке земной поверхности. Если в этой же точке известно направление географического меридиана, то угол между двумя меридианами есть угол магнитного склонения D . Для определения D при магнитных съемках используются буссоли с диоптрами и магнитные теодолиты.

Наклонение — угол между горизонтальной плоскостью и направлением вектора B — измеряется с помощью магнитной стрелки или индукционной катушки, свободно вращающейся в плоскости магнитного меридиана. Соответствующие приборы называются стрелочным

и индукционным инклинаторами. В индукционном инклинаторе во вращающейся в геомагнитном поле катушке наводится эдс до тех пор, пока она не установится по направлению B . Угол между горизонтальной плоскостью и магнитной стрелкой (или индукционной катушкой) есть угол магнитного наклона J . Существуют и другие приборы для измерения J , однако принцип измерения остается таким же, как вышеописанный. Долгое время, начиная с открытия склонения и наклона, измерялись только угловые элементы геомагнитного поля. Лишь в 1839 г. К. Гаусс дал теоретическое обоснование метода измерения горизонтальной составляющей H в абсолютных единицах и разработал технику эксперимента.

На магнитных обсерваториях и при наземных магнитных съемках уже в течение длительного времени для измерения H используется кварцевый магнитометр (QHM), принцип работы которого основан на идеях Гаусса. В приборе на вертикальной тонкой кварцевой нити с коэффициентом кручения k подвешен горизонтальный магнит с моментом M . В исходном состоянии магнит ориентируется в некотором направлении в горизонтальной плоскости, которое определяется равенством моментов магнитных и механических сил:

$$MH \sin \varphi = c\beta, \quad (4.2)$$

где φ — угол между M и H , β — угол, на который закручена кварцевая нить в исходном состоянии. Величины углов φ и β неизвестны, однако по прецизионной шкале (в градусах и минутах), расположенной вокруг магнита, с помощью оптической системы фиксируется исходное направление магнита.

Если закрутить нить на угол, равный $2k\pi$, где k — целое число, то магнит отклонится от исходного положения на угол Θ_1 . Новое условие равновесия будет

$$MH \sin (\varphi + \Theta_1) = c(2k\pi + \beta). \quad (4.3)$$

При закручивании нити на $2k\pi$ в противоположную сторону имеем аналогичное (4.3) условие равновесия:

$$MH \sin (\varphi - \Theta_1) = c(-2k\pi + \beta). \quad (4.4)$$

Заменим в уравнениях (4.3) и (4.4) величину $c\beta$ согласно (4.2):

$$\left. \begin{aligned} H \sin (\varphi + \Theta_1) &= \frac{2k\pi c}{M} + H \sin \varphi, \\ H \sin (\varphi - \Theta_2) &= \frac{2k\pi c}{M} + H \sin \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

Решая (4.5) относительно H , получаем

$$H = 2\pi c/M \sin \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2} \cos \left(\frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2} + \varphi \right). \quad (4.6)$$

Величину угла φ можно получить, складывая почленно (4.3) и (4.4):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \Theta_1 - \sin \Theta_2}{2 - (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2)}. \quad (4.7)$$

Таким образом, при известных c и M путем измерения Θ_1 и Θ_2 на кварцевом магнитометре можно определить абсолютное значение H . При точности измерения углов до $\pm 0,1'$ погрешность измерения H не превышает ± 1 нТл.

Один из распространенных приборов для измерения вертикальной составляющей Z — магнитометр под названием “магнитные весы”, который представляет собой магнит, свободно вращающийся в вертикальной плоскости, как это имеет место в инclinаторе. Принцип измерения Z магнитными весами основан на уравнивании момента вращения $[ZH]$ моментом силы тяжести. Так как сила тяжести в определенной части земной поверхности постоянна, изменения угла между магнитом и горизонтальной поверхностью будут зависеть только от изменений Z . Фактически весы измеряют приращения ΔZ относительно какого-то исходного значения Z_0 , которое определяется путем градуировки или на магнитной обсерватории.

В практике магнитных съемок широкое применение находят приборы, измеряющие модуль вектора \mathbf{B} , который принято обозначать T . Таким прибором является протонный магнитометр, принцип работы которого основан на зависимости частоты вращения протонов от напряженности поля (теорема Лармора):

$$\omega = \gamma H; \quad (4.8)$$

для протона $\gamma = e\beta/2m_p c$, где e , m_p — заряд и масса протона, c — скорость света, β — постоянный коэффициент. В качестве источников протонов в приборе применяют воду. Измерение частоты колебаний производится с высокой точностью, поэтому с помощью протонного магнитометра возможно измерение T с погрешностью не более ± 1 нТл. В последние десятилетия для измерения T применяют также квантовые, сверхпроводящие и другие типы магнитометров.

Исследования геомагнитного поля начинаются с непосредственных наблюдений пространственного распределения поля и его временных изменений (вариаций) на поверхности Земли, в атмосфере и в околоземном пространстве. Наблюдения заключаются в измерениях элементов или модуля геомагнитного поля в различных точках и носят название магнитных съемок. Съемки подразделяются на наземные, морские (гидромагнитные), воздушные (аэромагнитные) и спутниковые. Они различаются методикой проведения и требуют специальной аппаратуры.

Геомагнитное поле имеет очень сложное распределение по поверхности Земли, однако проблема установления закономерностей этого распределения значительно усложняется тем, что поле изменяется с течением времени и эти изменения (вековые вариации) имеют различный характер в разных точках земного шара. Добавим для полноты картины еще и то, что скорость изменения поля $\Delta B/\Delta t$ (t берется в годах), называемая вековым ходом, также не остается постоянной во времени.

Таким образом, магнитные съемки поверхности Земли и отдельных регионов должны проводиться практически непрерывно, по крайней мере до тех пор, пока не будут установлены аналитические зависимости вековых вариаций от времени для разных точек земной поверхности. Последняя задача, имеющая фундаментальное значение для земного магнетизма, еще очень далека от своего решения.

Полученные в результате магнитных съемок данные о распределении поля представляются в виде магнитных карт и каталогов. При построении магнитных карт, как уже отмечалось, применяется метод изолиний, т.е. кривых, соединяющих на карте точки с одинаковыми значениями соответствующего элемента или модуля геомагнитного поля.

В связи с временными изменениями поля составление магнитных карт приурочивается к середине какого-либо года (к $00^h 00^m$ 1 июля), и этот момент называется эпохой. Например, карта, составленная для $00^h 00^m$ 1 июля 1970 г., называется магнитной картой для эпохи 1970,5 года.

Магнитные карты строятся для ограниченной территории, региона, целой страны и для всего земного шара. В последнем случае они называются мировыми картами. Чем меньше масштаб карт, тем

менее точно передаются на картах особенности действительного распределения магнитного поля. Мировые карты следует рассматривать как картины некоторого среднего распределения элементов геомагнитного поля (рис. 4.2–4.4).

После того как установлено (в каком-то приближении, разумеется) распределение геомагнитного поля, следующей задачей исследования является установление аналитической зависимости элементов поля от координат точек земной поверхности. Это может быть сделано при известных механизмах генерации поля или закономерностях его распределения.

Первым принципиальные соображения о происхождении геомагнитного поля высказал в 1600 г. У. Гильберт в книге “О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле”. Он предположил, что геомагнитное поле возникает вследствие того, что земной шар намагничен. Ранее считалось, что магнитная стрелка компаса притягивается Полярной звездой. Только после работ У. Гильберта ученые стали искать причины происхождения магнитного поля в особенностях строения земного шара.

Первую попытку аналитического представления зависимости геомагнитного поля от географических координат предпринял профессор Казанского университета И.М. Симонов в 1835 г. Он использовал идею У. Гильберта о намагниченном шаре. Однородно намагниченный шар создает вокруг себя распределение магнитного поля, аналогичное полю магнитного диполя. Магнитным диполем по аналогии с электрическим называется система двух очень близко расположенных фиктивных магнитных зарядов.

В связи с тем что вековые изменения поля происходят сравнительно медленно (периоды вековых вариаций составляют сотни и тысячи лет), в первом приближении геомагнитное поле можно считать стационарным и для его описания использовать соответствующие уравнения Максвелла:

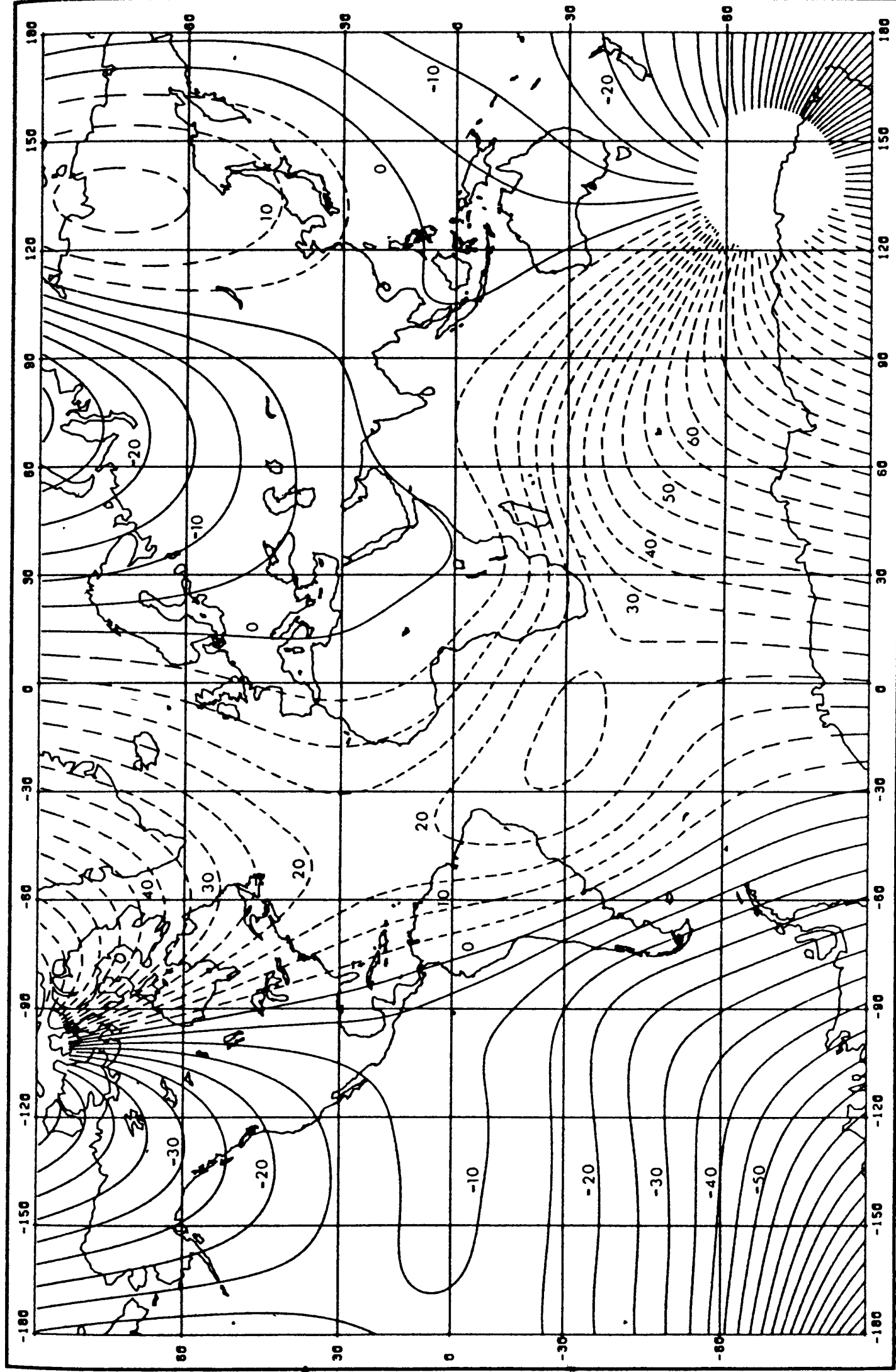
$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{I}), \quad (4.9)$$

где \mathbf{H} — напряженность, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, \mathbf{I} — намагниченность (магнитный момент единицы объема вещества), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^7 \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$.

Согласно первому уравнению, учитывая, что $\operatorname{rot} \operatorname{grad} \equiv 0$, можно следующим образом выразить \mathbf{H} :

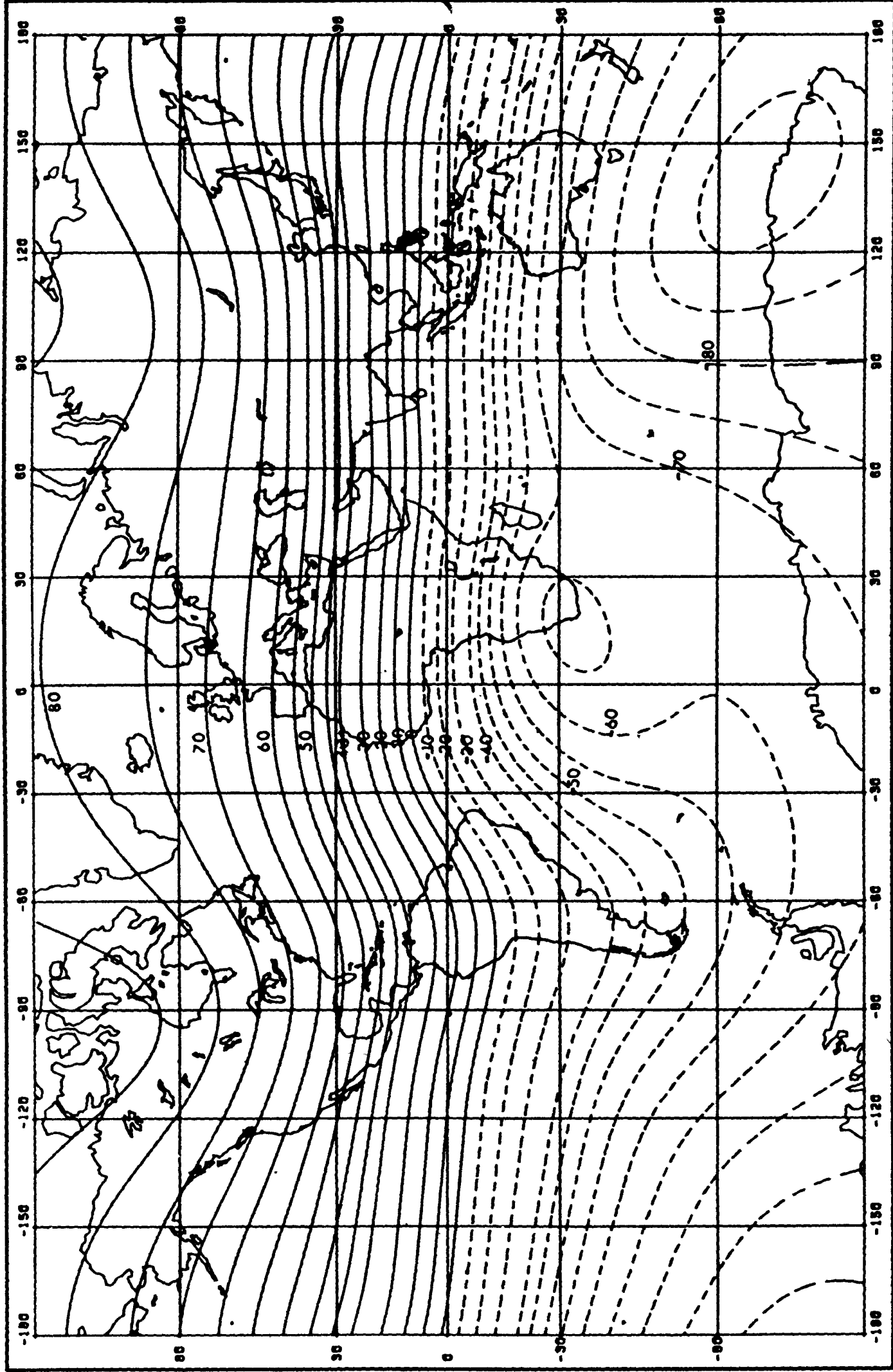
$$\mathbf{H} = - \operatorname{grad} U, \quad (4.10)$$

где U — скалярная функция, называемая магнитным потенциалом.



MERCATOR
SCALE = 1 : 160300656

Рис. 4.2. Мировая магнитная карта склонения D



RECAPTOR
SCALE = 1 : 160300656

Рис. 4.3. Мировая магнитная карта наклонения J

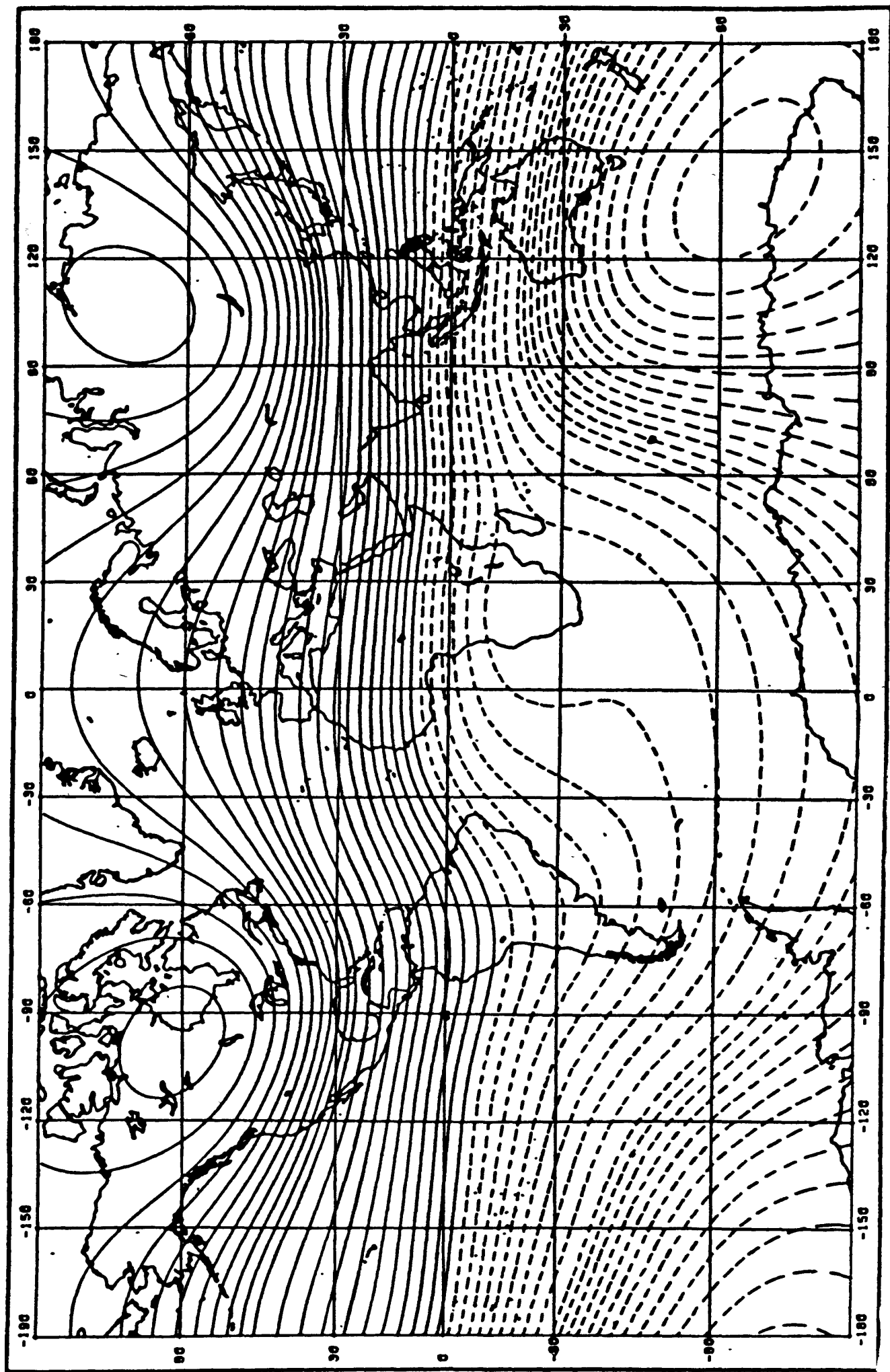


Рис. 4.4. Мировая карта вертикальной составляющей Z для эпохи 1985 г. Сплошные линии — положительные величины Z и $Z = 0$ (линия, границающая со штриховкой). Штриховые линии — отрицательные величины Z . Интервалы между изолиниями равны 4000 нТл для $Z \leq \pm 40\,000$ нТл и 2000 нТл для $Z > \pm 40\,000$ нТл (по Jacobs)

Итак, чтобы найти H , надо знать выражение для магнитного потенциала. Магнитный потенциал диполя (рис. 4.5) в точке $Q(x, y, z)$ равен

$$U(Q) = m \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right). \quad (4.11)$$

Разложим это выражение в ряд Тейлора по r' и ограничимся двумя членами, учитывая, что $l \ll r$ ($r^2 = x^2 + y^2 + z^2$):

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r'} + l_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) + l_y \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r} \right) + l_z \left(\frac{1}{r} \right) + \dots \quad (4.12)$$

Подставим (4.12) в (4.11) и учтем, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) &= -\frac{x}{r^3} = -\frac{\cos(x, r)}{r^2}; \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r} \right) &= -\frac{\cos(y, r)}{r^2}; \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\cos(z, r)}{r^2}. \end{aligned}$$

Так как магнитный момент $\mathbf{M} = m \mathbf{l}$, окончательно получаем

$$U(Q) = -\frac{M}{r^2} \cos \varphi = \frac{M}{r^2} \cos \gamma. \quad (4.13)$$

Предположим, что в центре Земли под углом к оси вращения расположен магнитный диполь (рис. 4.6). Точка P с координатами φ_0, λ_0 — геомагнитный полюс, N — географический полюс, $Q(\varphi, \lambda)$ — точка, в которой мы ищем выражение для U и соответственно для элементов геомагнитного поля.

Для того чтобы рассматривать модель Земли в сферической системе координат, введем угол $\Theta = \pi/2 - \varphi$, который является дополнением до географической широты. Тогда длина дуги $NQ = \Theta$, длина $NP = \Theta_0$, длина дуги $PQ = \gamma$.

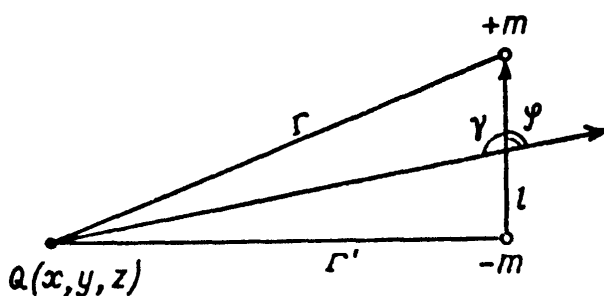


Рис. 4.5. Схема магнитного диполя: $+m$, $-m$ — фиктивные магнитные заряды, l — расстояние между ними

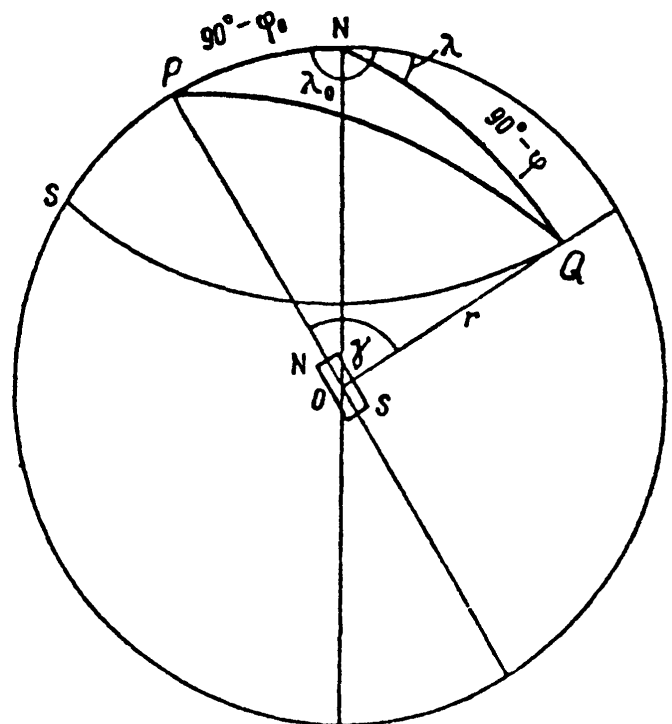


Рис. 4.6. Схема земного магнитного диполя (по Б.М. Яновскому, 1978)

Согласно теореме косинусов сферической тригонометрии, $\cos \gamma = \cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos (\lambda - \lambda_0)$. С учетом этого запишем выражение для магнитного потенциала земного диполя:

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \gamma = \frac{M}{r^2} \left[\cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos \lambda \cos \lambda_0 + \right. \\ \left. + \sin \Theta \sin \Theta_0 \sin \lambda \sin \lambda_0 \right]. \quad (4.14)$$

Учтем, что

$$M = IV = \frac{4}{3} \pi R^3 I,$$

где I — однородная намагниченность земного шара, R — его радиус. Введем обозначения:

$$g_1^0 = \frac{4}{3} \pi I \cos \Theta_0; \quad g_1' = \frac{4}{3} \pi I \sin \Theta_0 \cos \lambda_0; \\ h_1' = \frac{4}{3} \pi I \sin \Theta_0 \sin \lambda_0. \quad (4.15)$$

Очевидно, что g_1^0, g_1', h_1' являются постоянными величинами для данного расположения диполя. Окончательно выражение для U сферической Земли будет таким:

$$U = \frac{R^3}{r^2} \left[g_1^0 \cos \Theta + (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \sin \Theta \right]. \quad (4.16)$$

Далее в соответствии с (4.10) получим значения элементов геомагнитного поля на поверхности Земли ($r = R$). Дифференцирование производится в сферической системе координат:

$$X = -\frac{\partial U}{r \partial \Theta} = \left[g_1^0 \cos \Theta - (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \cos \Theta \right], \\ Y = -\frac{\partial U}{r \sin \Theta \partial \lambda} = (g_1' \sin \lambda - h_1' \cos \lambda), \quad (4.17)$$

$$Z = -\frac{\partial U}{\partial r} = 2 \left[g_1^0 \cos \Theta + (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \sin \Theta \right].$$

Система (4.17) — основные уравнения теории Симонова, которые представляют аналитические зависимости геомагнитного поля от координат поверхностных точек.

Естественно, что расположение реального земного диполя нам неизвестно, поэтому неизвестны и значения коэффициентов g_1^0, g_1', h_1' .

Однако эти коэффициенты могут быть рассчитаны из уравнений (4.16), если известны из измерений X , Y , Z и координаты $\Theta = \pi/2 - \varphi$ и λ точек, в которых производились измерения. А зная значения g_1^0 , g_1' , h_1' , можно рассчитать поле в любой точке земной поверхности!

Более простая модель геомагнитного поля получается в случае, если ось диполя совпадает с осью вращения Земли. При этом геомагнитный полюс совпадает с географическим, поэтому $\varphi_0 = \pi/2$, а $\Theta_0 = 0$. Согласно уравнению (4.15), получаем следующие значения элементов поля для осесимметричного диполя:

$$\begin{aligned} X &= g_1^0 \sin \Theta = \frac{M}{R^3} \cos \varphi; & Y &= 0; \\ Z &= 2g_1^0 \cos \Theta = \frac{2M}{R^3} \sin \varphi. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Магнитное склонение D в этом случае равно нулю, а магнитное склонение J имеет простую связь с географической широтой:

$$\operatorname{tg} J = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}} = 2 \operatorname{tg} \varphi. \quad (4.19)$$

В 1838 г. К. Гауссом была создана общая теория аналитического представления геомагнитного поля как функции координат точек земной поверхности. Теория Гаусса не ограничивалась какой-либо конкретной моделью поля, как это имело место в теории Симонова. В основе теории Гаусса было только предположение о том, что источники геомагнитного поля находятся внутри земного шара и имеют потенциальный характер, т.е. $\mathbf{H} = -\operatorname{grad} U$.

Рассмотрим уравнения (4.9). Подставив во второе уравнение выражение для \mathbf{B} с учетом того, что $\mathbf{H} = -\operatorname{grad} U$, получим

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = -\mu_0 \operatorname{div} \operatorname{grad} U + \mu_0 \operatorname{div} \mathbf{I} = 0. \quad (4.20)$$

Положим, что $\operatorname{div} \mathbf{I}$ равна некоторой плотности фиктивных магнитных зарядов ρ . Тогда из (4.20) получаем уравнение Пуассона

$$\nabla^2 U = \rho(x, y, z). \quad (4.21)$$

При $\rho = 0$ (отсутствие магнитных зарядов) оно переходит в уравнение Лапласа

$$\nabla^2 U = 0. \quad (4.22)$$

Считая, что земной шар обладает намагниченностью I с произвольным распределением ее величины и направления, и используя решения уравнений (4.21) и (4.22) в сферической системе координат

(r, Θ, λ) , Гаусс получил следующее выражение для магнитного потенциала:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} \left(g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda \right) P_n^m(\cos \Theta), \quad (4.23)$$

где R — радиус Земли, g_n^m, h_n^m — постоянные коэффициенты:

$$g_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \frac{C_n}{R^{n+2}} \iiint r'^n P_n^m(\cos \Theta') \cos m\lambda' dm, \quad (4.24)$$

$$h_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \frac{C_n}{R^{n+2}} \iiint r'^n P_n^m(\cos \Theta') \sin m\lambda' dm. \quad (4.25)$$

В этих уравнениях r', Θ', λ' — сферические координаты для магнитных масс, находящихся внутри земного шара, dm — дифференциал этих масс. Так как распределение магнитных масс нам неизвестно, но оно, естественно, постоянно, то g_n^m, h_n^m суть постоянные коэффициенты, которые определяются, как это будет показано ниже, на основе измерений элементов геомагнитного поля. Далее в (4.24) и (4.25) $C_n = 1$ при $m = 0$ и $C_n = 2$ при $m > 0$, $P_n^m(\cos \Theta')$ и $P_n^m(\cos \Theta)$ в (4.23) — присоединенные функции Лежандра:

$$P_n^m(\cos \Theta) = \left(\sin^2 \Theta \right)^{m/2} \frac{d^m p_n(\cos \Theta)}{d(\cos \Theta)^m}, \quad (4.26)$$

где в свою очередь $P_n(\cos \Theta)$ — полиномы Лежандра:

$$P_n(\cos \Theta) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d(\cos \Theta)^n} \left(\cos^2 \Theta - 1 \right)^n. \quad (4.27)$$

Дифференцируя (4.23) по соответствующим сферическим координатам, получим выражения для элементов геомагнитного поля, которыми и исчерпывается теория Гаусса. После дифференцирования положим $r = R$ и найдем значения элементов на поверхности Земли:

$$X = -\frac{\partial U}{r \partial \Theta} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda \right) \frac{dP_n^m(\cos \Theta)}{d\Theta},$$

$$Y = -\frac{\partial U}{r \sin \Theta \partial \lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(m g_n^m \sin m\lambda - m h_n^m \cos m\lambda \right) P_n^m(\cos \Theta), \quad (4.28)$$

$$Z = -\frac{\partial U}{\partial r} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1) \left(g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda \right) P_n^m(\cos \Theta).$$

Это разложение магнитного потенциала в бесконечный ряд по сферическим функциям, каковыми являются функции Лежандра, получило название сферического гармонического анализа. Уравнения (4.28) позволяют вычислить значения X , Y , Z для любой точки земной поверхности, если известны g_n^m и h_n^m , которые могут быть рассчитаны на основе измерений X , Y , Z в ограниченном числе точек. Для практического пользования (4.28) необходимо ограничиться конечным числом n членов. При этом число N постоянных коэффициентов g и h будет равно $N = n(n + 2)$. Для расчета N коэффициентов необходимо иметь N уравнений, т.е. иметь измеренные значения трех компонентов поля в $N/3$ точках или значения одной компоненты в N точках.

Случайные влияния местных аномалий или погрешности измерений могут исказить результат, поэтому для большей достоверности необходимо брать число уравнений (и число измерений), превышающее число неизвестных. Гаусс, ограничиваясь членами четвертого порядка ($n = 4$), определил 24 коэффициента по наблюдениям трех компонент в 12 точках, т.е. решил 36 уравнений с 24 неизвестными способом наименьших квадратов.

Практическое значение теория Гаусса может иметь только в том случае, если ряды (4.28) будут достаточно быстро сходиться. Многочисленные сферические гармонические анализы, проводившиеся со времен Гаусса до наших дней, показали, что значения g и h с ростом n уменьшаются и начиная с $n > 8$ они находятся в пределах погрешностей измерений и расчетов.

СТРУКТУРА И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как показал анализ рядов (4.28), члены ряда с $n = 1$ соответствуют полю геомагнитного диполя. Вид выражений для X , Y , Z при $n = 1$ аналогичен виду уравнений (4.17) теории Симонова с одной только разницей: в теории Симонова предполагалась однородная намагниченность Земли, в теории Гаусса — неоднородная. Член ряда Гаусса с $n = 2$ соответствует полю квадруполь (два диполя) и так далее: член с любым n описывает поле мультиполя соответствующего порядка. Сферические гармонические анализы показали, что главное геомагнитное поле состоит из дипольной части (более 80%) и недипольной (рис. 4.7). Чтобы получить недипольную часть, нужно из главного поля вычесть дипольное поле, рассчитанное по формулам (4.17). Недипольное поле называют также полем мировых аномалий или остаточным полем (рис. 4.8). Описание главного поля с помощью

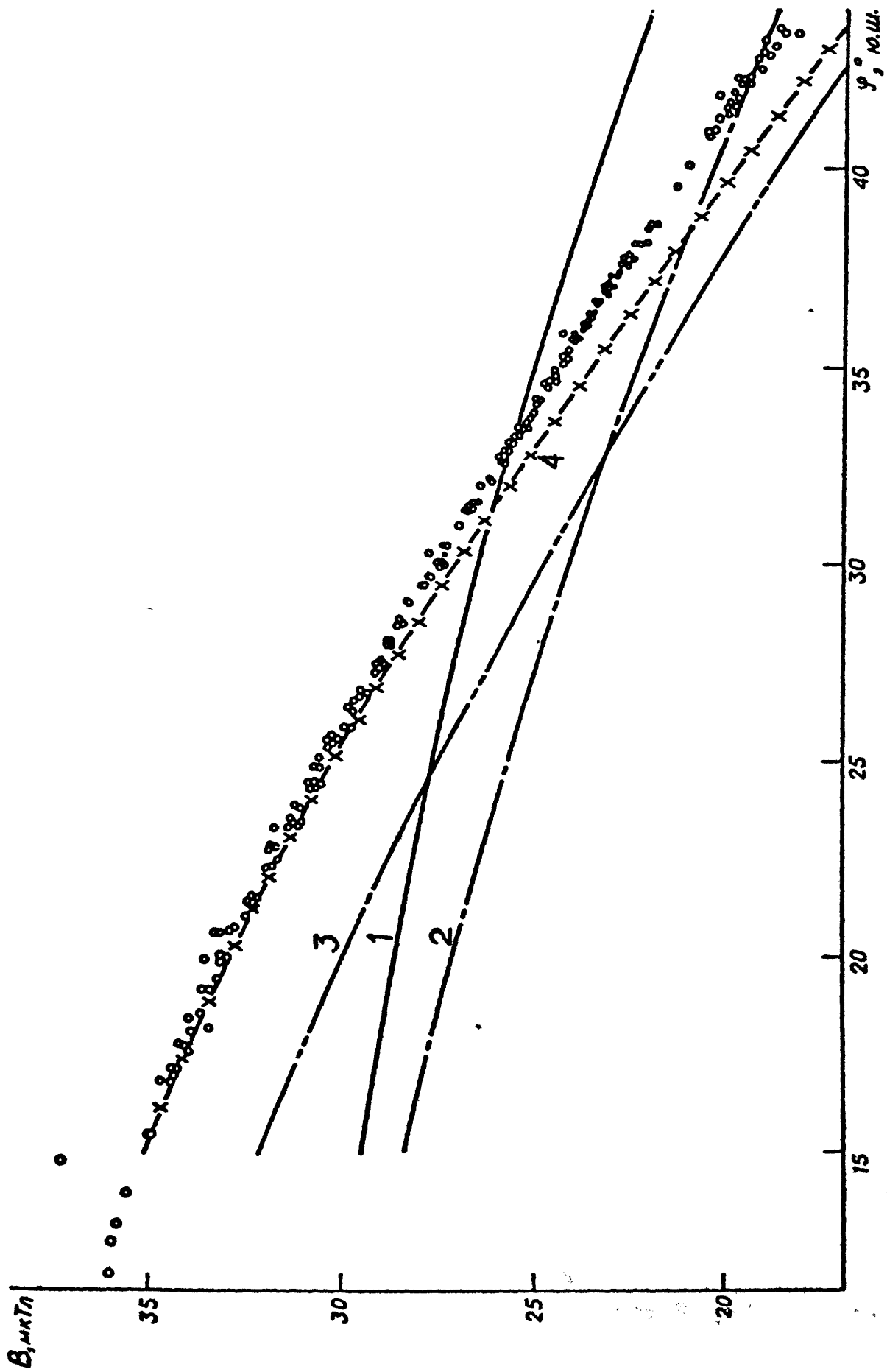


Рис. 4.7. Соответствие различных моделей главного геомагнитного поля реальному, полученному по данным измерений (кружки) (по Паркинсону, 1986): 1 — аксиальный диполь, 2 — наклоненный диполь, 3 — квадруполь, 4 — октуполь

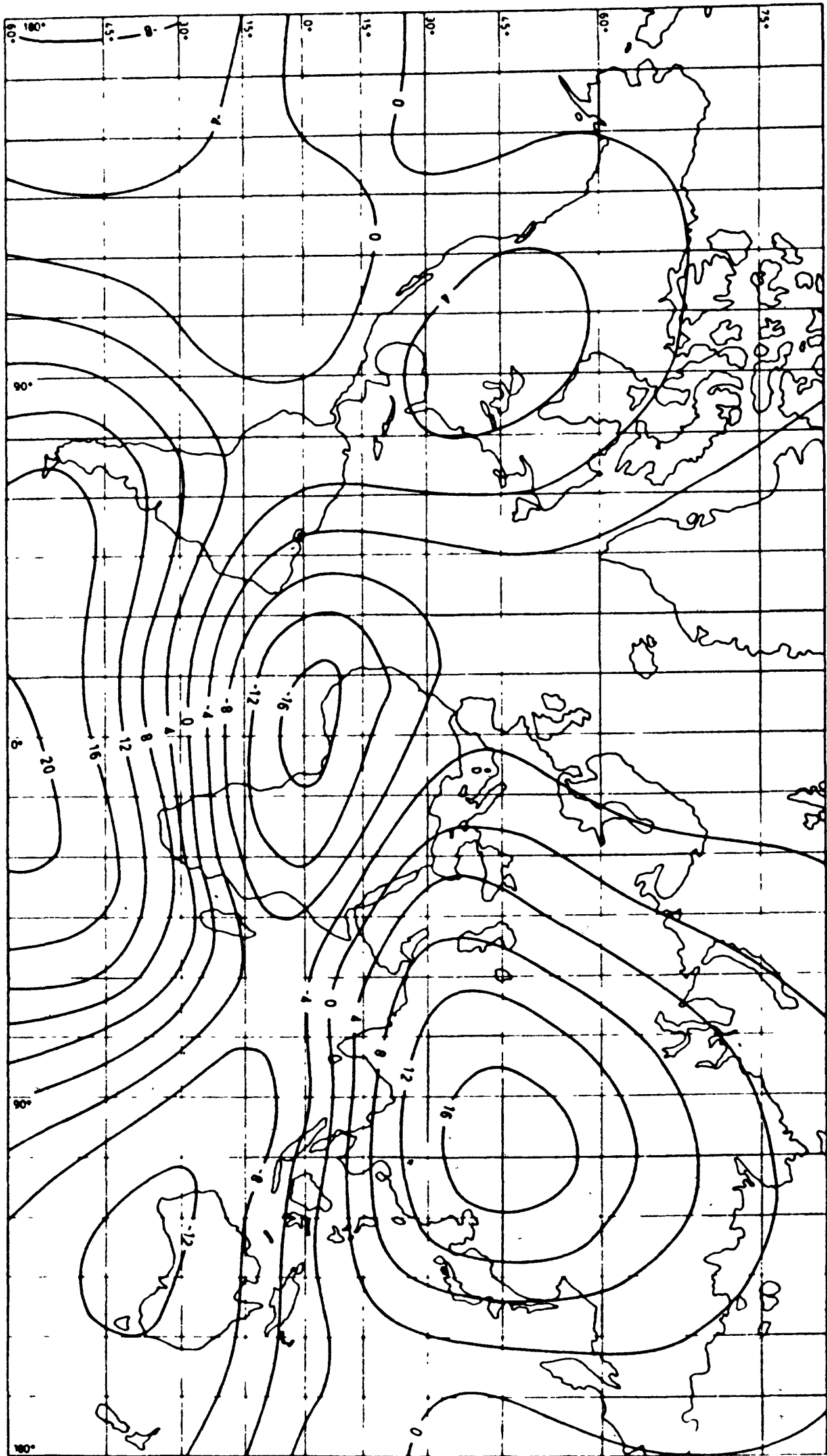


Рис. 4.8. Недипольная часть z-компоненты главного геомагнитного поля (по Паркинсону, 1986)

сферического анализа будет тем точнее, чем больше мультиполей все более высокого порядка (но не более чем $n = 10$), расположенных в центре Земли, будет учтено при построении соответствующих рядов.

Помимо главного поля вклад в полное поле, наблюдающееся на поверхности Земли, дают еще аномальное поле и внешнее электромагнитное поле. Однако сферический анализ не отражает этих полей, так как они очень малы по сравнению с главным. Таким образом, уравнения (4.28) до настоящего времени могут быть использованы только для анализа главного геомагнитного поля и его вековых вариаций.

Пользуясь формулами (4.17), можно определить основные характеристики дипольной части поля, которая, по существу, является основной частью геомагнитного поля. Уравнения (4.15) для коэффициентов g_1^0, g_1', h_1' можно переписать в виде

$$g_1^0 = \frac{M}{R^3} \cos \Theta_0; \quad g_1' = \frac{M}{R^3} \sin \Theta_0 \cos \lambda_0;$$

$$h_1' = \frac{M}{R^3} \sin \Theta_0 \sin \lambda_0. \quad (4.29)$$

Если на основе измерения X, Y, Z и решения уравнений (4.17) эти коэффициенты найдены, то, согласно (4.29), можно рассчитать величину M магнитного момента Земли и координаты дипольного (геомагнитного) полюса Θ_0, λ_0 :

$$M = R^3 \left[(g_1^0)^2 + (g_1')^2 + (h_1')^2 \right]^{1/2}, \quad (4.30)$$

$$\operatorname{tg} \Theta_0 = \left[(g_1')^2 + (h_1')^2 \right]^{1/2} / g_1^0, \quad \operatorname{tg} \lambda_0 = h_1' / g_1'. \quad (4.31)$$

Так как географическая широта $\varphi_0 = \pi/2 - \Theta_0$, то

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = g_1^0 / \left[(g_1')^2 + (h_1')^2 \right]^{1/2}. \quad (4.32)$$

Величина современного дипольного магнитного момента $M \approx 8 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ (в СИ), координаты северного геомагнитного полюса $\varphi_0 = 78,5^\circ$ с.ш., $\lambda_0 \cong 70^\circ$ з.д. Геомагнитный полюс — условная точка пересечения оси диполя с поверхностью Земли — не совпадает с истинным магнитным полюсом, координаты которого $\varphi_0 \approx 75^\circ$ с.ш., $\lambda_0 \approx 100^\circ$ з.д. В табл. 4 дано сравнение магнитного поля Земли с полями других планет.

Пользуясь формулой (4.30), можно определить среднюю намагниченность Земли:

$$I = M/V = \left(\frac{3}{4} \pi \right) \left(g_1^0{}^2 + g_1'^2 + h_1'^2 \right)^{1/2}; \quad (4.33)$$

она равна $72 \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$. Такая величина I встречается на изверженных горных породах, содержащих сильномагнитные магнетиты. Однако высокие магнитные свойства магнетита сохраняются только до температур, не превышающих точку Кюри магнетита, равную 580°С . В связи с тем что с глубиной температура вещества Земли повышается, сильномагнитные породы могут находиться только на сравнительно небольших глубинах от поверхности Земли, не глубже 100 км. Средняя намагниченность пород в сферическом земном слое глубиной 100 км будет составлять около $1000 \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$. Породы с такой высокой намагниченностью не существуют, поэтому можно сделать вывод, что главное магнитное поле не вызвано намагниченностью Земли, оно может быть связано с электрическими токами, которые текут в жидком электропроводящем внешнем ядре Земли.

Еще в конце прошлого века было показано, что магнитное поле Земли более точно описывается диполем, помещенным не в центре Земли, а на некотором расстоянии от центра. Такой диполь называется эксцентрическим, а точка, в которую он помещается, — магнитным центром Земли. Магнитный центр с 1830 по 1970 г. удалился от центра Земли на северо-запад с расстояния $0,04 R$ до $0,07 R$.

Дипольное магнитное поле в относительно малых объемах обладает высокой степенью однородности, его градиенты по радиусу Земли и по меридиану не превышают $10\text{--}20 \text{ нТл/км}$.

Как уже отмечалось, с течением времени величина и направление геомагнитного поля не остаются постоянными: имеют место вековые вариации, которые присущи в основном главному геомагнитному полю.

Характерную особенность имеет недипольная часть главного поля: она дрейфует с течением времени на запад. Явление западного дрейфа было замечено еще в XVII в., однако только в середине XX столетия удалось установить скорость дрейфа. Разные элементы геомагнитного поля дрейфуют с несколько различными скоростями, в среднем скорость западного дрейфа равна $\sim 0,2^\circ$ в год. Это означает, что полный оборот недипольного поля вокруг оси вращения Земли может произойти за 1800 лет. Предполагается, что физическим механизмом западного дрейфа является более высокая угло-

вая скорость вращения мантии Земли по сравнению с внешним ядром. Западный дрейф вносит существенный вклад в вековые вариации, но не объясняет их полностью. Существуют вековые вариации и дипольной части поля с характерным временем порядка 9000 лет. В последние несколько сот лет происходит уменьшение дипольного магнитного момента. Наиболее сильным изменениям с течением времени подвержена вертикальная составляющая поля, скорость изменений которой доходит до 100 нТл/год и более. Спектр вековых вариаций имеет дискретный характер, основные гармоники спектра представлены в табл. 7.

Таблица 7

Спектр вековых вариаций

Период, лет	Амплитуда, нТл	Характер
8000	$25 \cdot 10^3$	Глобальный
1800	$4 \div 6 \cdot 10^3$	Глобальный
1200	$4 \cdot 10^3$	Глобальный + региональный
900	$4 \cdot 10^3$	Глобальный + региональный
600	$4 \cdot 10^3$	Региональный + глобальный
360	$2 \cdot 10^3$	Региональный + глобальный
60	$5 \cdot 10^2$	Региональный

АНОМАЛЬНОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Горные породы, расположенные в верхних частях литосферы и на земной поверхности, намагничиваются в главном геомагнитном поле. Это намагничивание достаточно сильно из-за присутствия в породах так называемых ферримагнитных минералов, наиболее сильномагнитным из которых является магнетит (Fe_3O_4). Вследствие намагничивания породы создают собственное аномальное поле B_a , или поле магнитных аномалий. Рассмотрим в качестве примера аномальное поле, создаваемое неглубоко залегающим намагниченным шаром, магнитный момент M которого направлен под углом Θ к горизонтальной плоскости (рис. 4.9). Магнитный потенциал в некоторой точке $Q(x, z)$ над поверхностью Земли равен

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \gamma.$$

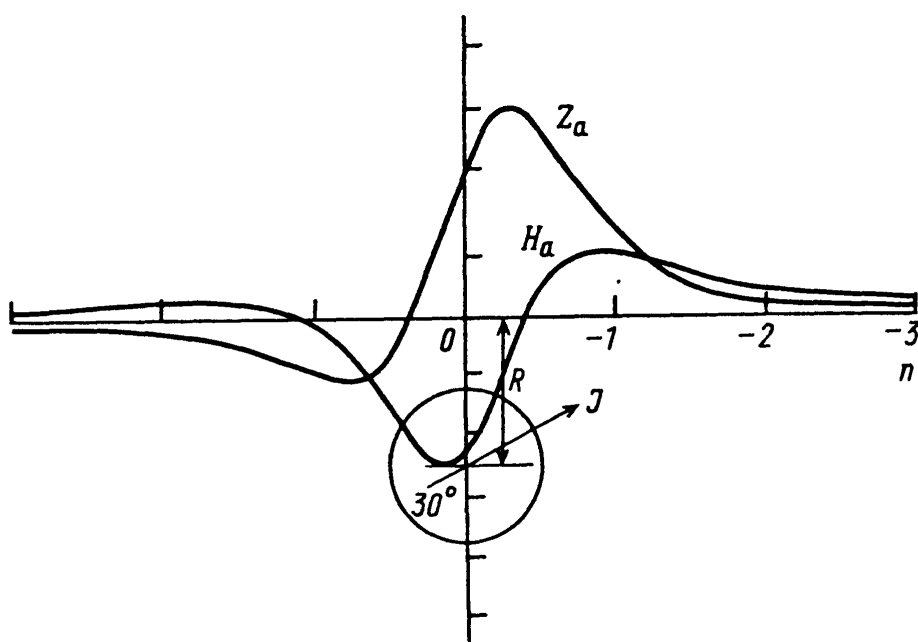


Рис. 4.9. Схема распределения H_a - и Z_a -компонент аномального поля, вызванного шаром, однородно намагниченным под углом к горизонтальной плоскости ($\Theta = 30^\circ$)

Учтем, что

$$\cos \gamma = \frac{x}{r} \cos \Theta - \frac{z}{r} \sin \Theta, \quad r^2 = x^2 + z^2,$$

и получим потенциал аномального поля

$$U_a = \frac{M (x \cos \Theta + z \sin \Theta)}{(x^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (4.34)$$

Найдем компоненты аномального поля X_a и Z_a :

$$X_a = - \frac{\partial U}{\partial x} = M \frac{(2x^2 - z^2) \cos \Theta + 3xz \sin \Theta}{(x^2 + z^2)^{5/2}}, \quad (4.35)$$

$$Z_a = - \frac{\partial U}{\partial z} = M \frac{(-x^2 + 2z^2) \sin \Theta + 3zx \cos \Theta}{(x^2 + z^2)^{5/2}}. \quad (4.36)$$

Разумеется, для тел неправильной формы выражения для аномального поля имеют более сложный вид и их не всегда можно получить аналитически.

Аномальное поле, как правило, составляет $10^{-2} \div 10^{-3}$ от главного поля, которое принято называть нормальным, когда оно рассматривается совместно с аномальным. Когда выделяется локальная магнитная аномалия, то в качестве нормального рассматривается сумма полей: главное поле + поле региональных аномалий.

Несмотря на малую напряженность аномального поля, аномалия легко определяется по большой величине градиентов B_a . Из (4.36) при $x = 0$ получаем максимальное значение Z_a :

$$Z_{a \max} = \frac{2M}{z^3} \sin \Theta,$$

его градиент по вертикали равен

$$\frac{\partial Z_{a \max}}{\partial z} = -\frac{6M}{z^4} \sin \Theta = -\frac{3Z_{a \max}}{z}, \quad (4.37)$$

где z — глубина залегания намагниченной породы. Положим, что $z = 50$ м, $Z_{a \max} = 10^{-3} Z_n$ (Z_n — нормальное, или главное, поле напряженностью $5 \cdot 10^4$ нТл). Тогда $\partial Z_{a \max} / \partial z = -3000$ нТл/км, т.е. на два порядка больше, чем градиенты нормального поля.

Встречаются локальные и региональные аномалии очень высокой интенсивности. Уникальной является Курская магнитная аномалия, где аномальное поле в некоторых точках почти в 3 раза превосходит нормальное! Здесь обнаружено место, где магнитное наклонение $J = 90^\circ$, т.е. такое же, как на магнитном полюсе, это как бы третий магнитный полюс. Такая сильная аномалия вызвана мощными залежами железных руд (железистые кварциты) на сравнительно небольшой глубине (~ 200 – 300 м), запасы которых превышают запасы всех остальных железорудных месторождений земного шара.

Для выделения аномального поля из наблюдаемого $B = B_n + B_a$ используются методы, основанные на том, что источники B_a и B_n находятся на существенно разных глубинах. Одним из методов является метод вычитания из наблюдаемого поля B нормального (главного), определяемого суммой дипольного и мультипольного членов ряда Гаусса.

Аномальное магнитное поле континентов имеет сложный характер, представляя во многих случаях сумму нескольких составляющих, имеющих различное геологическое происхождение. По локальным аномалиям методами интерпретации определяются глубины залегания верхних кромок тел, наиболее близко расположенных к поверхности. При рассмотрении аномального поля платформенных областей, где кристаллический фундамент погружен на глубину в несколько километров под практически немагнитными осадочными отложениями, можно оценить глубину залегания поверхности фундамента, содержащего магматические и метаморфические образования, обладающие высокой намагниченностью.

Принципиальным открытием было обнаружение отрицательных магнитных аномалий, число которых, как оказалось, сравнимо с положительными. Отрицательной называется такая аномалия, поле которой в Северном полушарии направлено в верхнюю часть пространства, над горизонтальной плоскостью, так что B_a почти антипараллельно B_n .

Если бы породы намагничивались только по направлению современного геомагнитного поля, то существовали бы только положительные аномалии. Намагниченность I породы, как показали исследования, состоит из двух компонент:

$$I = \alpha H_r + I_n, \quad (4.38)$$

где αH_r — индуктивная намагниченность, всегда направленная по современному полю H_r , I_n — естественная остаточная намагниченность. Было обнаружено, что во многих породах I_n не совпадает по направлению с современным полем и может от него отличаться на любой угол от 0 до 180°. Естественная остаточная намагниченность, как правило, возникает во время образования породы, и возраст I_n практически одинаков с возрастом породы. Отсюда был сделан вывод о том, что направление I_n отражает направление древнего магнитного поля, которое существовало в то геологическое время, когда образовалась та или иная порода.

В большинстве изверженных горных пород I_n по величине превышает αH_r , и поэтому направление аномального поля определяется направлением I_n , т.е. направлением древнего магнитного поля. Следовательно, наличие отрицательных аномалий указывает на то, что они образовались в древнем поле, направление которого было обратным по отношению к современному геомагнитному полю.

Наличие в породах естественной остаточной намагниченности I_n , величина и направление которой отражает величину и направление древнего поля, которое было во время образования породы, дает возможность изучать историю геомагнитного поля в прошлые геологические эпохи. Такой косвенный метод изучения древнего магнитного поля называется палеомагнитным.

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И ПАЛЕОМАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ ОКЕАНА

Палеомагнитный метод основан на двух основных предположениях. Геофизическое предположение состоит в том, что геомагнитное поле в прошлые геологические эпохи было полем центрального осесимметричного диполя, каковым является и основная часть совре-

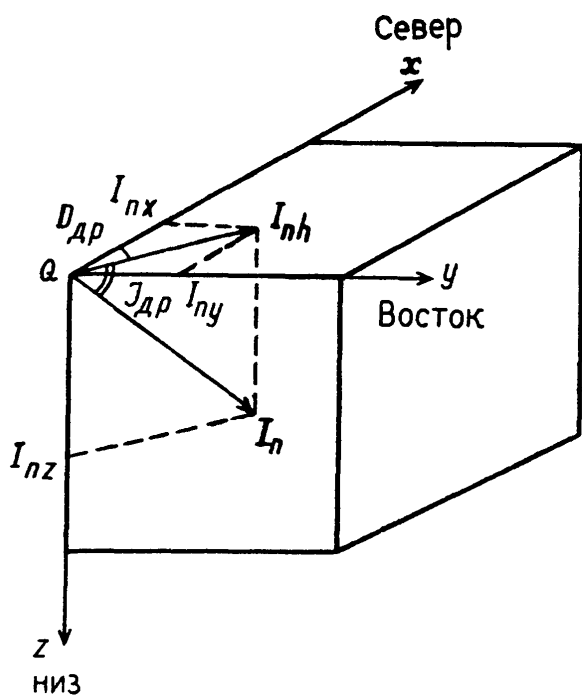


Рис. 4.10. Компоненты естественной остаточной намагниченности I_n горной породы в некоторой точке $Q(\varphi, \lambda)$

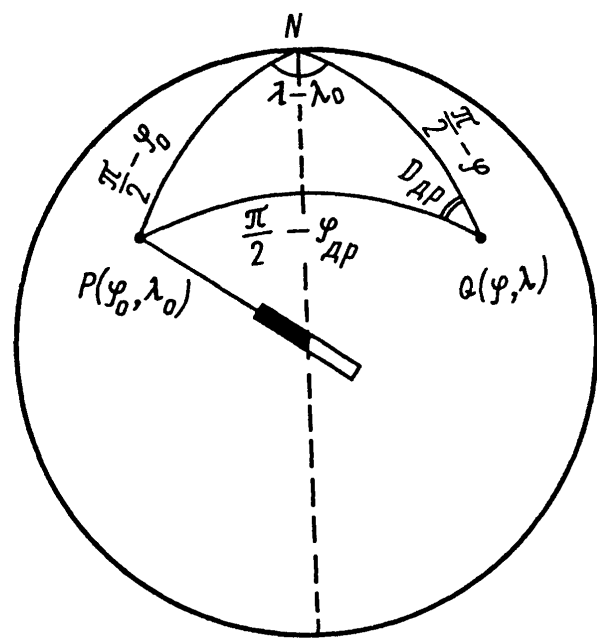


Рис. 4.11. Модель центрального осесимметричного геомагнитного диполя, используемая в палеомагнитном методе

менного поля. С физической точки зрения предполагается, что естественная остаточная намагниченность I_n совпадает в среднем с направлением древнего поля $H_{др}$, величина I_n пропорциональна $H_{др}$ и в основном сохраняется в течение многих тысяч и миллионов лет до наших дней.

В принятой модели поля легко определить современные географические координаты древнего геомагнитного поля. В модели центрального осесимметричного диполя геомагнитные меридианы совпадают с географическими, а магнитные полюсы совпадают с географическими полюсами. Пусть в древней породе, залегающей в точке $Q(\varphi, \lambda)$, вектор I_n расположен так, как показано на рис. 4.10. Проекция I_n на горизонтальную плоскость I_{nh} показывает направление древнего магнитного меридиана, угол $D_{др}$ есть угол между современным и древним меридианами. Направление I_n показывает направление вектора напряженности $H_{др}$. Поэтому угол между I_n и горизонтальной плоскостью является углом магнитного наклона $J_{др}$ древнего поля. Зная $J_{др}$, можно по формуле (4.19) определить древнюю географическую широту $\varphi_{др}$, на которой была данная порода в момент своего образования:

$$\operatorname{tg} \varphi_{др} = (\sqrt{2}) \operatorname{tg} J_{др}. \quad (4.39)$$

Таким образом, из измерений компонент намагниченности I_n образца (эти измерения производятся, как правило, в лаборатории) мы определяем два важных параметра: угол $D_{др}$ и широту $\varphi_{др}$ (рис. 4.11).

Воспользовавшись теоремами косинусов и синусов сферической тригонометрии, получим следующие формулы для современных координат φ_0, λ_0 древнего магнитного полюса:

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi \sin \varphi_{др} + \cos \varphi \cos \varphi_{др} \cos D_{др}, \quad (4.40)$$

$$\sin (\lambda - \lambda_0) = \cos \varphi_{др} \sin D_{др} / \cos \varphi_0. \quad (4.41)$$

Измеряя I_n пород разного геологического возраста, можно получить закономерности изменения дипольного поля, начиная от очень древних геологических эпох до нашего времени. Палеомагнетизм — это уникальный метод в геофизике, основанный на удивительном свойстве “магнитной памяти” ферромагнитных минералов, входящих, хотя и в небольших количествах, в состав практически всех горных пород.

Направление I_n для определенного геологического возраста в данной точке земной поверхности рассчитывается с применением статистических методов по достаточно большому числу образцов. По полученным данным с помощью формул (4.40) и (4.41) определяется положение соответствующего возрасту породы магнитного полюса. Такой полюс называется виртуальным магнитным полюсом. Среднее положение ряда виртуальных полюсов для пород данного возраста, расположенных в разных точках земной поверхности, называется палеомагнитным полюсом.

При проведении палеомагнитных исследований большое значение имеет выяснение физических механизмов намагничивания различных горных пород, установление степени сохранности I_n , ее соответствия времени образования породы. Установлено, что изверженные горные породы приобретают I_n в геомагнитном поле во время остывания после излияния на поверхность. Возникшая таким образом I_n называется термоостаточной, она имеет высокую интенсивность и большую стабильность. Осадочные горные породы, являющиеся продуктом переработки и переотложения изверженных пород, приобретают I_n в геомагнитном поле во время осаждения мелких частиц в водном бассейне (море, озеро). Мелкие намагниченные частицы в процессе осаждения ориентируются по направлению поля, и в результате возникает детритовая, или ориентационная, намагниченность осадочных горных пород. После образования I_n и изверженные и осадочные породы находятся уже в других условиях (обычные температуры и отсутствие водной среды), при которых дальнейшего намагничивания горных пород в изменяющемся геомагнитном поле практически не происходит. Именно поэто-

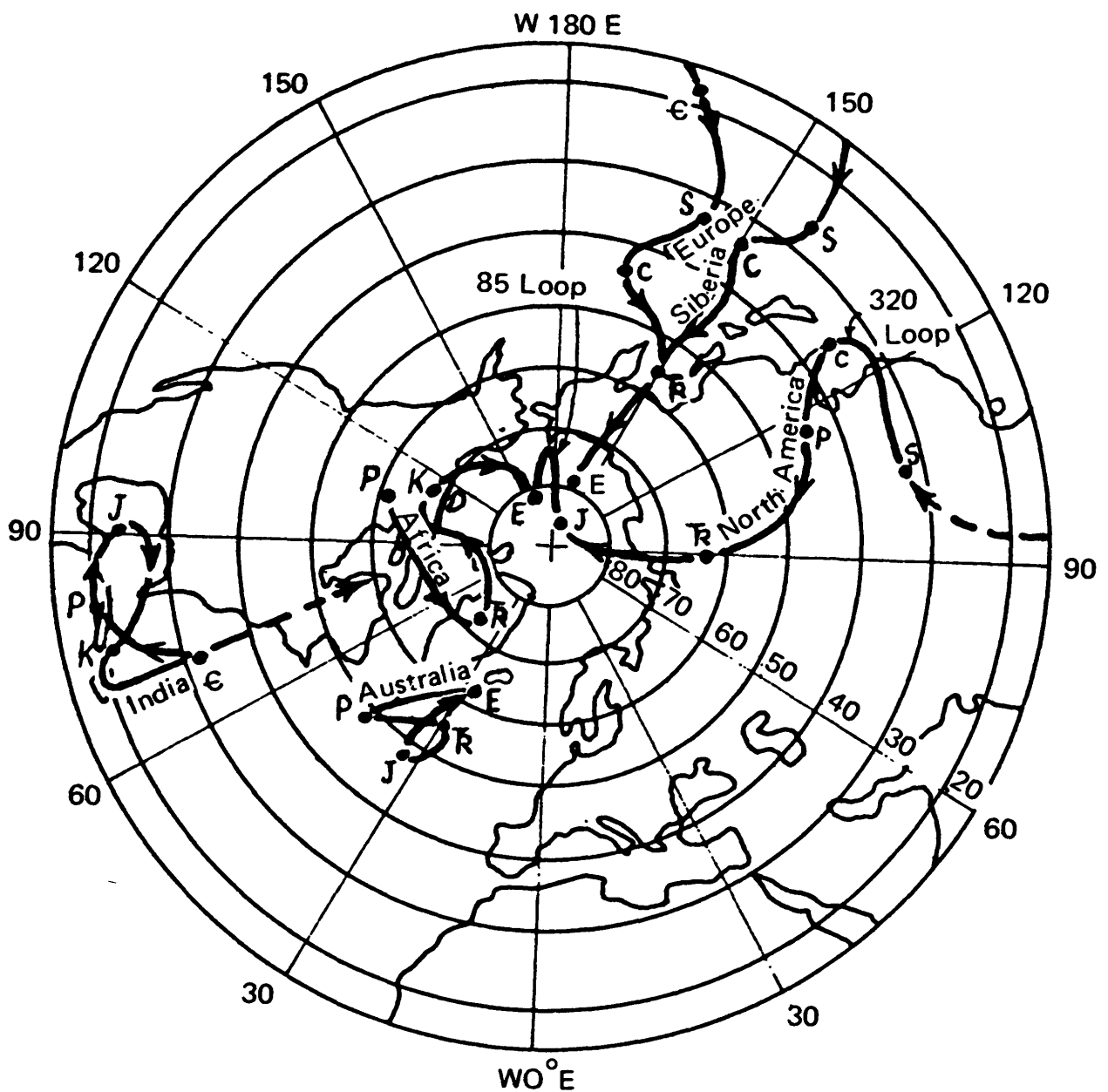


Рис. 4.12. Кривые миграции палеомагнитных полюсов, полученные на основе измерений I_n горных пород разных континентов (по Condie, 1975)

му I_n пород, как правило, древнего происхождения и синхронна с породой.

Проведенные во второй половине XX в. многочисленные палеомагнитные исследования привели к открытиям, которые существенно изменили геофизические и геологические концепции строения и эволюции литосферы. Наиболее принципиальными результатами являются следующие.

1. Палеомагнитные полюсы не совпадают с современным полюсом, при этом чем древнее палеомагнитный полюс, тем на большем расстоянии от современного он находился. Кембрийский северный палеомагнитный полюс (возраст около 600 млн лет) находился южнее экватора.

2. Кривые миграции северных палеомагнитных полюсов, определенные по I_n пород разных континентов, существенно различны (рис. 4.12).

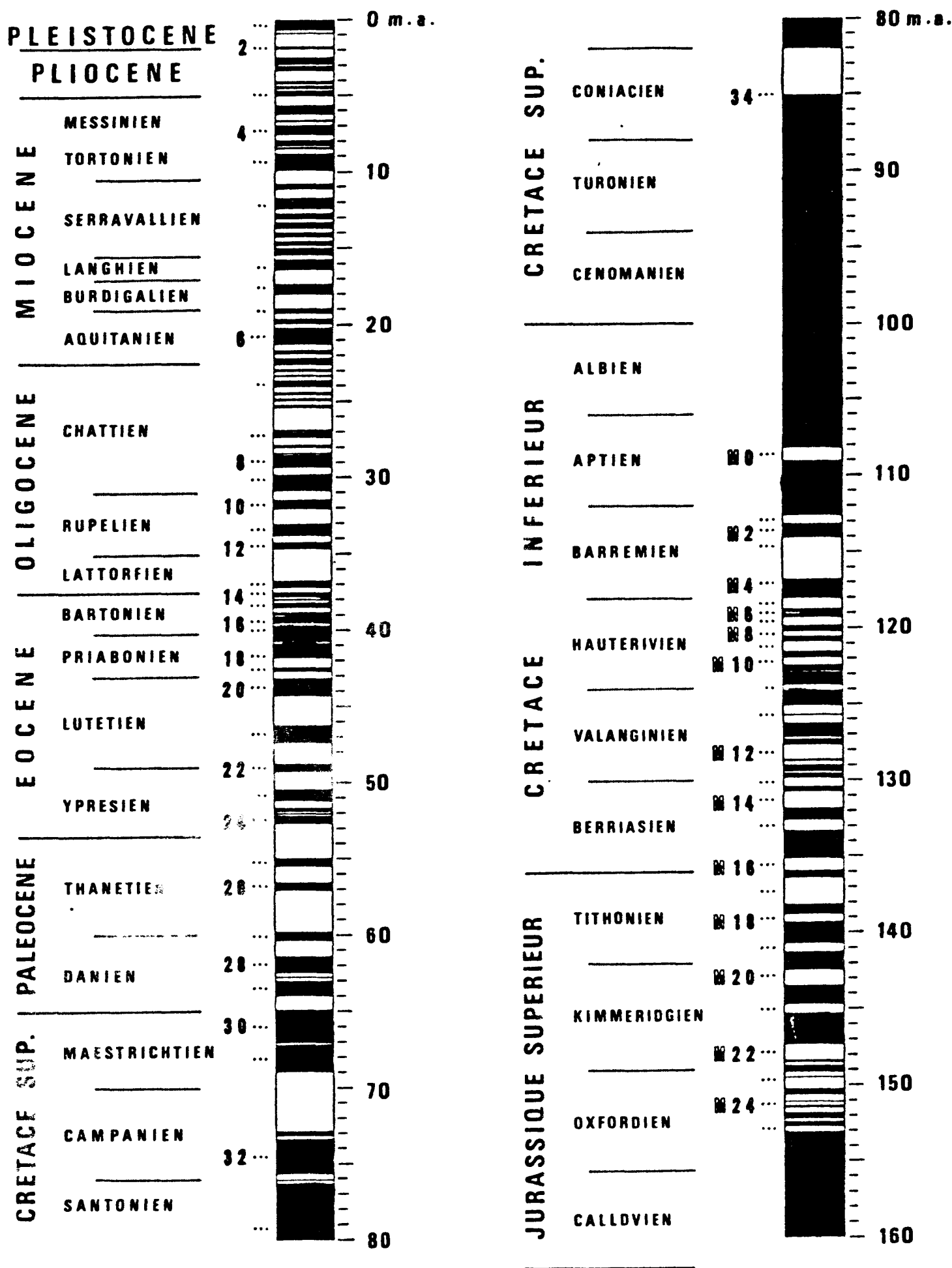


Рис. 4.13. Магнитохронологическая шкала, используемая для определения возраста линейных океанских аномалий. Слева от шкалы — номера аномалий, справа — возраст в млн лет (по Larson, Pitman, 1972)

3. Геомагнитное поле в прошлые геологические эпохи неоднократно изменяло свою полярность: происходили инверсии поля, которых начиная с кембрия насчитывается более тысячи. Шкала инверсий, датированная абсолютными методами, называется магнитохронологической шкалой (рис. 4.13).

Проанализируем кратко эти результаты. По модели центрального осесимметричного диполя магнитный полюс совпадает с географическим. Следовательно, обнаруженная миграция магнитного полюса должна одновременно рассматриваться и как миграция географического, т.е. оси вращения Земли. Вследствие закона сохранения момента количества движения изменение положения оси вращения требует наличия таких огромных сил, которых мы не видим ни на Земле, ни в космическом пространстве. Поэтому первый результат можно рассматривать не как перемещение полюса, а как движение (в противоположную сторону) верхней литосферной оболочки Земли. Такая интерпретация подтверждается вторым результатом. Ведь Северный полюс должен быть один, а не несколько, как это следует из второго результата. Поэтому расхождение кривых миграции полюсов разных континентов свидетельствует о том, что литосферная оболочка не перемещалась как единое целое, а двигались отдельные литосферные плиты, причем каждая по своей траектории.

Наконец, третий результат указывает на то, что геомагнитному полю присущи не только вековые вариации, но и более глубокие изменения — инверсии. Этот результат дополняет картину основных свойств поля и имеет огромное теоретическое значение при решении проблемы происхождения геомагнитного поля. Кроме того, временная шкала инверсий может служить независимым инструментом для определения возраста горных пород, что является фундаментальной задачей геологии.

Изучение аномального магнитного поля океана, предпринятое в последние десятилетия с помощью протонных и квантовых магнитометров, привело к результатам, которые оказались в прямой связи с результатами палеомагнитных исследований.

Протонные и квантовые магнитометры дают возможность проводить непрерывную запись магнитных профилей, что позволило осуществить точное и детальное магнитное картирование океанского дна. В результате были получены совершенно неожиданные картины океанских аномалий. В отличие от сложной формы аномалий на суше, которая сильно меняется от района к району, океанские магнитные аномалии имеют систематический характер почти

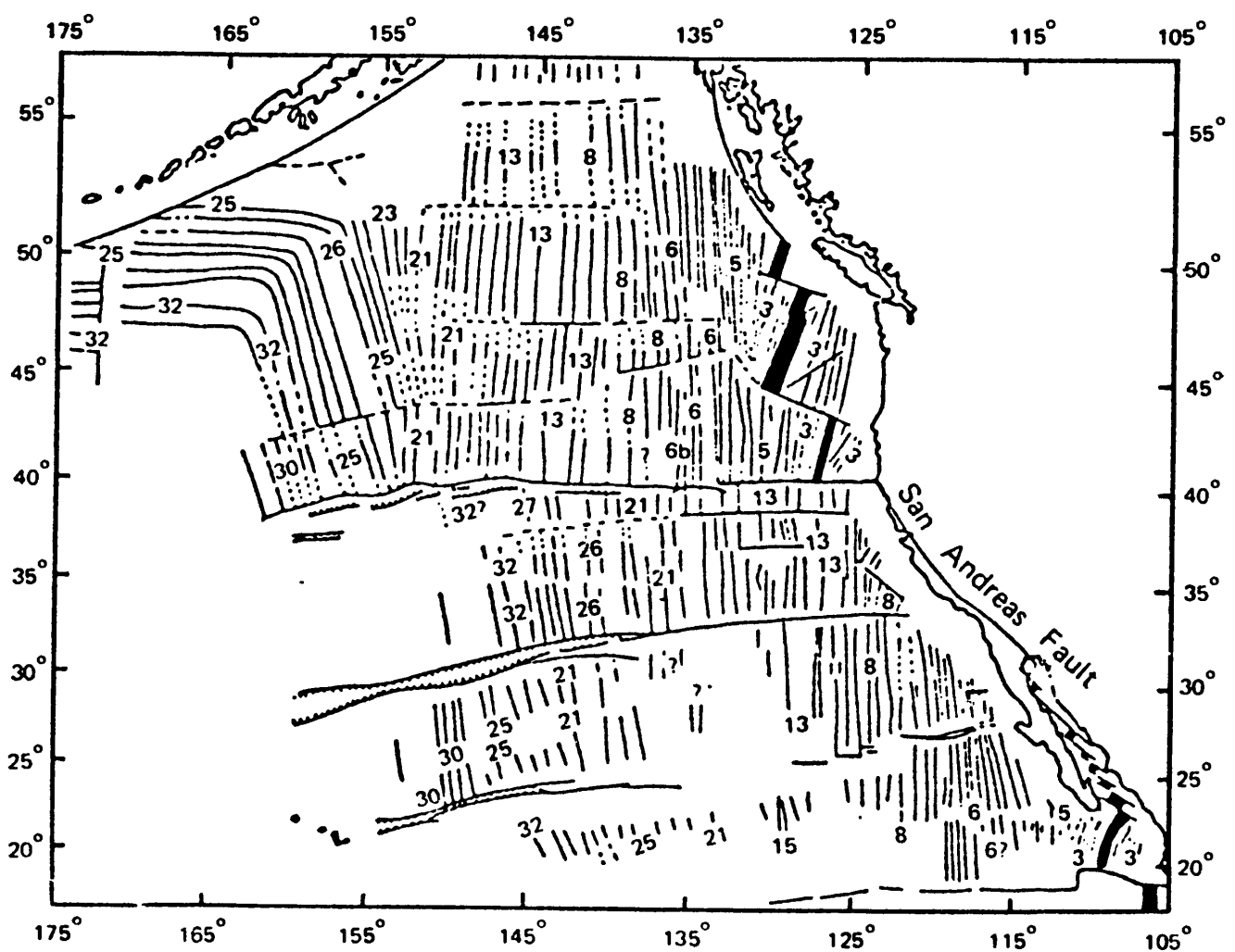


Рис. 4.14. Распределение линейных магнитных аномалий в Тихом океане (по Menard, 1969). Номера аномалий сопоставляются с их возрастом согласно рис. 4.13

на всех океанах. Параллельные полосы чередующихся знакопеременных аномалий тянутся на тысячи километров. На рис. 4.14 изображена общая картина мировых океанских аномалий. Интенсивность аномалий высока. Хотя они измерены на уровне моря, т.е. на высоте от 2 до 5 км над морским дном, их амплитуды изменяются от нескольких сотен до тысячи нТл. Приборы измеряли модуль T напряженности геомагнитного поля. Аномальная часть ΔT_a поля определялась как разность модулей полного T и нормального T_n полей:

$$\Delta T_a = T - T_n. \quad (4.42)$$

Геология океанского дна также существенно отличается от геологии континентов. Измерения глубин океанов показали, что на дне каждого океана существуют большие горные хребты, названные срединно-океанскими хребтами. Наиболее протяженным является Срединно-Атлантический хребет, протянувшийся от Исландии на юг по всей длине Атлантического океана параллельно береговым линиям Африки и Америки и далее на восток южнее Африки в Индий-

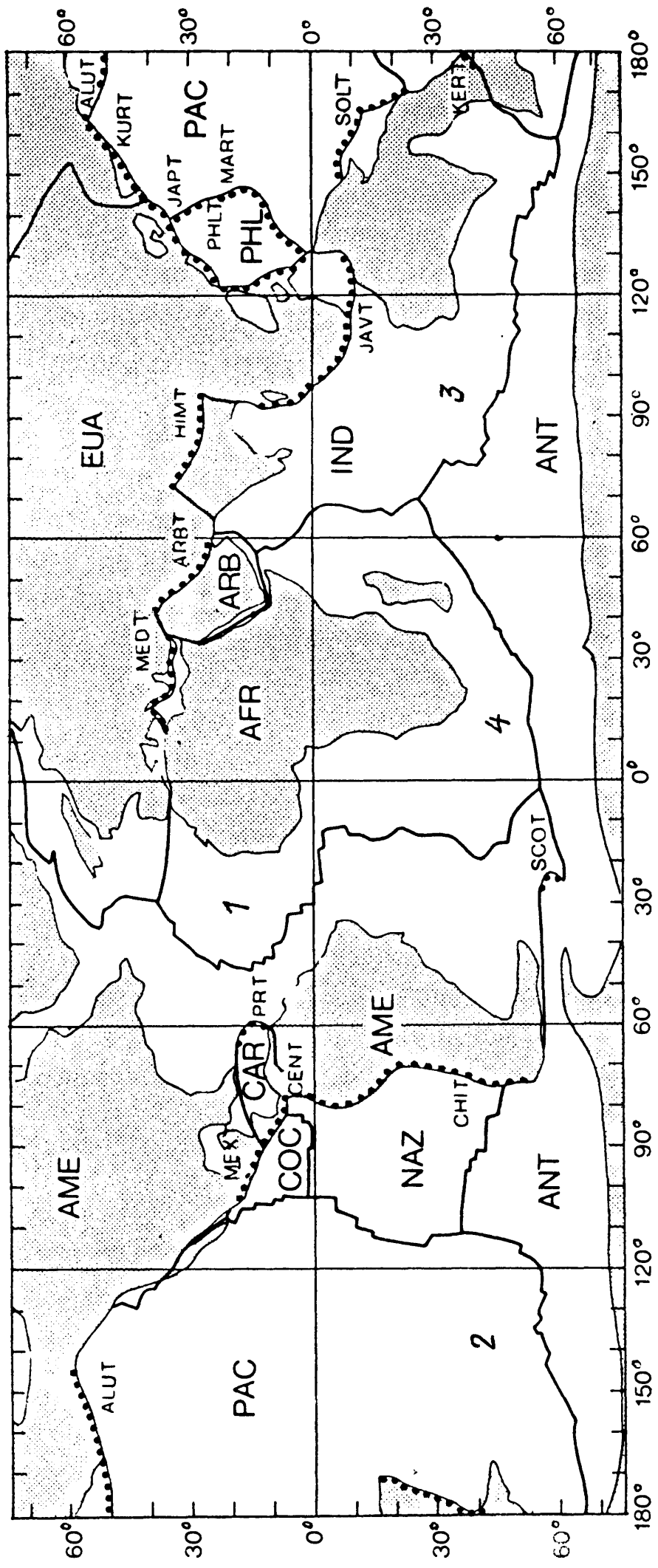


Рис. 4.15. Схема срединно-океанских подводных хребтов (цифрой 1 обозначен Срединно-Атлантический) (по Solomon, Sleep, 1974)

ский океан (1 на рис. 4.15). Аналогичные, но меньшие по размерам хребты есть в Индийском и Тихом океанах (2–4 на рис. 4.15). Эпицентры землетрясений располагаются вдоль хребтов.

Для объяснения такой структуры океанского дна была выдвинута гипотеза о том, что дно образуется и разрастается в результате внедрения изверженных пород в центральной части (рифтовые долины) океанских хребтов. Эти породы оттесняются в стороны, когда новая магма изливается в том же самом месте.

За 200–300 млн лет все раздвигающееся океанское дно обновляется, а прежние породы погружаются в мантию в так называемых зонах субдукции.

На основе этой модели Вайн и Метьюз объяснили происхождение линейных магнитных аномалий. После того как расплавы, поднимающиеся из мантии, затвердевают, они приобретают термооста-точную I_n , соответствующую направлению поля в это время. Новые порции магмы, появляющиеся в том же месте, при охлаждении могут намагнититься уже в поле противоположного знака в результате происходящих с течением времени инверсий. Поэтому чередование положительных и отрицательных аномалий — это результат чередования прямо- и обратномагнитных участков океанской коры. Таким образом, картина линейных магнитных аномалий является естественным следствием расширения (спрединга) океанского дна и инверсий геомагнитного поля. Линейные магнитные аномалии океана являются, по существу, палеомагнитными аномалиями, непосредственно связанными с магнитохронологией инверсий геомагнитного поля. Такая связь позволяет оценить время, протекшее между образованием любых двух аномалий. А зная их положение на океанском дне, можно рассчитать скорость спрединга дна в данном регионе океана.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ГЛАВНОГО ПОЛЯ

Для того чтобы выдвинуть разумные гипотезы о происхождении главного геомагнитного поля, необходимо достаточно хорошо знать, во-первых, основные свойства поля и, во-вторых, внутреннее строение Земли. Любая современная теория генерации главного поля не должна противоречить данным о его свойствах, основные из которых, как было показано выше, следующие.

1. В первом приближении главное поле является полем центрального, наклоненного к оси вращения Земли магнитного диполя.

2. Напряженность поля изменяется в среднем от $35 \cdot 10^3$ нТл на экваторе до $65 \cdot 10^3$ нТл на полюсах.

3. Магнитный момент земного диполя равен $8 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

4. Главному полю присущи вековые вариации, имеющие дискретный спектр с определенным набором периодов колебаний.

5. Имеет место западный дрейф недипольной части главного поля.

6. Главное поле время от времени изменяет свою полярность — происходят инверсии геомагнитного поля с характерными временами $10^5 \div 10^6$ лет.

Разумеется, ученые-геомагнитологи не откладывали вопрос о происхождении поля на то время, когда выяснятся все его свойства. Можно с уверенностью сказать, что и сейчас далеко не все свойства геомагнитного поля нам известны. Поэтому, начиная с Гильберта (1600), выдвигались самые разнообразные, в том числе и совершенно фантастические, гипотезы о происхождении геомагнитного поля, о которых можно прочитать в соответствующих книгах по геомагнетизму.

Если говорить о современных теориях геомагнитного поля, то следует начать с теории динамоэффекта Френкеля (1947), который впервые выдвинул разумную идею регенерации поля за счет вихревых движений в жидком электропроводящем ядре. В дальнейшем основополагающие работы по теории земного диполя выполнили Эльзассер и Буллард. Основой современных теорий являются уравнения Максвелла и гидродинамические уравнения движения жидкости (Навье—Стокса) и неразрывности. Рассмотрим уравнение Максвелла:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{j}, \\ \text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \text{div } \mathbf{B} = 0, \\ \mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}]), \end{array} \right. \quad (4.43)$$

где μ — магнитная проницаемость (она может быть равной μ_0), σ — электропроводность, j — плотность тока, E — электрическая напряженность, v — скорость движения проводящей жидкости.

Применим операцию rot к первому уравнению системы (4.43), при этом учтем, что $\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}])$ и $\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t$:

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = \mu \sigma (-\partial \mathbf{B} / \partial t + \text{rot } [\mathbf{v} \mathbf{B}]).$$

Из этого уравнения с учетом того, что $\text{rot rot } \mathbf{B} = \text{grad div } \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} = -\nabla^2 \mathbf{B}$, получим уравнение для магнитного поля

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot } [\mathbf{v} \mathbf{B}] + (\mu \sigma)^{-1} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4.44)$$

где $(\mu \sigma)^{-1} = \nu_m$ — магнитная вязкость, которая может рассматриваться как аналог кинематической вязкости ν .

В (4.44) помимо \mathbf{B} есть еще неизвестное \mathbf{v} , для определения которого следует использовать гидродинамические уравнения. Уравнение движения запишем в форме Навье—Стокса:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta^2 \mathbf{v} + \mathbf{g} - 2 [\boldsymbol{\omega} \mathbf{v}] + \frac{1}{\rho} [\mathbf{j} \mathbf{B}]. \quad (4.45)$$

В гидродинамике оператор $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v} \text{ grad})$. Выражая в (4.45) \mathbf{j} согласно первому уравнению (4.43), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \text{ grad } \mathbf{v} = & -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{g} - \\ & - 2 [\boldsymbol{\omega} \mathbf{v}] + \frac{1}{\mu \rho} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}]. \end{aligned} \quad (4.46)$$

Уравнение (4.46) — уравнение движения единицы объема жидкости, ρ — ее плотность, p — давление за вычетом гидростатического, ν — кинематическая вязкость, член $2 [\boldsymbol{\omega} \mathbf{v}]$ — сила Кориолиса, где $\boldsymbol{\omega}$ — угловая скорость вращения Земли. Последний член правой части представляет силу Лоренца. Для полного замыкания системы уравнений магнитной гидродинамики к (4.44) и (4.46) следует еще добавить уравнение неразрывности

$$\partial \rho / \partial t + \text{div } (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (4.47)$$

которое для несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$) будет иметь вид

$$\text{div } \mathbf{v} = 0. \quad (4.48)$$

В принципе, уравнения магнитной гидродинамики дают возможность в случае их строгого решения определить, существует ли самовозбуждающееся динамо в ядре Земли. Однако даже если бы были бы точно известны все члены уравнений, решение их было бы крайне затруднительно. А если учесть, что в применении к ядру Земли значения многих параметров уравнений либо известны приблизительно, либо вообще неизвестны, то задача гидромагнитного динамо Земли в такой общей постановке в настоящее время неразрешима.

Простейший начальный подход к проблеме генерации главного поля заключается в построении кинематических моделей земного динамо. При этом скорость жидкости считается заданной, а определяется только магнитное поле согласно (4.44). Выбор скорости частично определяется данными наблюдений, частично — соображениями симметрии и самой формой уравнений генерации. Например, наличие западного дрейфа указывает на существование азимутальной скорости и дает порядок ее величины. Уже первые кинематические модели показали, что кроме меридионального (полоидального) поля, которое проникает наружу и наблюдается на поверхности Земли, в земном ядре имеется также гораздо большее азимутальное (тороидальное) поле с замкнутыми силовыми линиями, которое не выходит из ядра наружу. Относительная скорость ядра и мантии возникает за счет значительного магнитного взаимодействия мантии с ядром.

С.И. Брагинский рассмотрел кинематические модели с помощью уравнений генерации и показал, что можно подобрать правдоподобные скорости в ядре, которые приводят к генерации магнитного поля, близкого к реально наблюдающемуся. Из теории вытекает, что наличие несимметричных скоростей, необходимых для генерации поля, вызывает появление соответствующих несимметричных компонент магнитного поля **В**.

Отсюда следует, что наблюдающиеся поперечные составляющие магнитного диполя — наклон магнитной оси, а также более высокие гармоники, например квадрупольные, дающие эксцентриситет диполя, — не являются случайными, а непосредственно связаны с самим механизмом генерации. Наличие этих составляющих, согласно С.И. Брагинскому, связано с несимметричными движениями в ядре, приводящими к невыполнению условий запрещающей генерацию теоремы Каулинга, что и необходимо для работы динамо.

Согласно теории С.И. Брагинского, возникающая в результате действия гидромагнитного динамо генерация главного поля не является стационарной, а испытывает ряд колебаний, которые можно сопоставить с вековыми вариациями геомагнитного поля.

Основное колебание поля с $T \approx 8000$ лет, представляющее изменение дипольной части поля в 1,5–2,0 раза, связано, согласно теории, со временем взаимодействия между тороидальными и полоидальными полями в объеме ядра Земли в процессе крупномасштабной конвекции вещества ядра. Колебания с $T \approx 600–1800$ лет, обуславливающие движение и распад крупных неоднородностей геомагнитного поля, объясняются неустойчивостью осесимметричного радиального потока вещества в низких широтах, при которой взаимодействие магнитных, архимедовых и кориолисовых сил приводит к возник-

новению своеобразных МАК-волн, движущихся в широтном направлении.

60-летние вариации, по С.И. Брагинскому, объясняются крутильными колебаниями в системе ядро — мантия, возникающими при движении альвеновской волны в жидком ядре Земли. Вариации с $T \approx 4-40$ лет внутриземного происхождения связаны с мелкомасштабными турбулентностями в верхних частях ядра, осуществляющими более эффективное “перемешивание”, чем механизм молекулярного переноса.

Существуют и другие подходы к теории происхождения геомагнитного поля. Теория гидромагнитного динамо является только наиболее распространенной среди геофизиков. Однако и в этой теории разработаны лишь кинематические аспекты, практически не разработанными остаются проблемы динамики и энергетики земного динамо.

ГЛАВА 5

ЛИТОСФЕРА ЗЕМЛИ И ЕЕ ЭВОЛЮЦИЯ

ЛИТОСФЕРА И АСТЕНОСФЕРА

Достаточно детально сейсмическими и другими геофизическими методами изучена *верхняя мантия* Земли. Эта часть Земли наиболее доступна для геофизического изучения и наиболее важна для жизни человечества. Верхняя мантия простирается от границы Мохо до глубины 400 км. В состав верхней мантии входит нижняя часть литосферы и верхняя часть астеносферы. *Литосфера* представляет собой каменную (твердую и прочную) верхнюю оболочку Земли. Ее толщина изменяется от 50 до 150 км в разных регионах Земли, следовательно, литосфера включает земную кору и часть верхней мантии, в которой мантийное вещество настолько остыло, что превратилось в горную породу.

Глубже литосферы находится зона пониженных скоростей (по сравнению с таковыми в литосфере) сейсмических волн. Эта зона, простирающаяся от подошвы литосферы до ~300–400 км, называется *астеносферой*. Слои астеносферы легко деформируются под действием сдвиговых напряжений за счет пластичности (ползучести) астеносферного вещества. Такое поведение вещества связано с его частичным плавлением. Прохождение поперечных сейсмических волн через астеносферу указывает на то, что плавление не может быть полным и вещество должно находиться в состоянии, близком к твер-

дому. Процент расплава вещества по разным косвенным данным изменяется от нескольких единиц до 20. Такое состояние астеносферы приводит к достаточно сильному затуханию поперечных сейсмических волн.

Литосфера в зависимости от географических координат изменяется не только по толщине, она вообще не является однородной монолитной оболочкой. Основную структуру литосферы можно понять, рассматривая строение поверхности Земли. В первом приближении поверхность разделяется на приподнятый над средним уровнем моря континентальный регион и опущенный океанский регион. К континентам примыкает материковая отмель (шельф), затем идет с резким углублением континентальный склон, переходящий в типичное океанское дно. Рассыпанные в океанах острова, цепочки островов, островные дуги, отделяющие от океанов краевые моря, являются самостоятельными структурами, имеющими свое особое строение и историю. Средний уровень океанского дна расположен на 4,6 км ниже среднего уровня суши.

Если мысленно рассматривать сверху земной шар без его водной оболочки, то можно увидеть горные системы и обширные континентальные равнины, на океанском дне — линейные системы срединно-океанских хребтов и глубоководных желобов, которые во многих местах разорваны трансформными разломами. Эти линейные системы делят литосферу на части, называемые *литосферными плитами*. Линейные системы характеризуются высоким уровнем сейсмичности, поэтому на карте их можно выделить по оконтуривающим их узким поясам сейсмичности (см. рис. 2.15). Как следует из рис. 4.5, деление литосферы на плиты не связано с делением на материки и океаны. Большинство плит включает как материковые, так и океанские участки. Только одна крупная плита (Тихоокеанская) имеет исключительно океанскую поверхность. Границы плит бывают трех типов: 1) конструктивные границы, где происходит наращивание плит, 2) деструктивные границы — границы поглощения плит и 3) границы скольжения, связанные с трансформными разломами. Каждый тип границ имеет свое выражение в рельефе, что позволяет проводить разбиение литосферы на плиты на основе данных о геологическом строении Земли.

Срединно-океанские хребты и внутриконтинентальные рифтовые зоны образуют единую глобальную систему рифтов (разломов). Оба типа структур являются зонами, где действуют напряжения растяжения. Срединно-океанские хребты имеют в ширину одну-две тысячи километров и возвышаются над дном океанских котловин на

2–3 км. Полная протяженность хребтов составляет около 80 000 км. На осях большинства хребтов расположены рифтовые долины шириной 10–20 км и глубиной (от гребней гор) ~2 км.

ТЕКТОНИКА ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ

Как уже отмечалось, в результате поступления на поверхность Земли в осевых зонах срединно-океанских хребтов мантийного вещества происходит раздвигание (спрединг) океанского дна в стороны от хребтов, опоясывающих весь земной шар. Гипотеза спрединга была выдвинута в 1960 г. и пришла на смену гипотезе дрейфа континентов, предложенной А. Вегенером еще в 1912 г.

По гипотезе спрединга расширение океанского дна обусловлено конвективными потоками вещества в подстилающей литосфере мантии, горячее вещество которой выносится наружу в осевой зоне океанских хребтов — местах расположения рифтов. Поскольку площадь земной поверхности остается постоянной, появление дополнительного вещества литосферы (и соответственно коры) должно сопровождаться уменьшением этого вещества в каких-то других зонах. Такими зонами (зонами субдукции) являются океанские желоба, расположенные вблизи островных дуг или так называемых активных континентальных окраин (например, западное побережье Южной Америки). В области желобов происходит погружение океанской литосферы, которая вначале уходит под островную дугу, а затем дальше под континент на глубину, достигающую ≈ 700 км. По-видимому, именно этот процесс вызывает дрейф континентов. Например, Северная Америка и Европа постепенно удаляются друг от друга по мере того, как между ними образуется новая океанская кора и раздвигается Атлантический океан.

Естественно, что поступление мантийного вещества в глобальной системе рифтовых зон приводит к сложной картине взаимосвязанных перемещений литосферных плит. Теоретическая концепция, которая рассматривает и объясняет эти перемещения, получила название концепции *тектоники литосферных плит*. Существенным шагом в разработке тектоники плит (или новой глобальной тектоники) была гипотеза Вайна и Метьюза (1963), объясняющая природу линейных океанских магнитных аномалий.

В первые годы после создания основных представлений тектоники плит ученые предполагали, что движение плит происходит путем увлечения жестких литосферных плит мантийными течениями. В настоящее время большинство геофизиков считают, что само движение литосферы является частью крупномасштабной конвекции

в верхней мантии, при этом литосферные плиты за счет сил вязкого трения увлекают подстилающую их астеносферу. Таким образом, не астеносферный поток тянет литосферные плиты, а, наоборот, плиты приводят в движение вязкую астеносферу, которая это движение тормозит. Главной движущей силой в тектонике плит является сила тяги холодного, тяжелого, погружающегося в мантию литосферного блока, т.е. в конечном счете сила гравитации. Однако полная картина течений в мантии Земли зависит от величины и распределения источников энергии в земных недрах.

Долгое время оставался загадочным механизм передачи внутренней энергии Земли на ее поверхность, в результате действия которого земная поверхность приобрела тот неповторимый облик, который отличает нашу планету от Луны и других планет земной группы. Только с открытием разрастания океанского дна появилась возможность объяснить этот механизм. При разрастании дна из недр Земли выносятся огромное количество тепловой энергии. По современным представлениям такие процессы, как рождение литосферных плит в рифтовых зонах срединно-океанских хребтов, их последующее раздвигание в стороны и, наконец, погружение в мантию у глубоководных желобов, являются частью конвекции в верхней мантии. Конвекция в нижней мантии происходит отдельно от конвекции в верхней. Из нижней мантии в верхнюю поступает поток тепла, который заметно больше, чем дает тепловыделение в обедненной радиоактивными элементами верхней мантии. Таким образом, конвекция в верхней мантии обусловлена подводом тепла снизу. Вопрос о внутренних источниках тепла в верхней мантии до конца не выяснен.

Большая часть выводов тектоники плит следует из чисто геометрических соображений независимо от характера процессов, вызывающих движение плит. Любое возможное на сферической поверхности перемещение плиты получается вращением ее около некоторой оси, проходящей через центр сферы. Точки пересечения этой оси с поверхностями плит называются полюсами. Относительное движение двух плит определяется полюсом вращения и угловой скоростью изменения соответствующих осей. Используя геометрические представления, можно произвести реконструкции расположения плит в древнее геологическое время, можно также реконструировать и их будущее расположение. Французский ученый Ле Пишон еще в 1968 г. произвел основные реконструкции, разделив поверхность Земли на шесть главных плит. С помощью рассчитанных им данных о полюсах вращения и угловых скоростях каждой пары раздвигающихся плит при предположении постоянства площади поверхности

Земли он получил следующие основные результаты. Евразия и Америка сближаются со скоростью около 2–4 см/год. При такой скорости Тихий океан должен исчезнуть приблизительно через 300 млн лет, хотя полного исчезновения океана может не произойти из-за столкновения континентов Евразии и Америки. Из расчетов следует, что Американская, Евразийская и Африканская плиты в настоящее время увеличиваются в размерах, размеры Индийской и Антарктической плит заметно не изменяются, а Индийский океан и Срединно-Атлантический подводный хребет должны удаляться друг от друга. При детальном изучении направлений разрастания в Атлантическом океане получилось, что Северный и Южный Американские континенты движутся навстречу друг другу. Это встречное движение противоречит постоянству площади поверхности Земли, поэтому автор расчетов предположил, что излишки поверхности разрушаются в сложном по структуре районе островных дуг, глубоководных желобов и трансформных разломов Карибского моря.

По данным геофизических исследований дна Красного моря, наблюдается разрастание этого меридионально вытянутого моря так, что Аравийский полуостров удаляется от Африки. Исследования, проведенные на Байкале, указывают на то, что рифт, в котором расположено озеро, расширяется, через многие миллионы лет произойдет его раскрытие и в этом регионе возникнет новый океан.

Наиболее ценно в представлениях тектоники литосферных плит то, что они позволяют с единых позиций объяснить происхождение основных поверхностных структур Земли.

Отметим, однако, что концепция литосферных плит не является общепринятой, хотя ее поддерживает большинство геологов и геофизиков. Поэтому ее пока можно рассматривать как весьма удачную гипотезу, которая в основном непротиворечиво описывает общепланетарные геолого-геофизические процессы. Дальнейшая разработка этой гипотезы должна привести к очень важным результатам независимо от того, будет ли она в конце концов принята или отвергнута.

Итак, согласно концепции тектоники плит, океанские хребты возникли в результате активного новообразования коры, их рост в высоту происходит за счет оттока масс вещества из подстилающего слоя мантии. Системы рифтовых долин представляют собой зарождающиеся подводные хребты и линии раскалывания континентов. В тех местах, где океанская кора погружается вглубь, в мантию (зоны субдукции), образуются глубоководные океанские желоба. На континентальной стороне некоторых глубоководных желобов при сжатии подвигающихся плит образуются островные дуги, дугообразная фор-

ма которых создается прогибом океанской коры у прилегающих желобов.

В результате сжатия континентальной коры сходящимися плитами возникают молодые складчатые горы, горообразование объясняется тем, что континентальная кора имеет малую плотность и поэтому при столкновении плит не может опуститься в мантию. При боковых перемещениях соседних плит возникают крупные поперечные сдвиги (трансформные разломы). Там где сходящиеся блоки океанской и континентальной коры воздействуют друг на друга, возникают сейсмически активные континентальные окраины. Асейсмичные континентальные окраины создаются там, где средние области океанской и континентальной коры образуют часть одной и той же плиты.

Происхождение вторичных тектонических структур, например бассейнов и геосинклиналей, по-видимому, связано с такими первичными структурами, как горные цепи и континентальные окраины.

ЗЕМНАЯ КОРА

В заключение кратко охарактеризуем верхнюю оболочку литосферы — земную кору. Земная кора отличается от подкорковых частей литосферы строением и химическим составом. Как отмечалось выше, граница, отделяющая кору от верхней мантии, открыта сейсмологом Мохоровичичем, она характеризуется резким скачком скоростей P -волн от 7,4 до 8,2 км/с. На формирование поверхности земной коры оказывают воздействие тектонические движения, создающие неровности рельефа, процессы денудации рельефа за счет разрушения и выветривания слагающих его горных пород, а также процессы осадконакопления. Максимальная контрастность рельефа наблюдается в местах наибольшей современной тектонической активности Земли, например, перепад рельефа между Перуано-Чилийским глубоководным желобом и вершинами Анд достигает 16–17 км. Значительные контрасты высот (7–8 км) и большая расчлененность рельефа наблюдаются в современных зонах столкновения континентов, например в Альпийско-Гималайском складчатом поясе за счет давления врезавшейся в Азию Индии.

Более древние горные пояса, такие, как Урал и Аппалачи, денудированы настолько, что перепады высот в них не превышают 1–2 км. Постоянно накапливающиеся во впадинах осадочные толщи погребают под собой формы рельефа коренных пород земной коры.

Геолого-геофизические исследования показали, что существует два типа земной коры: более плотная базальтовая кора под океанами и менее плотная гранитная кора континентов.

Океанская кора представляет собой верхний дифференцированный слой мантии, перекрытый сверху тонким слоем пелагических осадков. Океанская кора состоит из трех слоев. Слой 1 лежит непосредственно под морской водой, средняя толщина водного слоя 4,5 км, скорость P -волн 1,5 км/с. Скорость P -волн в 1-м слое, образованном пелагическими осадками, составляет 1,6–2,5 км/с, его средняя толщина 0,4 км. Слой 2 в верхней части сложен подушечными лавами толеитовых базальтов океанского типа (слой 2а), ниже располагаются долеритовые дайки того же состава (слой 2б). Скорость P -волн в слое 2 изменяется от 4 до 6 км/с, средняя толщина составляет 1,5 км. Верхняя часть слоя 3 сложена габбро, нижняя часть — серпентинитами. Скорость P -волн в слое 3 составляет 6,4–7,0 км/с, его средняя толщина 5 км. Таким образом, общая толщина (или мощность) океанской коры 7 км.

На границе Мохо наблюдается скачок P -волн от 6,4 до 8,6 км/с.

В связи с тем что океанское дно постоянно обновляется за счет процесса спрединга с постоянным погружением океанской коры и накопившихся на ней осадков в мантию, океанские впадины так и не успели засыпаться осадками. Это приводит также к тому, что возраст океанского дна повсеместно оказывается сравнительно молодым, он не превышает 160 млн лет, вода океанов намного древнее, ее возраст достигает 3 млрд лет.

Основными структурами дна океанов являются океанские котловины, океанские хребты, глубоководные желоба и континентальные окраины, которые в свою очередь состоят из шельфа, материкового склона и материкового подножия.

Континентальная кора как по строению, так и по составу резко отличается от океанской. Ее толщина изменяется от 20–25 км под островными дугами и участками с переходным типом коры до 80 км под молодыми складчатыми поясами Земли. Средняя толщина коры 35 км. Строение континентальной коры в противоположность океанской более сложное и неоднородное. Однако в ней также выделяют 3 слоя: верхний осадочный и два нижних, сложенных кристаллическими породами. Почти повсеместно под континентальной корой определяется граница Мохо. Скорости сейсмических P -волн в слоях коры нарастают сверху вниз: от 2 до 5,5 км/с в осадочном слое, 6–6,5 — в верхнем слое, 6,6–7,0 — в нижнем слое, ниже границы Мохо — 8–8,2 км/с.

Верхний слой кристаллических пород представлен древними докембрийскими породами гранитогнейсового состава, поэтому его иногда называют “гранитным”. Нижний слой сложен породами среднего и основного состава, метаморфизованными до амфиболитовой и даже гранулитовой фации. Нижний слой иногда называют “базальтовым”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ изложенных выше основных данных о Земле, ее внутреннем строении и эволюции и их сопоставление с тем, что известно об окружающем нас Космосе, показывают, что Земля является уникальной, единственной пригодной для жизни планетой не только в Солнечной системе, но и в окрестностях Солнца, которые простираются на десятки и сотни световых лет. Лик Земли, ее континенты и океаны, горы, впадины и равнины сформировались в результате сложных процессов движения литосферных плит и конвекции в верхней и нижней мантии. И даже конвекция в ядре Земли оказывает влияние на мощные извержения раскаленных магм в различных точках земной поверхности. Эти процессы осуществляются в основном за счет тепловой энергии Земли, которая выделялась при гравитационном сжатии и распаде радиоактивных веществ. И в настоящее время Земля является активно эволюционирующей планетой. На определенном этапе развития Земли произошло образование океана и атмосферы.

Вода и газы содержались в твердых веществах, которые образовывали тело Земли на ранних этапах ее эволюции. В результате нагрева Земли пары воды и газы поднимались к поверхности и выходили на нее в процессе извержений магм, вулканической деятельности, а также в виде горячих источников и газовых фонтанов. Все это привело к образованию первичных океана и атмосферы.

Эволюция нашей планеты происходила таким образом, что после образования земной коры создались условия для возникновения и развития органической и в конце концов разумной жизни. Жизнь живых существ связана с определенной геологической оболочкой нашей планеты — биосферой. В.И. Вернадский впервые высказал следующее соображение: “Под влиянием научной мысли и человеческого труда биосфера переходит в новое состояние — ноосферу” — сферу человеческого разума.

И вот после образования ноосферы в результате деятельности разумного человечества на нашей планете возникает, как это ни странно, новая глобальная проблема — проблема сохранения жизни на Земле, сохранения биосферы. А так как биосфера является продуктом деятельности других геологических оболочек и взаимодействует с ними, то мы сталкиваемся с проблемой сохранения условий существования живой и неживой природы в верхних оболочках Земли. Эта жизненно важная для нас проблема требует специального всестороннего изучения.

В настоящее время уже формируется новая наука — глобальная экология, в задачи которой входит комплексное исследование верхних оболочек Земли, включая биосферу, влияния на них стихийных геофизических и технологических катастроф, антропогенного воздействия, а также разработка методов сохранения жизни природы и человека. Существенным компонентом глобальной экологии наряду с другими науками является геофизика: физика твердой Земли, атмосферы и океана.

ЧАСТЬ II

ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ

ГЛАВА 1

СТРОЕНИЕ, СОСТАВ И ТЕРМОДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ

ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ АТМОСФЕРЫ

Атмосфера представляет собой почти прозрачную для солнечного излучения газовую оболочку нашей планеты. Хотя снимки, полученные из космоса, свидетельствуют о концентрации воздушной массы у поверхности Земли (рис. 1.1), тем не менее имеют место явления, например полярные сияния, которые развиваются на огромной высоте (до 1000 км), что говорит о наличии там атмосферных газов. На рис.1.2 приведено вертикальное распределение массы атмосферы. Из приведенных рисунков следует, что основная масса атмосферы сосредоточена в слое толщиной около 30 км. Более того, расчеты показывают, что половина всей массы атмосферы заключена в слое толщиной в 6 км. Примечательно, что облачные системы также формируются и развиваются в слоях на указанных высотах (6–10 км).

Современная земная атмосфера является итогом долгого процесса эволюции, который начался примерно 3–4 млрд лет тому назад. За это время атмосфера многократно изменяла свой состав и свои свойства. “Атмосфера” — значит паровая сфера (“атмо” — “пар”). Теперь мы далеко ушли от такого примитивного представления. В начале на нашей планете не было атмосферы. При образовании планет первичное вещество из-за гравитации сжималось. При этом температура поднималась и происходило расплавление вещества. В глубинах планеты концентрировалось тяжелое вещество, а кора Земли сложилась из легких пород. Газообразные же продукты реакции, имевшие место в расплаве, создали первичную атмосферу. Этот процесс усиливался множеством действующих вулканов, которые выбрасывали огромное количество водяного пара, пепла, углекислого газа, окиси углерода, сернистого газа.

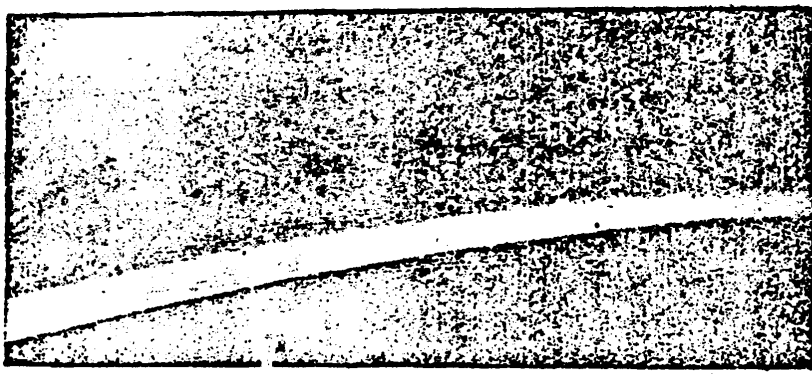


Рис. 1.1. Атмосфера, какой ее видел Д. Глен с высоты 200 км над Индийским океаном после захода Солнца 20 февраля 1962 г. (по Флиглю, Бузингеру, 1965)

дями и, выпадая, принимала участие в биологических процессах на Земле. В 1920-х гг. английский биолог Хелдли высказал гипотезу, по которой атмосфера первоначально состояла из H_2O , CO_2 , CH_4 и NH_3 . Эти вещества образовали основу первых органических соединений в первичном океане. При этом энергия для образования сложных молекул могла поступать в результате прихода ультрафиолетового излучения.

Взгляд Хелдли был пересмотрен русским ученым А.И. Опариным. Он считал, что основными составляющими первичной атмосферы были водород, водяной пар, аммиак и метан. Примерно 2,5–3 млрд лет назад под влиянием солнечной радиации начали возникать органические вещества. В результате процессов, природа которых пока не выяснена, они образовали сложные клетки, ставшие основой первичных, а затем и более развитых форм жизни.

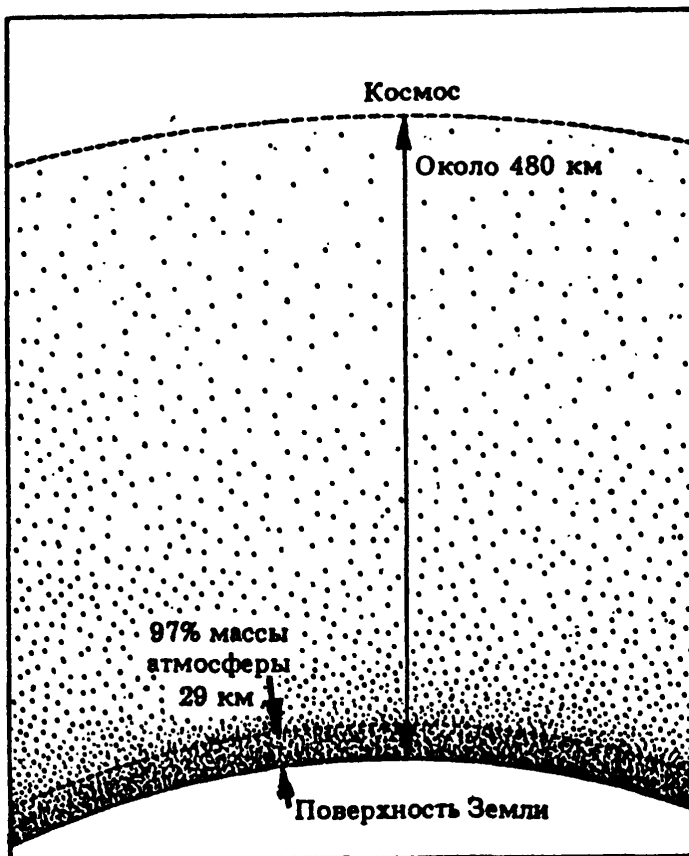


Рис. 1.2. Вертикальное распределение массы атмосферы

Вначале из-за высокой температуры конденсация газов не происходила, однако со временем в атмосфере появилась капельная вода и стали выпадать обильные дожди. Это привело к образованию первичного океана. Значительная часть углекислого газа растворялась дождями и, выпадая, принимала участие в биологических процессах на Земле.

В результате процессов, природа которых пока не выяснена, они образовали сложные клетки, ставшие основой первичных, а затем и более развитых форм жизни.

Кислород, один из главных газов, поддерживающий жизнь на Земле, начал поступать в атмосферу на сравнительно позднем этапе развития планеты. Предположительно он возник в результате взаимодействия солнечной радиации с молекулами воды и расщепления их на молекулы водорода и кислорода в атмосфере. По другой версии кислород появился как побочный продукт фотосинтеза первичного растительного покрова Земли.

В настоящее время состав атмосферы хорошо известен. Она в основном состоит из азота и кислорода и нескольких второстепенных газов (табл. 1). Кроме того, атмосфера содержит различные переменные компоненты. К ним относятся водяной пар, двуокись углерода, озон, двуокись серы, двуокись азота (табл. 2).

Таблица 1

*Постоянные компоненты воздуха
(Флигль, Бузингер, 1965)*

Компонента	Формула	Относительная молекулярная масса	% объема
Азот	N ₂	28,016	78,110 ± 0,004
Кислород	O ₂	31,9986	20,953 ± 0,001
Аргон	Ar	39,942	0,934 ± 0,001
Неон	Ne	20,182	(18,18 ± 0,04) · 10 ⁻⁴
Гелий	He	4,003	(5,24 ± 0,004) · 10 ⁻⁴
Криптон	Kr	83,80	(1,14 ± 0,01) · 10 ⁻⁴
Ксенон	Xe	131,3	(0,087 ± 0,001) · 10 ⁻⁴
Водород	H ₂	2,016	0,5 · 10 ⁻⁴
Метан	CH ₄	16,043	2 · 10 ⁻⁴
Закись азота	N ₂ O	44,015	(0,5 ± 0,1) · 10 ⁻⁴

Таблица 2

*Переменные компоненты воздуха
(Флигль, Бузингер, 1965)*

Компонента	Формула	Относительная молекулярная масса	% объема
Вода	H ₂ O	18,005	0-7
Двуокись углерода	CO ₂	44,009	0,01-0,1 (у поверхности); среднее 0,032
Озон	O ₃	47,998	0-0,01
Двуокись серы	SO ₂	64,064	0-0,0001
Двуокись азота	NO ₂	46,007	0-0,000002

Из табл. 1 следует, что самый распространенный газ в атмосфере — азот. В газообразном состоянии азот химически нейтрален, а

в соединениях играет важную роль в обмене между растительным и животным миром.

Вторым атмосферным газом (по объему) является кислород. Он самый активный газ. Между тем содержание кислорода в атмосфере практически неизменно, что объясняется уравниванием расхода и прихода в процессе кислородного обмена в экосистеме животные—растения.

МАССА АТМОСФЕРЫ

Давление воздуха у поверхности Земли, как известно, равно $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па, следовательно, на всю поверхность Земли $S_{\oplus} = 4\pi R_{\oplus}^2$ действует сила $F = 4\pi R_{\oplus}^2 \cdot p_0$, равная весу всей атмосферы $F = m_a g$. Из равенства этих сил получаем выражение для массы атмосферы: $m_a = 4\pi R_{\oplus}^2 p_0 / g \simeq 5,3 \cdot 10^{18}$ кг.

Так как масса Земли $m_{\oplus} = 6 \cdot 10^{24}$ кг, то масса атмосферы примерно в 10^6 раз меньше массы Земли.

Сравним ее с массой Мирового океана, равной $m_w = 1,4 \cdot 10^{21}$ кг.

Получим, что масса атмосферы примерно в 300 раз меньше массы Мирового океана.

КАК УДЕРЖИВАЕТСЯ АТМОСФЕРА ПЛАНЕТ?

Гравитационное притяжение Земли не только создает давление атмосферы, но и препятствует расширению газа в космос. Скорость молекулы газа при температуре $T = 300$ К может быть оценена из выражения $mv^2/2 = kT$ или $v = \sqrt{kT/m}$, где k — постоянная Больцмана, m — масса молекулы. Если скорость молекул газа будет сравнима со второй космической скоростью Земли $v_k = \sqrt{2gR_{\oplus}} = 11,2$ км/с, то тогда гравитационное поле Земли не сможет удерживать атмосферу. Тепловая скорость молекулы водорода равна 1,1 км/с, гелия — 0,8 км/с, а средняя скорость молекул азота и кислорода равна примерно 0,3 км/с. Это означает, что Земля может удержать свою атмосферу. На самом деле малая часть молекул газов воздуха покидает Землю. Это происходит из-за того, что в верхней атмосфере (в термосфере) температура достигает 1200 К.

ВЕРТИКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА АТМОСФЕРЫ

Первые 90 км высоты атмосферы характеризуются однородностью состава. Этот слой называется гомосферой, и воздух в нем хорошо перемешан (рис. 1.3).

Выше лежит гетеросфера — часть земной атмосферы с переменным составом, где относительная концентрация гелия и водорода увеличивается с высотой. Практически покидают атмосферу Земли только эти два газа.

Между тем их концентрация не уменьшается в гетеросфере. Это объясняется тем, что гелий выделяется в земной коре в результате процессов радиоактивного распада, а водород поступает, как продукт распада водяного пара после разложения воды под воздействием ультрафиолетовой части солнечной радиации в верхней атмосфере (на высоте 30–50 км).

Поскольку секундный расход водорода составляет 1 кг, а такое количество его содержится в 9 кг воды, то запасы воды можно считать “неисчерпаемыми” (ее хватит на $5 \cdot 10^{12}$ лет).

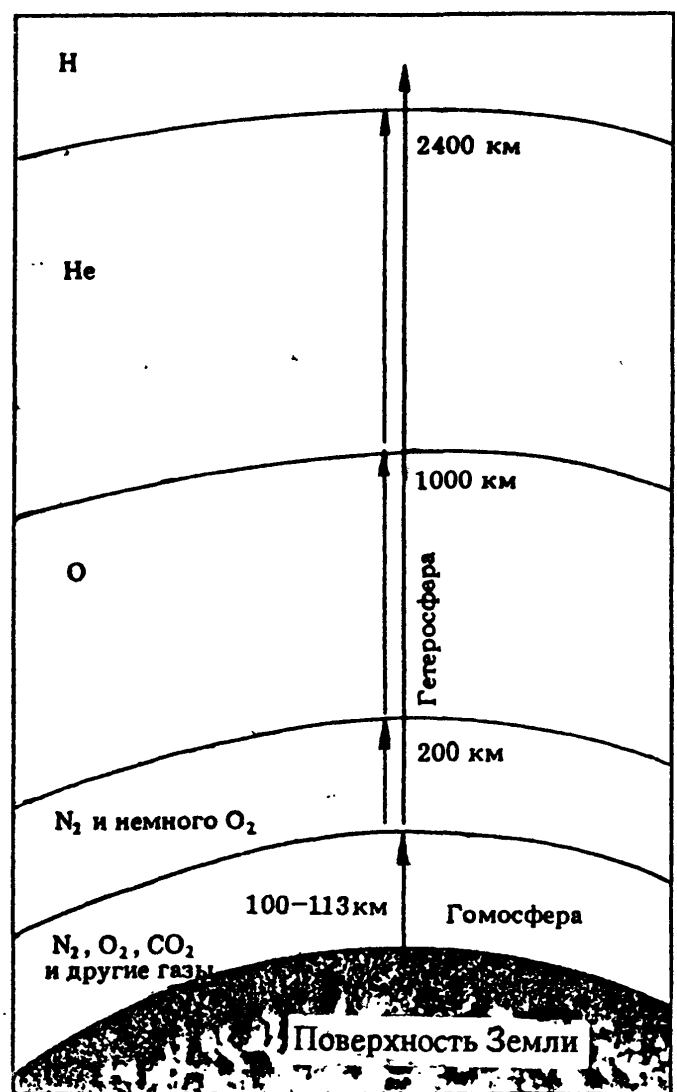


Рис. 1.3. Слои атмосферы: гетеросфера и гомосфера

СЛОИ АТМОСФЕРЫ

Слоистое строение атмосферы было установлено только в начале XX в. В наше время в результате вертикального зондирования атмосферы высотными шарами — зондами и ракетами — установлено, что с высотой сложным образом изменяется температура и некоторые физические и химические свойства атмосферы. На рис. 1.4 приведены слои атмосферы, выделенные на основании физических свойств.

Самый нижний слой — тропосфера — имеет высоту 17 км над тропиками и 10 км над полюсом. Температура в ней падает от нормальной (примерно 300 К или $\approx 30^\circ\text{C}$) до -75 и -55°C на экваторе и полюсе соответственно. Этот слой сильно турбулизирован. Нужно отметить, что все перемены погоды и климата являются результатом физических процессов, имеющих место в тропосфере. Это выдвигает проблему исследования тропосферы на первый план.

Выше расположена стратосфера, которая достигает 50 км. Особенность ее состоит в резком повышении температуры с высотой.

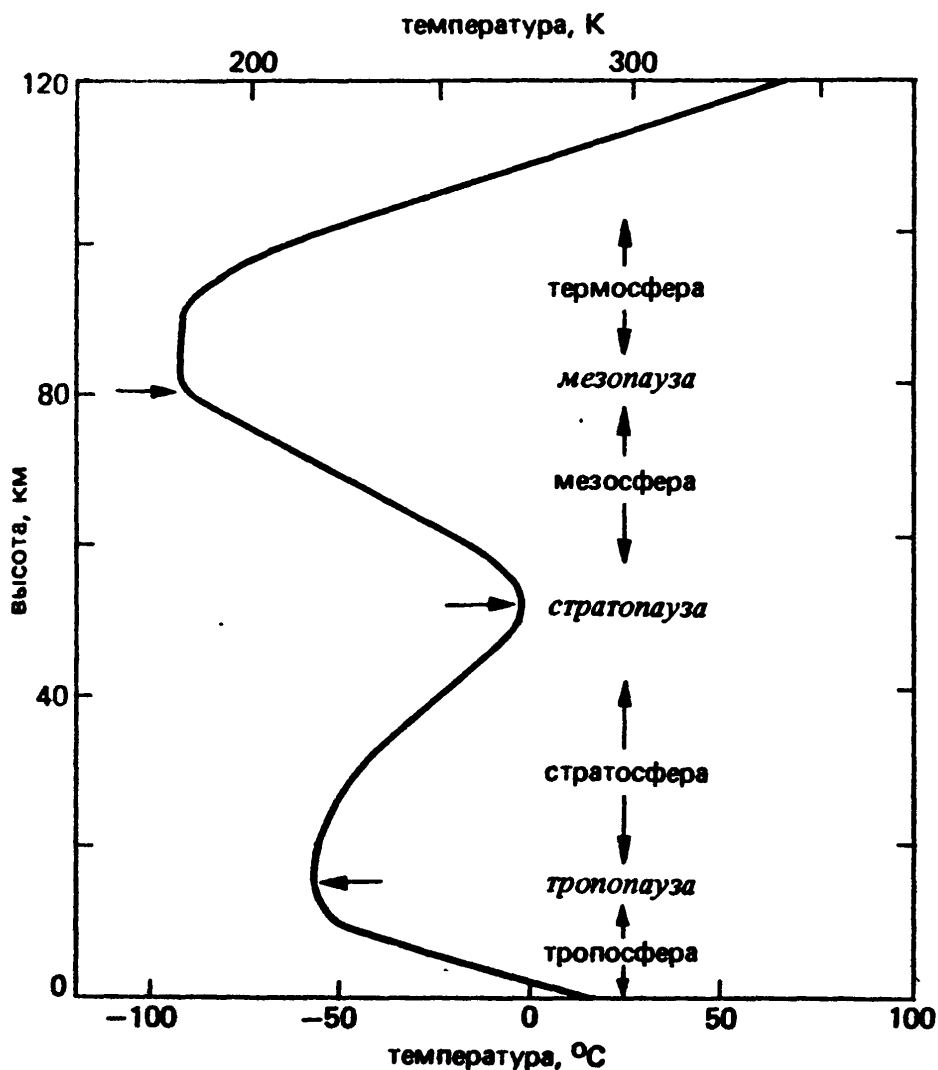


Рис. 1.4. Слои атмосферы, выделенные на основании физических свойств

ослаблению ультрафиолета и тем самым способствует поддержанию жизни на Земле. В озоносфере устанавливается градиент температуры, равный $0,62^{\circ}\text{C}$ на 100 м. На высоте 55 км в стратопаузе температура повышается до 0°C .

Выше 55 и до 80 км температура падает до -85°C , это мезосфера (мезо — средний). Выше 100 км начинается термосфера, здесь идет повышение температуры, и на высоте 400 км она достигает 1200°C . Выше термосферы расположена экзосфера, которая является внешней оболочкой атмосферы. Хотя температура в экзосфере высокая, однако давление здесь очень низкое: $\sim 10^{-8}$ мм рт. ст. Молекулы водорода и гелия не сталкиваются, но их кинетическая энергия соответствует температуре $1000\text{--}1200^{\circ}\text{C}$.

Ионосфера. Если по изменению температуры можно различить 5 слоев, то по степени ионизации газов воздуха атмосфера подразделяется на 4 слоя: *D*, *E*, *F*₁ и *F*₂. Ионизация вызвана поглощением солнечной радиации. Ультрафиолет ионизирует молекулы O_2 и N_2 . Это изменяет электрические свойства ионосферы.

Здесь повышение температуры происходит в результате реакции образования озона (O_3). Это одна из основных химических реакций атмосферы. Озон появляется в результате взаимодействия лучистой энергии с кислородом.

Основная масса озона сосредоточена на высоте 25 км. Но в целом слой O_3 распространен до более высоких слоев. Он охватывает почти всю стратосферу. Взаимодействие кислорода с ультрафиолетом ведет к

Самый нижний слой *D* в основном поглощает радиоволны и мешает дальнейшему их распространению. Лучшее всего изучен слой *E*, расположенный на высоте 100 км (слой Хивисайда). Этот слой подобен гигантскому зеркалу, от которого отражаются радиоволны. При этом они могут распространяться дальше, чем следовало бы ожидать, если бы они распространялись без отражения (рис. 1.5).

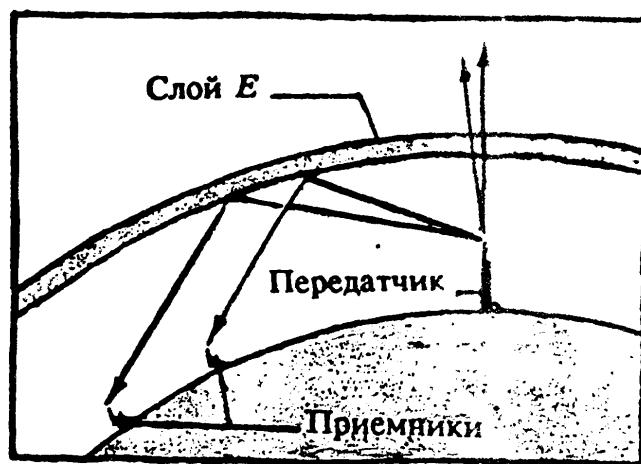


Рис. 1.5. Влияние слоя *E* ионосферы на распространение радиоволн

МАЛЫЕ ГАЗЫ

Углекислый газ от общего объема атмосферы занимает всего 0,03%. Однако в климатологических процессах он играет одну из главных ролей, так как сильно поглощает длинноволновую радиацию. Расчеты показывают, что повышение его объема, например, до 0,06% может повысить земную температуру на 3°C, что приведет к коренному изменению климата Земли, т.е. к экологической катастрофе. Это так называемый “парниковый” эффект, который связывается с промышленной революцией и ростом выброса в атмосферу углекислого газа и других вредных веществ.

В атмосферу поступает большое количество водного аэрозоля, пыли, частиц дыма и пепла от вулканов, растительной пыльцы и др. Все эти твердые и жидкие частицы изменяют оптические характеристики атмосферы и влияют на радиационные процессы, следовательно, на погоду и климат Земли.

Поступающий в атмосферу с поверхности Мирового океана водяной пар является переменной составной частью воздуха. Его количество изменяется в атмосфере от ничтожного значения в пустынях до 4% от объема воздуха в тропической зоне.

Водяной пар, как и углекислый газ, является оптически активным. Он имеет широкие линии поглощения в области ближнего и среднего инфракрасного (ИК) излучения. В отличие от углекислого газа водяной пар не только влияет на оптические характеристики атмосферы, но и играет определяющую роль в переносе тепла и вещества (испарение, конденсация) в процессах теплообмена между океаном и атмосферой.

Земля, как планета, постоянно обменивается энергией с Солнцем и Космосом, а три ее оболочки — атмосфера, гидросфера и литосфера — обмениваются между собой еще и импульсом и веществом. Следовательно, все оболочки Земли являются открытыми термодинамическими системами, где идут неравновесные процессы переноса тепла и трансформация одного вида энергии в другой.

Все процессы на Земле, сопровождающиеся тепловыми явлениями, описываются физической наукой — термодинамикой. В основе термодинамики лежат два начала: первое начало, представляющее собой закон сохранения энергии, и второе начало, которое может быть определено как закон о направлении физических процессов (закон об энтропии).

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Из эксперимента известно, что сухой воздух и водяной пар в области температур и давлений, близких к нормальным, ведут себя как идеальный газ. Средняя молекулярная масса воздуха равна $\mu_a = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, а водяного пара — $\mu_w = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль. Термическое состояние таких газов описывается уравнением Клапейрона–Менделеева. Для газа массы m , содержащегося в объеме V , оно запишется в виде

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (1.1)$$

где p — давление, μ — молярная масса, $R = 8,31$ Дж/(моль · К) — универсальная (молярная) газовая постоянная, T — абсолютная температура. Так как $m/V = \rho = 1/v$, где ρ — плотность, а v — удельный объем, то из (1.1) получим

$$p = \rho \frac{R}{\mu} T. \quad (1.2)$$

Эта форма записи уравнения удобна при решении задач физики атмосферы, так как плотность легко определяется экспериментально. Отношение R/μ — удельная газовая постоянная. Для воздуха она равна $R_a = R/\mu_a = 8,31/29 \cdot 10^{-3} = 2,87 \cdot 10^2$ Дж/(кг · К).

В соответствии с (1.2) плотность сухого воздуха при нормальных условиях ($p = 0,101$ МПа, $T = 273$ К) равна $\rho = 1,29$ кг/м³.

Из кинетической теории газов известно, что теплота есть кинетическая энергия хаотического движения большого числа молекул вещества. Это находит свое выражение в законе Джоуля, устанавливающем принцип эквивалентности теплоты и механической работы

(энергии): $1 \text{ кал} = 4,186 \text{ Дж}$, что констатирует эмпирический факт — тепло есть форма энергии.

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Закон сохранения энергии для единичной массы газа записывается в виде

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (1.3)$$

где δQ — малое количество тепла, подводимого к системе, dU — внутренняя энергия системы, $\delta A = pdv$ — совершенная над газом элементарная механическая работа. Знак δ указывает, что δQ и δA не являются полными дифференциалами.

Для идеального газа, где не учитывается взаимодействие между молекулами, любое увеличение внутренней энергии проявляется как повышение температуры. Если газу сообщить малое количество тепла δQ , то это приведет к малому увеличению температуры dT , что можно записать в виде

$$dT = \frac{1}{c} \delta Q, \quad (1.4)$$

где c — удельная теплоемкость, измеряемая в $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$. Величина теплоемкости газа зависит от того, совершается работа при подводе тепла или нет. Поэтому различают теплоемкость при постоянном объеме ($dv = 0$ — работы нет) и при постоянном давлении ($pdv \neq 0$ — совершается работа). В первом случае $c_v = (\delta Q/dT)_v = dU/dT$, а во втором $c_p = (\delta Q/dT)_p = (dU + pdv)/dT$.

Для сухого воздуха $c_p = 1005 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ и $c_v = 716 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$. Естественно, что $c_p > c_v$, так как в процессе при $p = \text{const}$ часть тепла будет затрачена не только на увеличение внутренней энергии газа, но и на совершение работы против внешних сил (расширение). Используя полученное соотношение $dU = c_v dT$, уравнение сохранения энергии (1.3) запишем в форме

$$\delta Q = c_v dT + pdv. \quad (1.5)$$

Нас будут интересовать различные процессы в атмосфере, описываемые параметрами состояния. Для получения удобной для наших целей формы записи уравнения баланса продифференцируем по температуре уравнение состояния (1.2) $pv = R_a T$ и получим

$$pdv + vdp = R_a dT. \quad (1.6)$$

Подставляя в (1.6) значение $p dv$ из (1.5), запишем

$$\delta Q = (c_v + R_a) dT - v dp \quad (1.7)$$

и с учетом того, что

$$c_p = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p = c_v + R_a, \quad (1.8)$$

окончательно получим

$$\delta Q = c_p dT - v dp. \quad (1.9)$$

Это другое выражение первого начала термодинамики.

Полученные выражения дают возможность определить частные процессы, имеющие место в атмосфере (модели атмосферы).

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС В АТМОСФЕРЕ (БАРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА)

В поле силы тяжести давление атмосферы, ее температура и плотность с высотой понижаются. Однако вертикальное изменение температуры в тропосфере составляет менее 10% от нормального значения на уровне океана. Это дает основание при решении большого класса задач считать распределение температуры с высотой изотермическим ($T = \text{const}$). В этом случае уравнение (1.9) принимает вид

$$\delta Q = -v dp = \delta A,$$

где δA — элементарная удельная работа, равная работе перемещения единицы массы на высоту dz ($\delta A = g dz$). Следовательно, $-v dp = g dz$. Исключая из последнего выражения $v = RT/\mu p$, получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dp}{p} = - \frac{\mu g}{RT} dz, \quad (1.10)$$

решение которого есть барометрическая формула Больцмана

$$p(z) = p_0 \exp \left(- \frac{\mu g z}{RT} \right) = p_0 \exp \left(- \frac{z}{H} \right). \quad (1.11)$$

Здесь $H = RT/\mu g$ — так называемая шкала высот (или высота однородной атмосферы), а p_0 — давление на уровне моря. Для $T = 288$ К и $p_0 = 0,101$ МПа/м² высота однородной атмосферы $H = 7985,4$ м (примерно 8 км).

Поскольку $p = \rho R_a T$, то распределение плотности по высоте имеет такой же вид, как для давления:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp \left(- \frac{z}{H} \right). \quad (1.12)$$

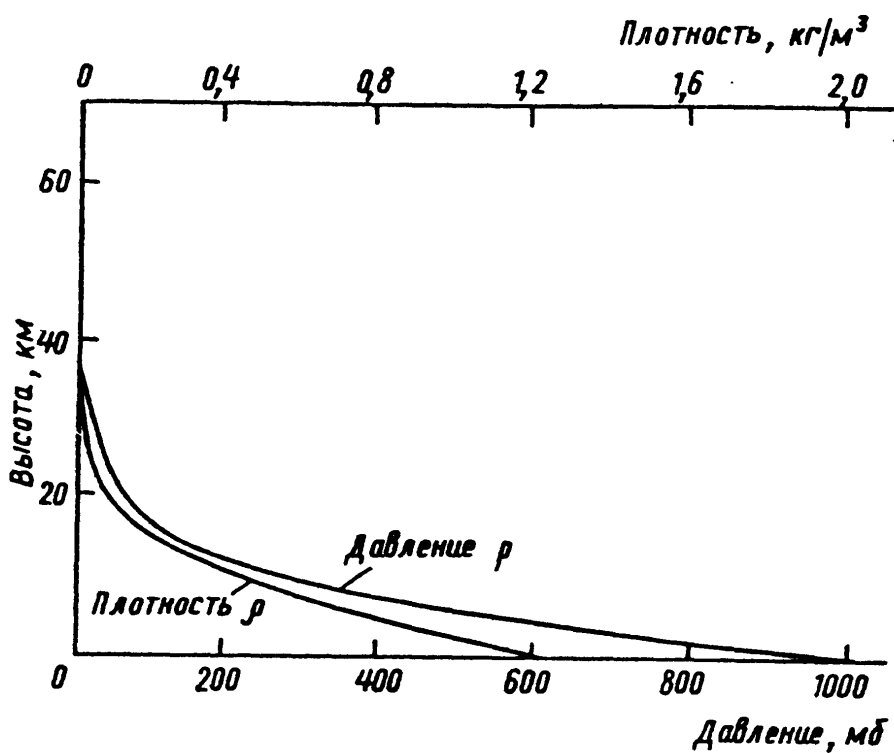


Рис. 1.6. Кривые изменения давления и плотности с высотой

Таким образом, высота однородной атмосферы есть мера, отражающая степень изменения свойств атмосферы с высотой.

На рис. 1.6 приведены графики изменения давления p и плотности ρ атмосферы с высотой.

ОДНОРОДНАЯ АТМОСФЕРА

(ИЗОСТЕРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС $v = 1/\rho = \text{const}$)

Модель однородной атмосферы дает критерий устойчивости атмосферы. Действительно, если удельный объем (соответственно плотность) постоянен по высоте, то наступает безразличное равновесие. Силы плавучести, вызывающие конвекцию, будут при $v = \text{const}$ равны нулю. Тогда уравнение (1.6) запишется в виде $v dp = R_a dT$, и, подставляя сюда значение $dp = -\rho g dz$ (уравнение статики), получим $-dT/dz = g/R_a$. Это автоконвективный градиент температуры, равный

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{9,8 \text{ м/с}^2}{3 \cdot 10^2 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}} \approx 3,42 \text{ К/100 м.}$$

Знак минус указывает на падение температуры с высотой.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ

Модель адиабатических процессов имеет самое широкое применение в физике атмосферы. При вертикальном перемещении частицы воздуха из-за низкой теплопроводности воздуха можно считать час-

тицу теплоизолированной. Следовательно, $\delta Q = 0$ и уравнение баланса энергии (1.9) примет вид

$$c_p dT = v dp.$$

Подставляя значение удельного объема из уравнения состояния, получим выражение $c_p dT = (dp/p) R_a T$ или, окончательно,

$$\frac{dT}{T} = k \frac{dp}{p}, \quad (1.13)$$

где $k = \frac{R}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p}$.

Проинтегрировав уравнение (1.13), получим

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^k; \quad (1.14)$$

это уравнение Пуассона. Оно устанавливает зависимость температуры от давления при адиабатическом процессе.

Плотность воздуха существенно зависит от температуры и давления, и незначительно от наличия водяного пара (из-за малых его концентраций). Если пренебречь последним фактором, то на заданном (фиксированном) уровне плотность воздуха будет функцией только температуры. Следовательно, распределение температуры по высоте (или, как принято говорить, стратификация) определяет условия равновесия в атмосфере. Эти условия могут быть благоприятствующими или не благоприятствующими развитию вертикального перемещения воздуха.

В адиабатической атмосфере температура частицы воздуха, перемещенной по вертикали, всегда будет равна температуре окружающей ее среды. Таким образом, адиабатическая стратификация создает условия безразличного равновесия. Поэтому при решении вопроса об устойчивости атмосферы надо сравнивать натурные градиенты температуры с адиабатическими.

Адиабатический градиент температуры можно определить, подставляя уравнение (1.10) в уравнение (1.13). Он выражается следующим образом:

$$\Gamma_a = - \frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p}; \quad (1.15)$$

численно адиабатический градиент равен $\Gamma_a = -9,8 \text{ К/км} \approx 1 \text{ К/100 м}$. Проинтегрировав (1.15), получим выражение для распределения температуры в адиабатической атмосфере:

$$T(z) = T_0 - \Gamma_a \Delta z, \quad (1.16)$$

где T_0 — температура при $z = 0$.

Введем потенциальную температуру θ , определяемую из (1.14):

$$\frac{T}{\theta} = \left(\frac{p}{1000 \text{ мб}} \right)^k, \text{ или } \theta = T \left(\frac{1000 \text{ мб}}{p} \right)^k. \quad (1.17)$$

θ есть условная температура, которую принимает элементарный объем воздуха, если его сухоадиабатически привести от давления p к нормальному давлению. Приблизненно $\theta = T_0 + 0,98 \cdot 10^{-2} (z - z_0)$, где z_0 — высота, на которой давление равно p_0 .

Уравнение (1.17) можно записать в виде

$$Tp^{-k} = \theta (1000 \text{ мб})^{-k} = \text{const},$$

откуда следует, что температура T есть линейная функция от p^k :

$$T = \theta (1000 \text{ мб})^{-k} \cdot p^k. \quad (1.18)$$

На рис. 1.7 представлен график этой зависимости, где линия для постоянной потенциальной температуры будет иметь наклон, определяемый $\theta (1000 \text{ мб})^{-k}$. По адиабатической диаграмме можно определить потенциальную температуру для любой пары T и p . Можно также определить изменение температуры объема при переходе от одного давления к другому.

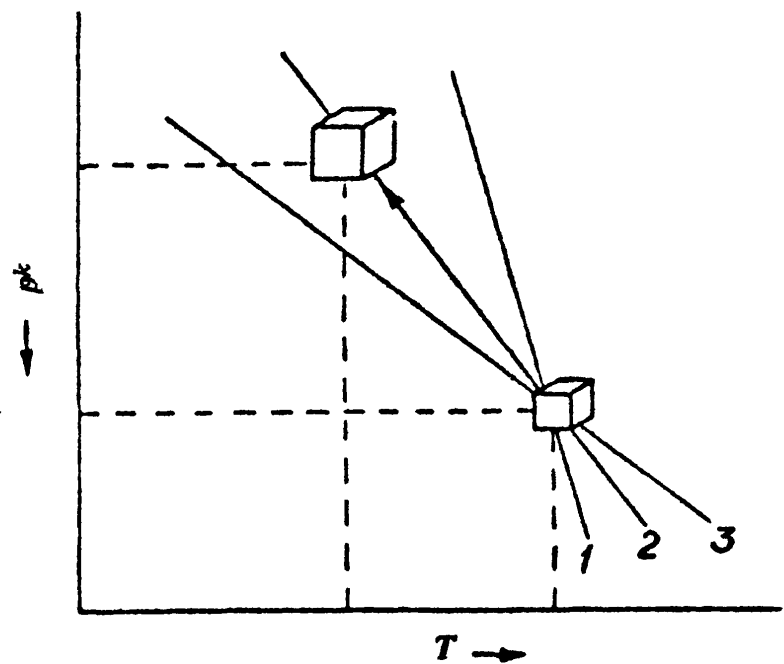


Рис. 1.7. Графики возможных распределений температуры в атмосфере: 1 — устойчивое, 2 — адиабатическое, 3 — неустойчивое ($k = R/c_p$)

СТАТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ АТМОСФЕРЫ

При адиабатическом процессе атмосфера находится в безразличном равновесии. На рис. 1.8 приведены графики различной стратификации: адиабатической (пунктир), сверхадиабатической (B) и с градиентом меньше адиабатического (A). Сила плавучести, действующая на элемент объема, равна сумме сил Архимеда и веса газа, заключенного в элементарном объеме (рис. 1.9). Ускорение этой силы можно выразить через разность плотностей частицы и окружающей атмосферы $\Delta\rho = \rho - \rho'$ (или соответственно через разность темпера-

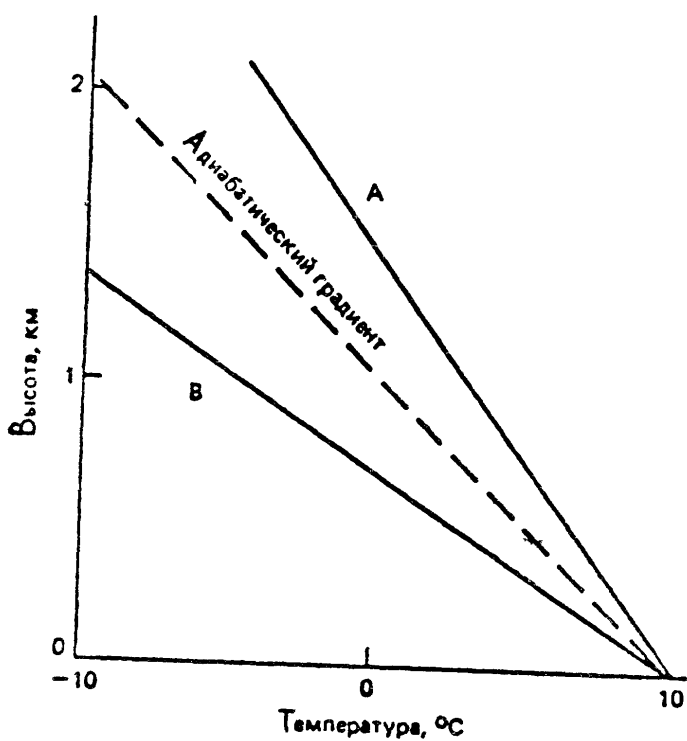


Рис. 1.8. Графики, отражающие условия устойчивости (A) и неустойчивости (B) в атмосфере

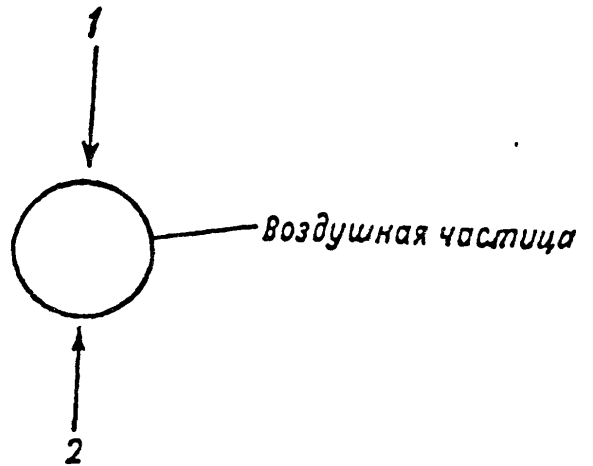


Рис. 1.9. Силы, действующие на частицу воздуха: 1 — сила веса, 2 — сила Архимеда

тур $\Delta T = T' - T$, так как $\rho = p/RT$, умноженную на g/ρ' , где g — ускорение свободного падения:

$$a = g \left(\frac{\rho - \rho'}{\rho'} \right) = g \left(\frac{T' - T}{T} \right). \quad (1.19)$$

Обозначим неадиабатический градиент температуры для процессов A и B (рис. 1.8) через $\gamma = -dT/dz$. Тогда изменение температуры для процессов A и B при изменении уровня будет выражаться формулой $T(\Delta z) = T - \gamma \Delta z$, а для адиабатической атмосферы — $T'(\Delta z) = T_0 - \Gamma_a \Delta z$. Подставив значения T и T' в (1.19), получим

$$a = -\frac{g\Delta z}{T} (\Gamma_a - \gamma)$$

или, определяя параметр устойчивости в виде $s = -a/g\Delta z$,

$$s = \frac{1}{\Gamma} (\Gamma_a - \gamma). \quad (1.20)$$

В случае $\Gamma_a > \gamma$ частица возвращается на прежний уровень — атмосфера устойчива (прямая A). В случае $\Gamma_a < \gamma$ частица при смещении вверх продолжает свое движение — атмосфера неустойчива (прямая B). Статическая неустойчивость ведет к развитию конвекции и турбулентности, что усиливает теплообмен в атмосфере. Это способствует переносу тепла и влаги от поверхности океана в атмосферу — в зону образования облаков и выше, на всю толщу тропосферы.

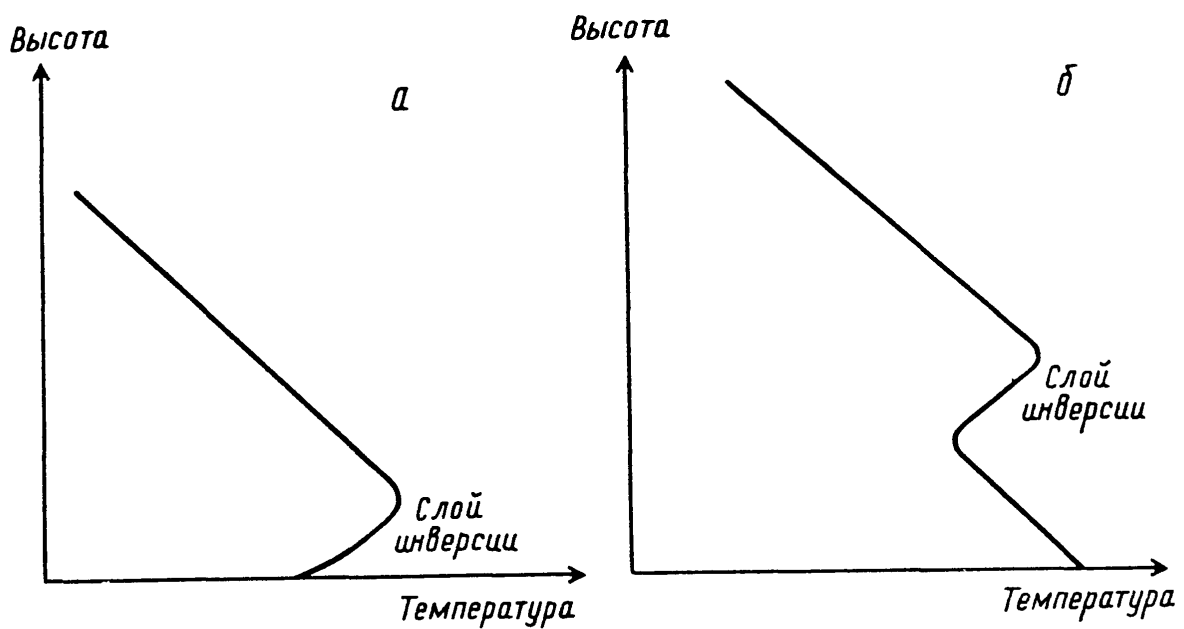


Рис. 1. 10. Примеры инверсии температуры в атмосфере

Между тем наблюдаются случаи инверсионного распределения температуры, когда слой воздуха устойчив (рис. 1.10). Такое распределение температуры ведет к затуханию конвекции и турбулентности. Интенсивность перемешивания при этом падает, и образуется своеобразный запирающий слой, замедляющий процессы вертикального обмена в атмосфере. Следует отметить, что инверсия температуры приводит к формированию каналов для электромагнитных волн в оптическом и радиочастотном диапазонах.

ГРАВИТАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

В слое с устойчивой стратификацией атмосферы на частицу воздуха при ее вертикальном перемещении будет действовать возвращающая сила плавучести. Поэтому движение возмущенной частицы будет описываться уравнением свободных колебаний без трения:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega^2 z = 0, \quad (1.21)$$

где $\omega = \sqrt{g(\Gamma_a - \gamma)/T}$ — собственная частота колебаний. Решение уравнения (1.21) при $(\Gamma_a - \gamma) > 0$ есть простое гармоническое колебание:

$$z = A \sin \omega t; \quad (1.22)$$

здесь A — амплитуда, определяемая скоростью начального возмущения

$$\frac{dz}{dt} = w_0 = \omega_0 A \cos \omega t \Big|_{t=0} \quad \text{и} \quad A = \frac{w_0}{\omega}.$$

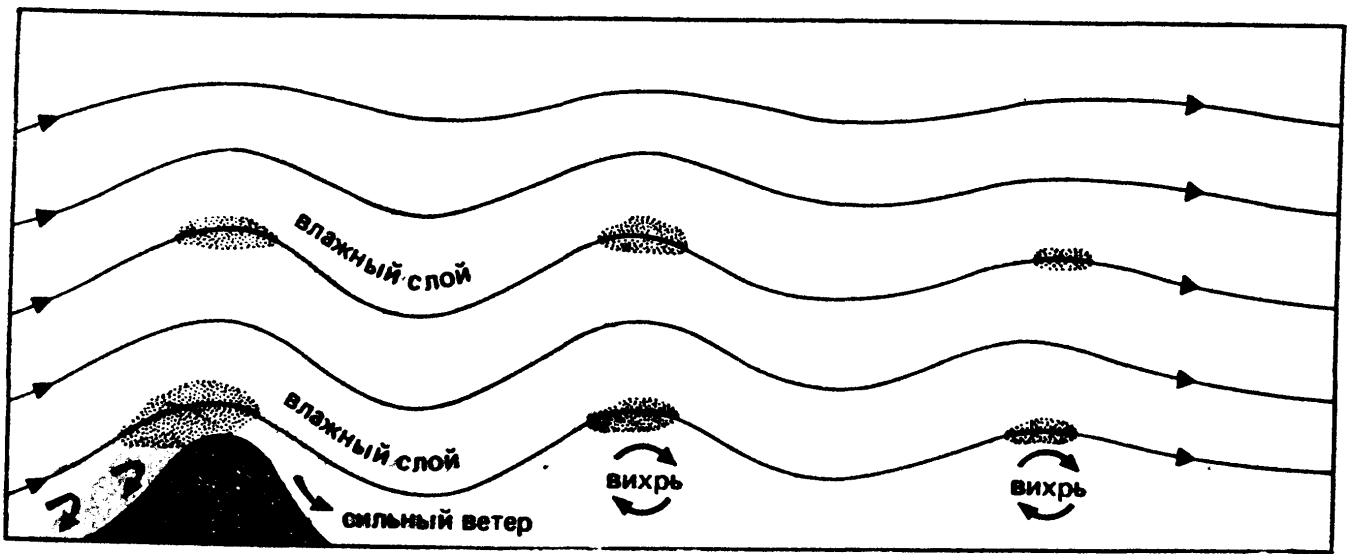


Рис. 1.11. Генерация гравитационных волн в атмосфере при обтекании воздушными массами орографических барьеров и возникновение чечевицеобразных облаков

Примечательно, что амплитуды гравитационных волн могут достигать нескольких сотен метров, а периоды составляют сотни секунд.

Орографические возмущения приземного потока воздушных масс приводят к генерации гравитационных волн, которые могут распространяться высоко в тропосферу и даже выше. В этих волнах образуются так называемые чечевицеобразные облака (рис. 1.11).

ТЕРМОДИНАМИКА ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Уравнение состояния водяного пара с высокой степенью точности описывается уравнением для идеального газа

$$e = \rho_v R_v T, \quad (1.23)$$

где e — давление водяного пара, ρ_v — плотность пара, $R_v = 461 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ — газовая постоянная для водяного пара. Удельная теплоемкость пара при постоянном давлении равна $c_{pW} = 1850 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, и при постоянном объеме $c_{vW} = 1390 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

Количественные характеристики содержания водяного пара в воздухе следующие.

1. Абсолютная влажность — это плотность пара ρ_v . Определяется из уравнения (1.23) :

2. Отношение смеси w — масса водяного пара m_v , приходящаяся на единицу массы сухого воздуха:

$$w = \frac{m_v}{m_d} = \frac{\rho_v}{\rho_d}$$

3. Удельная влажность q — масса водяного пара, приходящаяся на единицу массы влажного воздуха:

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_d} = \frac{\rho_v}{\rho_v + \rho_d}.$$

4. Относительная влажность (в процентах) — $f = (w/w_s) \cdot 100\%$, где w_s — насыщенное значение отношения смеси.

ВЛАЖНОАДИАБАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Предположим, что некоторый объем воздуха адиабатически поднимается вверх. При этом его температура будет падать с характерной скоростью $\Gamma_a \approx 1 \text{ K}/100 \text{ M}$, пока не достигнет состояния насыщения. При дальнейшем подъеме начнется процесс конденсации и выделение скрытого тепла испарения ($L = 2,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$), что, естественно, приведет к уменьшению скорости падения температуры с высотой. Для этого процесса первое начало термодинамики запишется в виде (см. уравнение (1.9))

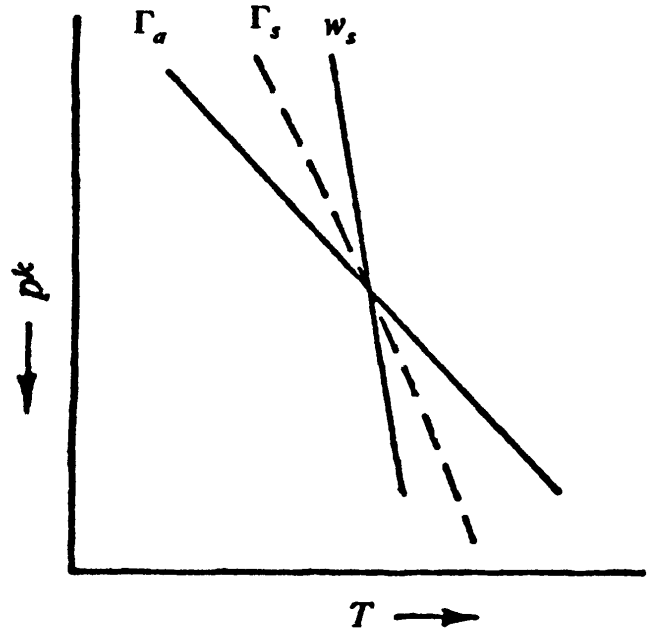


Рис. 1.12. Псевдоадиабатическая диаграмма: Γ_a — адиабатическая кривая, Γ_s — псевдоадиабатическая кривая и w_s — кривая постоянного отношения смеси при насыщении

$$-Ldw_s = c_p dT - vdp, \quad (1.24)$$

где w_s — масса сконденсировавшейся воды в единице массы воздуха. Используя для dp уравнение гидростатики $dp = -\rho g dz$, получим выражение для влажноадиабатического градиента

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} - \frac{L}{c_p} \frac{dw_s}{dz}. \quad (1.25)$$

Но так как $dw_s/dz = (dw_s/dT) (dT/dz)$, влажноадиабатический градиент запишется в виде

$$\Gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p + L(dw_s/dT)} = \frac{\Gamma_a}{1 + (L/c_p)(dw_s/dT)}. \quad (1.26)$$

На рис. 1.12 приведена псевдоадиабатическая диаграмма. Из уравнения (1.26) и рис. 1.12 следует, что насыщение ведет к уменьшению адиабатического градиента. При конденсации вода выносится из объ-

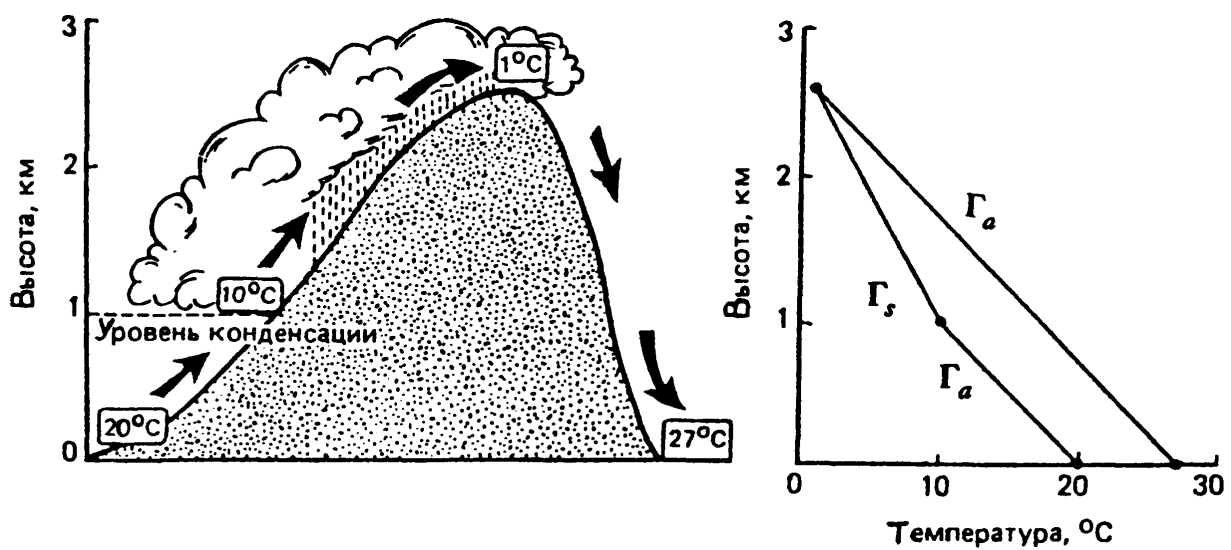


Рис. 1.13. Возникновение горного ветра (фёна) и диаграммы адиабатических и влажно-адиабатических процессов при разных стадиях обтекания горного хребта

ема атмосферы. Такие процессы называются псевдоадиабатическими. Однако уравнения для них незначительно отличаются от уравнений адиабатических процессов при насыщении.

Адиабатические процессы объясняют многие свойства климата и атмосферных процессов. Например, термическую структуру облаков и ядер ураганов, природу горного ветра — фёна — и др. На рис. 1.13 приведена схема возникновения фёна и термодинамические диаграммы, отражающие адиабатические и влажноадиабатические процессы, имеющие место при переходе влажных воздушных масс через горный хребет.

ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Второе начало термодинамики — это закон об энтропии. Анализ опыта построения тепловых машин и процессов, протекающих в этих системах, привел С. Карно к следующему заключению: во-первых, часть поступающей в машину теплоты неизбежно рассеивается в окружающую среду и коэффициент полезного действия машины ($\eta = A/Q$) меньше единицы, и, во-вторых, в тепловых машинах кроме нагревателя и рабочего тела должен быть еще холодильник с температурой ниже температуры нагревателя. Обобщая эти положения на произвольные термодинамические процессы, имеющие место в природе, Р. Клаузиус дал одну из формулировок 2-го начала: невозможны процессы, при которых теплота переходила бы самопроизвольно от тела более холодного к телам более нагретым. Это положение позволило Клаудиусу ввести понятие энтропии S как функции состояния системы, приращение которой при обратимых процессах можно записать в виде

$$dS = \frac{\delta Q}{T}; \quad (1.27)$$

при этом в замкнутых необратимых процессах $dS > 0$.

Между тем Клаузиус допускал случаи, когда можно провести процесс таким образом, что энтропия останется постоянной, т.е.

$$dS = 0.$$

Формулировка Клаузиуса относится только к замкнутым системам.

В открытых системах, где происходит обмен энергией и веществом с внешней средой, энтропия может не только оставаться постоянной, но и убывать. Для открытых систем баланс энтропии запишется в виде $dS = dS_i + dS_e$, где dS_i — изменение энтропии, связанное с необратимыми процессами, имеющими место внутри системы (производством энтропии); оно всегда положительно, т.е. идет возрастание энтропии. Второе слагаемое dS_e описывает изменение энтропии открытой системы в результате отвода (или прихода) энергии и вещества из системы (в систему). Таким образом, в открытой системе идут два конкурирующих процесса: производство энтропии и ее обмен с внешней средой. При преобладании процесса отвода энтропии над ее производством энтропия открытой системы уменьшается (за счет возрастания энтропии внешней среды).

Потоки энергии и вещества на границе неравновесных термодинамических систем могут спонтанно привести к формированию упорядоченных структур, т.е. к процессу самоорганизации открытой термодинамической системы. Такие структуры получили название диссипативных. Их изучение является предметом нелинейной неравновесной термодинамики, которая начиная с 1970-х гг. стала быстро развиваться (И. Пригожин, П.Г. Гленсдорф и др.). И.П. Базаров в учебнике по термодинамике (М., 1991) так охарактеризовал эти структуры: "Общим во всех явлениях образования упорядоченных структур при необратимых процессах в сильно нелинейных открытых системах является совместное (кооперативное) движение больших групп молекул. Немецкий ученый Г. Хакен предложил для таких процессов самоорганизации общий термин "синергетика" (от греческого *synergeia* — совместное, или кооперативное, действие). Физическая природа синергетики состоит в том, что в нелинейной области, вдали от равновесного состояния, система теряет устойчивость и малые флуктуации приводят к новому режиму — совокупному движению многих частиц" (с. 280).

Самоорганизация диссипативных структур имеет место в атмосфере и океане. Радиационный обмен между Солнцем, Землей и Космосом приводит воздушную и водную оболочки Земли в термически неравновесное состояние. Возникающие вследствие этого процессы теплообмена (в первую очередь конвекция) приводят к формированию таких глобальных структур, как тропические циклоны и общая циркуляция атмосферы и океана.

Второе начало и положения неравновесной термодинамики дают возможность качественно описать формирование диссипативных структур, охватывая весь огромный пространственно-временной диапазон масштабов, начиная от клеточных до глобальных, определяющих климат и погоду Земли.

Проблема климата может быть решена только при рассмотрении Земли как единой термодинамической системы с ее солнечно-космическими связями. В наше время проблемы, относящиеся к планете в целом, принято называть глобальными. К ним относятся познание биосферы, являющейся единственной земной оболочкой, в которую "...непрерывно проникают космическая энергия, космические излучения, и прежде всего лучеиспускание Солнца, поддерживающее динамическое равновесие организованности: "биосфера \approx живое вещество" (В.И. Вернадский, 1977, с. 15).

Для биосферы, области активной жизни, характерны процессы прогрессивной эволюции, что ведет к изменению химического состава атмосферы и теплового баланса Земли в целом. В.И. Вернадский писал: "На наших глазах биосфера резко меняется..." И далее: "Под влиянием мысли и человеческого труда биосфера переходит в новое состояние — в ноосферу" (там же, с. 19).

Касаясь сущности учения В.И. Вернадского о ноосфере, Н.Н. Моисеев (1984, с. 55) пишет: "...На определенном этапе развития цивилизации человек возьмет на себя ответственность за последующий ход эволюции Земли... дальнейшее развитие человеческой цивилизации, которое нельзя отделить от развития самой Земли и, прежде всего, ее биосферы, должно быть управляемым и целенаправленным, должно представлять собой коэволюцию человека и биосферы. Не противопоставление, а естественный процесс совместного развития. Только так и можно трактовать учение о ноосфере".

Из вышеизложенного можно заключить, что приоритетным направлением в физике атмосферы является изучение изменения параметров, определяющих глобальное термодинамическое состояние атмосферы и ее эволюцию под воздействием живой материи.

ГЛАВА 2

РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛОБМЕН МЕЖДУ СОЛНЦЕМ, ЗЕМЛЕЙ И КОСМОСОМ

Климат нашей планеты определяется работой термодинамической системы океан–атмосфера–литосфера. Тепло, необходимое

для производства указанной работы, поступает в систему в результате поглощения приходящей солнечной радиации, а отработанное тепло выбрасывается инфракрасным излучением Земли в Космос.

Таким образом, основным источником тепла для всех термодинамических процессов на Земле является Солнце с температурой поверхности 6000 К, а стоком служит окружающее космическое пространство с характерной температурой реликтового излучения примерно 3 К.

Наличие у Земли источника и стока тепла с постоянными температурами и двух жидких оболочек — океана и атмосферы, обладающих уникальными оптическими и теплофизическими свойствами, приводит к самоорганизации пространственно-временных термодинамических структур в атмосфере и океане, которые формируют климат и погоду Земли.

Поступающий на Землю радиационный поток энергии есть энергия электромагнитного излучения Солнца, распространяющаяся по всем направлениям космического пространства со скоростью $3 \cdot 10^8$ м/с. Для описания переноса излучения в радиометрии введены следующие энергетические величины:

Обозначение	Измеряемая величина	Размерность	Единицы СИ
W	Энергия излучения	ML^2T^{-2}	Дж
Ф	Поток	ML^2T^{-3}	Вт
P	Интенсивность или плотность потока	MT^{-3}	$Вт \cdot м^{-2}$
I	Энергетическая сила излучения	ML^2T^{-3}	$Вт \cdot ср^{-1}$
B	Энергетическая яркость	MT^{-3}	$Вт \cdot м^{-2} \cdot ср^{-1}$

Взаимосвязь между приведенными радиометрическими величинами описывается законом Ламберта. Этот закон получен экспериментально. Схема опыта Ламберта дана на рис. 2.1, где Δs_1 — элементарный излучатель, представляющий собой металлическую пластинку, лежащую в центре воображаемого круга и служащую основанием полусферы с радиусом R . Приемник излучения с поверхностью Δs_2 (например, термоэлемент) лежит на сфере и, следовательно, всегда ортогонален к направлению потока излучения. Предполагается, что линейные размеры площадок малы по сравнению с расстоянием между ними. Через Θ и φ соответственно обозначены зенитный и азимутальный углы.

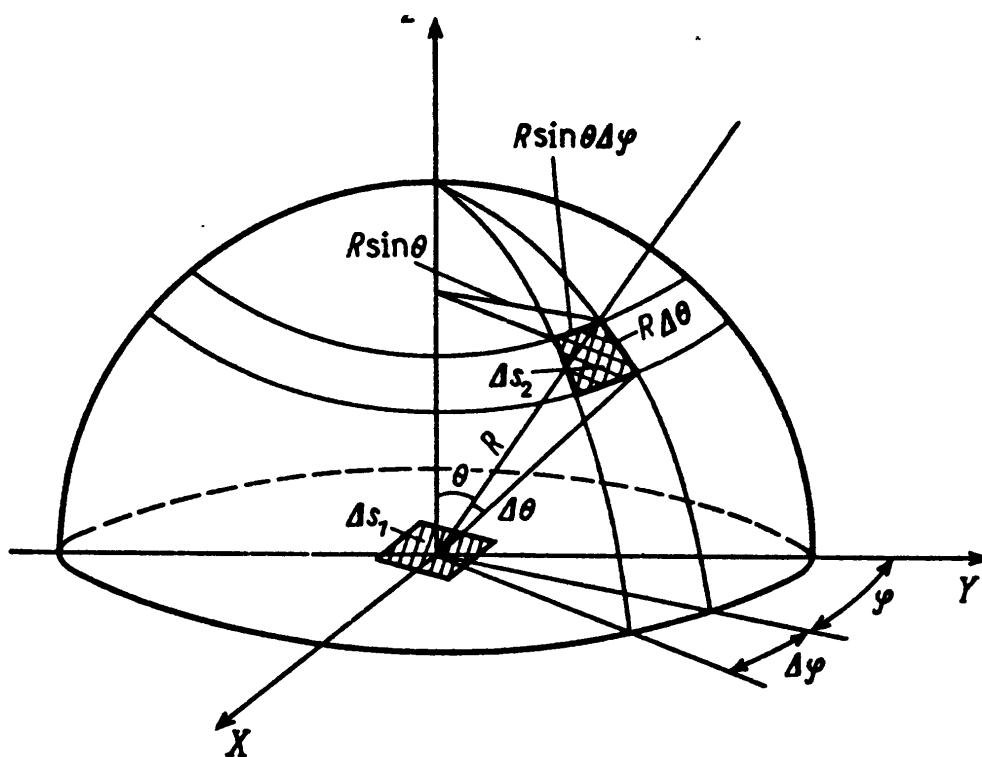


Рис. 2.1. Геометрия опыта Ламберта в полярных координатах

Опыт показывает, что изменения Δs_1 , Δs_2 , R и Θ приводят к выражению

$$\Delta^2 \Phi = B \Delta s_1 \cos \Theta \frac{\Delta s_2}{R^2} = B \Delta s_1 \cos \Theta \Delta \Omega, \quad (2.1)$$

где $\Delta \Omega = \Delta s_2 / R^2$ — телесный угол. Знак Δ^2 указывает на то, что справа стоят две малые величины.

Следует особо отметить, что зависимость мощности излучения в направлении Θ от $\cos \Theta$ можно получить только из опыта. К сожалению, в литературе встречаются случаи, когда закон Ламберта пытаются объяснить, исходя из простых геометрических соображений. Закон Ламберта справедлив только для так называемых черных тел, у которых яркость не зависит от направления. Интенсивность излучения в направлении Θ , приходящегося на единичный телесный угол в соответствии с законом Ламберта, будет равна

$$\Delta P = \frac{\Delta^2 \Phi}{\Delta s_1} = B \cos \Theta \Delta \Omega.$$

Суммируя все ΔP по полусфере, найдем полную плотность потока излучения:

$$P = \int_{\Omega = 2\pi} B \cos \Theta \Delta \Omega.$$

Из рис. 2.1 видно, что элементарная площадь на поверхности сферы равна $\Delta s_2 = (R \sin \Theta \Delta \varphi) (R \Delta \Theta)$. Тогда телесный угол будет $\Delta \Omega = \Delta s_2 / R^2 = \sin \Theta \Delta \Theta \Delta \varphi$. Теперь, переходя к полярным координатам, получим

$$P = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} B \cos \Theta \sin \Theta d\Theta d\varphi = 2\pi \int_0^1 B \mu d\mu = \pi B, \quad (2.2)$$

где $\mu = \cos \Theta$. Полученное выражение связывает интенсивность с яркостью излучения так называемых ламбертовских, или черных, тел.

ИЗЛУЧЕНИЕ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

Абсолютно черное тело (АЧТ) по определению является идеальным поглотителем излучения. Оно поглощает все падающее на него излучение независимо от длины волны и направления. Таких тел в природе нет. Однако существуют реальные тела, поглощающие до 99% падающей радиации, например толстый слой сажи, черная бархатная ткань и др.

Моделью АЧТ может служить отверстие A в полости, у которой стенки имеют одинаковую температуру (рис. 2.2). Луч, попав в полость через отверстие A , очевидно, обратно не выйдет, так как будет там поглощен. Черное тело получило такое название именно потому, что оно не отражает излучение. Однако одно и то же тело в разном диапазоне длин волн может по-разному поглощать излучение. Так, белая краска хорошо отражает свет в видимой области и является черным телом для ИК-излучения.

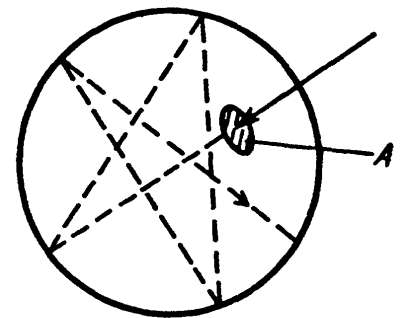


Рис. 2.2. Модель черного тела

Черное тело является также идеальным излучателем тепла. Поместим черное тело в замкнутую полость черного цвета. Через некоторое время оба тела будут иметь одинаковую температуру. При этом черное тело будет поглощать всю падающую радиацию и, следовательно, должно столько же излучать обратно. Теперь, если вместо черного тела поместить реальное тело, оно будет поглощать меньшую долю радиации и, следовательно, должно будет излучать меньшее количество энергии. Таким образом, черное тело поглощает и испускает максимум радиации.

Излучение черного тела и его спектральное распределение были тщательно экспериментально изучены в конце прошлого столетия. Однако только в 1900 г. М.Планку на основании новых представлений о квантовой природе света ($\epsilon = h\nu$) удалось найти аналитическое выражение для спектрального распределения интенсивности излучения черного тела:

$$e_{\text{ч}}(\lambda T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp \left(\frac{C_2}{\lambda T} \right) - 1 \right]} \quad (2.3)$$

Здесь $C_1 = 2\pi hc_0^2$ и $C_2 = hc_0/k$, где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана и c_0 — скорость света в вакууме. Для расчетов приняты следующие значения этих постоянных: $C_1 \approx 3,7 \cdot 10^{-16}$ Вт · м² и $C_2 \approx 1,4 \cdot 10^{-2}$ м · К (в СИ).

На рис. 2.3 приведены спектры излучения черного тела при температуре 6000 и 5700 К, вычисленные по уравнению Планка, а также полученный из наблюдений спектр Солнца (сплошная кривая). Как видно из рисунка, спектр Солнца можно аппроксими-

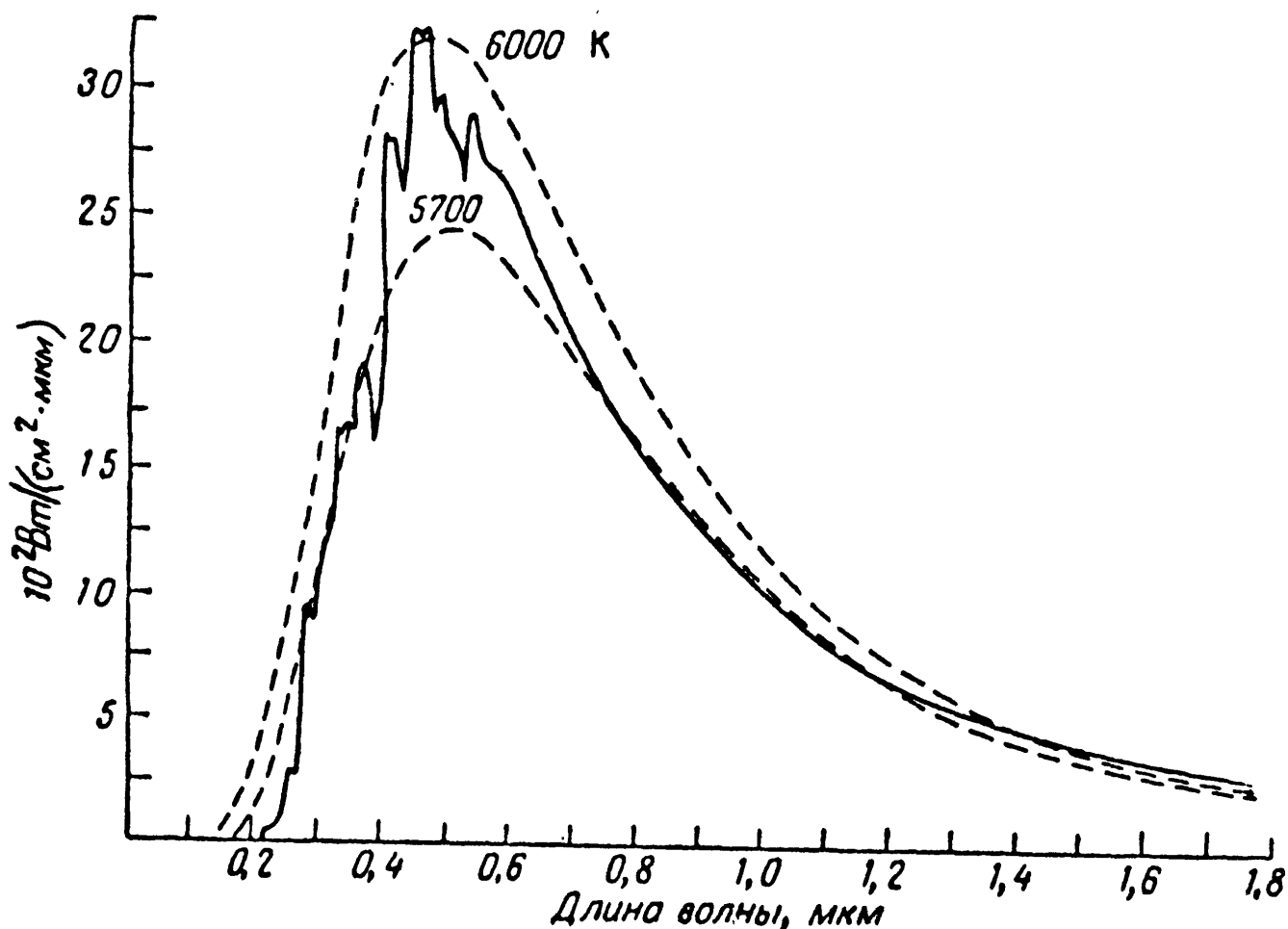


Рис. 2.3. Наблюдаемый солнечный спектр (сплошная линия) и спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре 6000 и 5700 К (пунктирные линии)

ровать спектром излучения черного тела при температуре 6000 К. Это дает основание считать Солнце черным телом. Из уравнения Планка вытекают еще две закономерности. С увеличением температуры максимум планковской кривой смещается влево к более коротким волнам. Эту связь можно получить аналитически путем дифференцирования уравнения (2.3) по длине волны λ и решения трансцендентного уравнения, что приводит к выражению

$$\lambda_{\max} T = C_3, \quad (2.4)$$

где λ_{\max} — длина волны, соответствующая максимуму плотности излучения, а постоянная $C_3 = 2,89 \cdot 10^{-3}$ м · К. Это закон смещения Вина.

К примеру, воспользуемся этим законом для расчета температуры Солнца. Так как для Солнца максимум излучения приходится на $\lambda_{\max} \approx 0,5$ мкм, то $T \approx 2,89 \cdot 10^{-3}$ м · К / 0,5 мкм = 5800 К. Полученное значение хорошо совпадает с поверхностной температурой Солнца.

Следующая закономерность, вытекающая из уравнения (2.3), — это закон Стефана–Больцмана. Интегрируя спектральную плотность излучения черного тела по всем длинам волн, можно получить

$$P = \int_0^{\infty} e_{\text{ч}}(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (2.5)$$

где $\sigma \approx 5,6 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² · К⁴) — постоянная Стефана–Больцмана.

ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ

Не всякое вещество полностью поглощает излучение. При прохождении излучения через вещество, кроме поглощения, будут иметь место процессы отражения и пропускания. Отношение поглощенной радиации к падающей для определенной длины волны $a_{\lambda} = P_{\text{погл}}/P_{\text{пад}}$ называется монохроматической поглощательной способностью, а отношение отраженного излучения к падающему — монохроматическим коэффициентом отражения $r_{\lambda} = P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}}$. Аналогично отношение пропущенного излучения к падающему называется монохроматическим коэффициентом пропускания $\tau_{\lambda} = P_{\text{пр}}/P_{\text{пад}}$. Приведенные величины связаны законом сохранения

$$a_{\lambda} + r_{\lambda} + \tau_{\lambda} = 1. \quad (2.6)$$

Для абсолютно черного тела $r_{\lambda} = \tau_{\lambda} = 0$ и $a_{\lambda} = 1$.

Исходя из законов термодинамики, Кирхгоф показал, что между излучательной и поглощательной способностями различных тел существует связь, состоящая в следующем. Для любого тела интенсивность монохроматического теплового излучения $e(\lambda, T)$ с длиной волны λ и температурой T равна интенсивности излучения АЧТ $e_{\text{ч}}(\lambda, T)$ для той же длины волны и температуры, умноженной на поглощательную способность “нечерного” тела $a(\lambda, T)$:

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) e_{\text{ч}}(\lambda, T), \quad (2.7)$$

т.е. отношение $e(\lambda, T)/a(\lambda, T)$ зависит не от свойства вещества, а только от температуры и длины волны.

ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Спектры излучения Солнца, полученные из прямых наблюдений, показывают, что солнечное излучение есть излучение черного тела (см. рис. 2.3). Природа радиации Солнца определяется его строением и происходящими в нем процессами. Рассмотрим в общих чертах основные радиационные характеристики Солнца.

Солнце — это газовый шар, вещество которого удерживается силами гравитационного притяжения. Диаметр Солнца $1,4 \cdot 10^9$ м, масса $m_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг (знак \odot — астрономическое обозначение Солнца, \oplus — Земли), температура поверхности 6000 К. Звездный газ в основном состоит из водорода (до 75%) и гелия, а также в нем содержатся следы более тяжелых элементов (неона, углерода, кислорода).

В прошлом считалось, что расход энергии на излучение пополняется за счет высвобождения энергии сжатия. Однако на такой механизм генерации излучения энергии хватило бы примерно на $20 \cdot 10^6$ лет, тогда как возраст Солнца $5 \cdot 10^9$ лет. Солнце своим происхождением действительно обязано сжатию громадного газового облака, однако после сжатия, когда температура облака достигла $(10 \div 15) \cdot 10^6$ К, вступили в действие термоядерные реакции. Наиболее важной реакцией считается превращение водорода в гелий (т.е. четырех протонов в одно ядро гелия). Масса ядра меньше массы четырех протонов. Происходит потеря массы и превращение ее в энергию согласно закону $E = mc_0^2$.

Энергия термоядерного превращения выделяется в ядре Солнца при температуре во много миллионов градусов. Это тепло передается от ядра к поверхности процессами излучения и конвекции, при которых происходит испускание, поглощение и переизлучение. При пере-

носе тепла к поверхности из-за падения температуры растет длина волны радиации.

На фотоснимках Солнца отчетливо видны конвективные ячейки размером $1000 \div 3000$ км, время существования которых составляет несколько минут. Верхний слой конвективных ячеек называется фотосферой. Граница Солнца резко обозначена, несмотря на низкую плотность, равную примерно 10^{-4} от плотности воздуха на уровне моря. Это объясняется тем, что фотосфера существенно непрозрачна, составляющие ее газы ионизированы и способны поглощать и, следовательно, испускать излучение в непрерывном спектре, как “черные” тела. Фотосфера является источником большей части излучения Солнца. Над фотосферой находится тонкий прозрачный слой толщиной 100 км. Выше, до 10^4 км, находится хромосфера — газовый слой с температурой более высокой, чем температура фотосферы, но с более низкой плотностью. Далее идет корона с очень низкой плотностью. Непосредственно мы можем “видеть” только указанные три слоя. На Земле регистрируются видимая область излучения, инфракрасная область и радиоизлучение, в неземной астрономии — ультрафиолетовое и рентгеновское излучение.

СПЕКТР СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА ПРЕДЕЛАМИ АТМОСФЕРЫ

Максимум излучения солнечной радиации при температуре 6000 К в соответствии с законом Планка сосредоточен в интервале длин волн от 0,2 до 4 мкм. Спектр Солнца содержит ультрафиолетовый диапазон 0,2–0,3 мкм, видимый участок 0,3–0,7 мкм и инфракрасную область 0,7–4 мкм. На рис. 2.3 показано распределение спектральной плотности излучения Солнца (сплошная линия). По этой кривой можно определить долю радиации, приходящуюся на каждый указанный интервал длин волн (табл. 3).

Таблица 3

Доли излучения и соответствующая им интенсивность потоков для солнечного спектра

Характеристики солнечного спектра	Ультрафиолетовая область	Видимый свет	Инфракрасная радиация
Интервал длин волн, мкм	0,2–0,3	0,3 ÷ 0,7	0,7 ÷ 4
Доля энергии, приходящаяся на интервал, %	0,7	0,47	0,46
Интенсивность, приходящаяся на интервалы, Вт/м ²	95	640	618

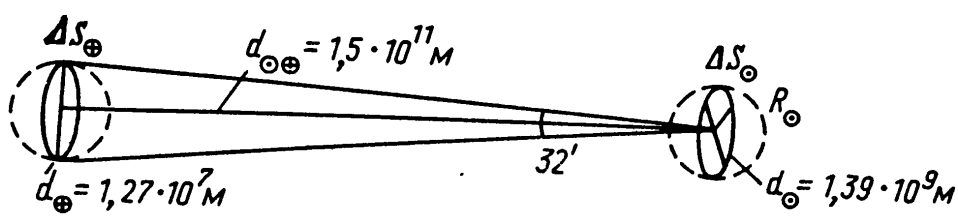


Рис. 2.4. Геометрия взаимоположения системы Солнце–Земля

Особо отметим, что в видимом и в инфракрасном участках спектра сосредоточены практически равные доли радиации.

Для определения интенсивности излучения солнечной поверхности воспользуемся законом Стефана–Больцмана (уравнение (2.5)):

$$P_{\odot} = \sigma T^4 = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4) (5800)^4 \text{ К}^4 \approx 6,1 \cdot 10^4 \text{ кВт}/\text{м}^2.$$

Один квадратный метр поверхности Солнца поставляет такую же мощность, как современный турбогенератор переменного тока ТЭЦ.

Вся поверхность Солнца излучает в космос мощность, равную

$$\Phi_{\odot} = P_{\odot} S_{\odot} = 6,1 \cdot 10^4 \text{ кВт}/\text{м}^2 \cdot 4\pi (7 \cdot 10^8 \text{ м})^2 \approx 3,8 \cdot 10^{26} \text{ Вт}.$$

Малая часть этого гигантского по сравнению с энергетикой нашей цивилизации потока энергии попадает на Землю. Ее легко оценить, исходя из закона Ламберта. Среднее расстояние между Солнцем и Землей составляет $d_{\odot\oplus} = 1,5 \cdot 10^{11}$ м (здесь опущено изменение расстояния из-за эллиптичности земной орбиты, так как оно мало). Диаметры Солнца и Земли равны $d_{\odot} = 1,39 \cdot 10^9$ м, $d_{\oplus} = 1,27 \cdot 10^7$ м соответственно, а угол раскрытия $32'$ (рис. 2.4). Из геометрии взаимоположения системы Солнце–Земля следует, что к ней применим закон Ламберта (выполняется условие малости размеров источника и приемника по сравнению с расстоянием между ними). Следовательно, поток солнечной радиации, поступающий на верхнюю границу атмосферы, запишется в виде

$$\Delta^2 \Phi_{\oplus} = B_{\odot} \Delta S_{\odot} \frac{\Delta S_{\oplus}}{d_{\odot\oplus}^2}; \quad P_{\odot\text{п}} = \frac{\Delta \Phi_{\oplus}}{\Delta S_{\oplus}} = \pi B_{\odot} \left(\frac{R_{\odot}}{d_{\odot\oplus}} \right)^2,$$

где $P_{\odot\text{п}}$ — солнечная постоянная. С учетом того что $P_{\odot} = \pi B_{\odot} = 6,1 \cdot 10^4 \text{ кВт}/\text{м}^2$, а $d_{\odot\oplus} = 1,5 \cdot 10^{11}$ м, получим

$$\begin{aligned} P_{\odot\text{п}} &= P_{\odot} \left(\frac{R_{\odot}}{d_{\odot\oplus}} \right)^2 \approx \\ &\approx 6,1 \cdot 10^4 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2} \left(\frac{7 \cdot 10^8 \text{ м}}{1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}} \right)^2 \approx 1,39 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Полученное значение хорошо согласуется с данными прямых определений солнечной постоянной, проводимых с космических аппаратов.

Таким образом, интенсивность излучения Солнца больше чем на четыре порядка превышает интенсивность потока, поступающего на верхнюю границу атмосферы.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПРОСТРАНСТВЕ

Процесс переноса излучения представляет собой распространение электромагнитных волн в пространстве. Максвелл и Герц показали, что свет — это электромагнитные волны, скорость распространения которых в вакууме составляет $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с. Природа распространения электромагнитных волн состоит в том, что изменение электрического поля ведет к возбуждению магнитного поля, а изменение последнего — к появлению электрического поля. Таким образом единое электромагнитное поле распространяется в пространстве.

Поскольку нас будет интересовать термическое состояние планеты Земля, то мы здесь будем рассматривать распространение электромагнитных волн в околоземном пространстве, в атмосфере и гидросфере Земли. Так как размеры околоземного пространства малы по сравнению с расстоянием Земли от Солнца, то Солнце можно представить как точечный источник, а приходящую на Землю сферическую волну — как плоскую бегущую гармоническую волну. Уравнение такой волны, распространяющейся в непоглощающей среде вдоль положительного направления оси Ox с конечной скоростью v , запишется в виде

$$\begin{aligned} s &= A \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right] = A \sin \left(\omega t - \frac{\omega}{v} x + \varphi_0 \right) = \\ &= A \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{v} T x + \varphi_0 \right), \end{aligned} \quad (2.9)$$

где $A = \text{const}$ — амплитуда колебаний, t — время, $\omega = 2\pi/T$ — круговая частота волны, T — период колебаний, а φ_0 — начальная фаза колебаний (в момент времени $t = 0$) в точке координатной плоскости $x = 0$.

Рассмотрим структуру и свойства бегущей плоской гармонической волны.

1. Бегущая волна переносит электромагнитную энергию по направлению своего перемещения. Луч — линия, совпадающая с направлением переноса энергии. В однородной и изотропной среде луч имеет вид прямой линии.

2. Уравнение волны в форме (2.8) называется гармоническим, так как движение (или изменение состояния) описывается функцией $\sin \omega (t - x/v)$.

3. Длину волны $\lambda = vT$ можно представить как расстояние, на которое распространяется синусоидальная волна за время, равное периоду колебаний. Другой важной характеристикой является волновое число $k = 2\pi/\lambda = 2\pi/vT = \omega/v$.

Исходя из изложенного, уравнение (2.9) можно представить в виде

$$s = A \sin(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (2.9a)$$

4. Рассматриваемый колебательный процесс является функцией так называемой фазы колебания $\Phi = \omega t - kx + \varphi_0 = \omega(t - x/v) + \varphi_0$. Очевидно, что колебательный процесс зависит только от времени t и координаты x .

Если наблюдатель будет перемещаться вдоль луча со скоростью v , то фаза волны будет постоянной и $d\Phi/dt = \omega - k(dx/dt) = 0$, откуда следует, что $dx/dt = v$ есть фазовая скорость, скорость перемещения волнового фронта.

5. Волновая поверхность (волновой фронт) — это геометрическое место точек, в которых фаза колебаний имеет одно и то же значение. Волна называется плоской, если ее волновые поверхности представляют совокупность параллельных друг другу плоскостей. В сферической расходящейся волне волновые поверхности — концентрические сферы.

В плоской электромагнитной волне векторы напряженности E и H поперечны, т.е. ортогональны направлению луча (единичному вектору n). При этом совокупность векторов E , H , n составляет правовинтовую тройку взаимно перпендикулярных векторов (рис. 2.5).

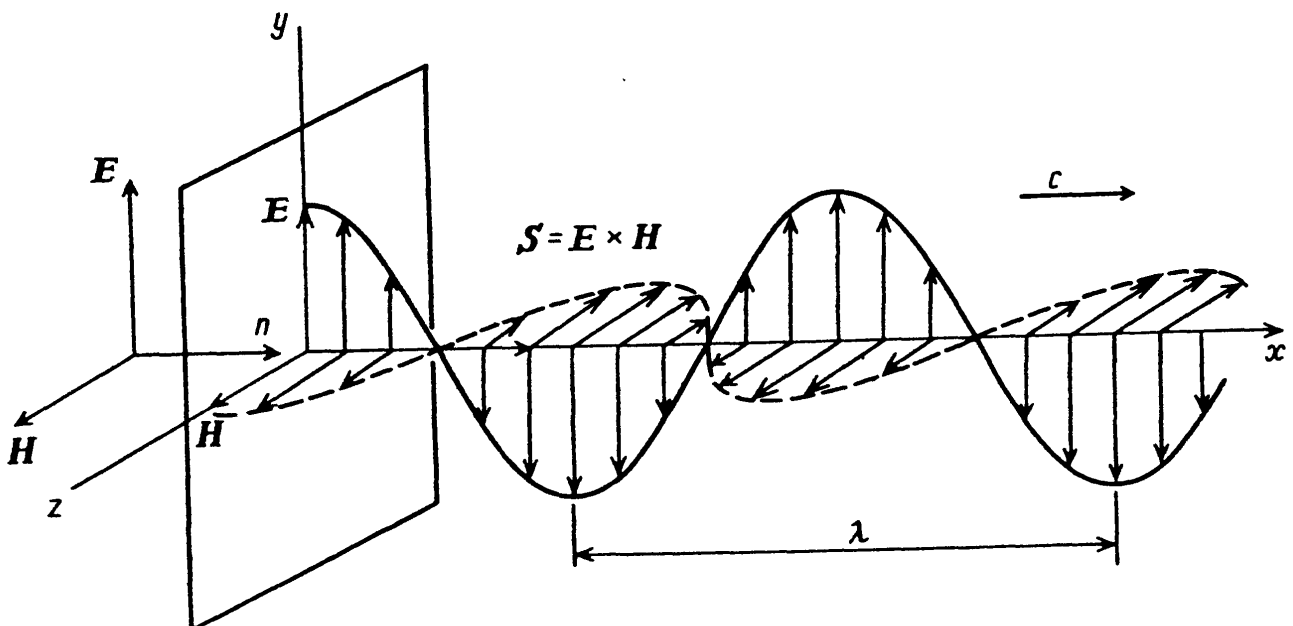


Рис. 2.5. Векторы напряженности электрического и магнитного полей и направление соответствующего им вектора Умова-Пойнтинга

Волна, в которой вектор напряженности \mathbf{E} лежит в одной и той же плоскости, называется плоскополяризованной. Хотя в природе редки случаи полной поляризации, однако всегда можно представить реальное излучение как векторную сумму линейно поляризованных монохроматических волн.

6. Уравнение плоской бегущей гармонической электромагнитной волны, распространяющейся вдоль положительного направления оси Ox , для напряженности \mathbf{E} запишется в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (2.96)$$

Основываясь на формуле Эйлера, это уравнение можно представить в экспоненциальной форме, удобной для дифференцирования:

$$\mathbf{E}_k = \mathbf{E}_0 \exp j(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (2.9в)$$

Физический смысл здесь имеет только действительная часть комплексного выражения напряженности электрической волны $\mathbf{E} = \text{Re } \mathbf{E}_k$. На рис. 2.5 представлена бегущая плоская гармоническая электромагнитная волна.

УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Распространение электромагнитных волн описывается уравнениями Максвелла. Для изотропной, однородной непроводящей среды эти уравнения в векторной форме записываются в виде

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} & \text{(I),} & \quad \text{div } \mathbf{H} = 0 & \text{(III),} \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -\mu \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} & \text{(II),} & \quad \text{div } \mathbf{E} = 0 & \text{(IV),} \end{aligned} \quad (2.10)$$

где \mathbf{H} и \mathbf{E} — напряженность магнитного и электрического полей соответственно, ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость вещества, ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные, t — время.

Применим оператор rot к правой и левой частям первого уравнения:

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \mathbf{E}).$$

Из векторного исчисления известно, что для любого вектора (в нашем случае \mathbf{H})

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = \text{grad div } \mathbf{H} - \Delta \mathbf{H}, \quad \text{где } \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Тогда с учетом системы уравнений (2.10) из последнего выражения получим

$$\Delta \mathbf{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}.$$

Поскольку для вакуума $\varepsilon = \mu = 1$, а произведение $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c_0^2$, то окончательно получим

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.11)$$

и аналогично для \mathbf{E}

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.12)$$

Это есть волновые уравнения Д'Аламбера, определяющие потенциалы электромагнитных волн. Решением волнового уравнения является плоская бегущая монохроматическая гармоническая волна. Покажем это.

Рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся вдоль положительного направления оси x , где вектор \mathbf{E} лежит в плоскости yx . Тогда на основании вышеизложенного вектор \mathbf{H} будет расположен параллельно оси z в плоскости zx (см. рис. 2.5). Такая схема, не лишая общности, упрощает решение системы уравнений (2.11) и (2.12), так как компоненты $E_x = E_z = H_x = H_y = 0$ и останутся только компоненты E_y и H_z , для которых волновые уравнения запишутся в виде

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0. \quad (2.14)$$

Подставляя в уравнение (2.14) выражение для y -компоненты бегущей плоской волны $E_y = E_0 e^{j(\omega t - kx)}$, покажем, что оно удовлетворяет волновому уравнению. Действительно,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -k^2 E_y, \quad \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = -\omega^2 E_y.$$

Подставив эти выражения в (2.14), получим

$$-k^2 E_0 + \frac{\omega^2}{c_0^2} E_0 = 0, \quad E_0 (k^2 - k^2) = 0.$$

Таким образом, решением волнового уравнения является плоская бегущая гармоническая волна.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

За направление колебания электромагнитной волны принято направление колебания напряженности электрического поля E . Таких направлений для E существует бесконечное множество. Когда поперечные колебания электромагнитной волны совершаются только в какой-либо одной плоскости (скажем, в плоскости yx , см. рис. 2.5), то такую волну, как указывалось выше, называют поляризованной или просто поляризованной. За направление поляризации принято считать направление колебаний напряженности E . Поскольку в любой среде E и H связаны между собой, то в дальнейшем мы будем пользоваться в основном только вектором E .

В общем случае вектор E можно разложить на две ортогональные составляющие. Обозначим компоненту E_y , лежащую в плоскости поляризации yx , через $E_{||}$, а компоненту E_z , ортогональную этой плоскости, через E_{\perp} . Плоскость yx будем называть опорной плоскостью поляризации (рис. 2.6) (разумеется, ее можно выбрать произвольно).

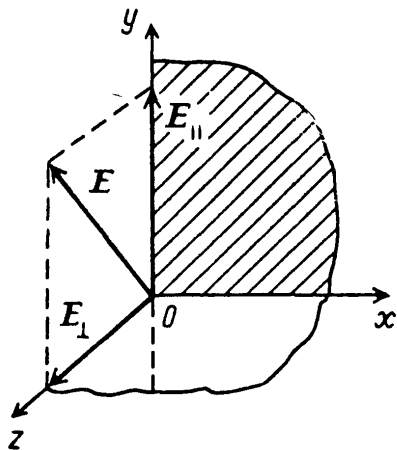


Рис. 2.6. Разложение вектора напряженности E на две ортогональные линейно поляризованные составляющие $E_{||}$ и E_{\perp}

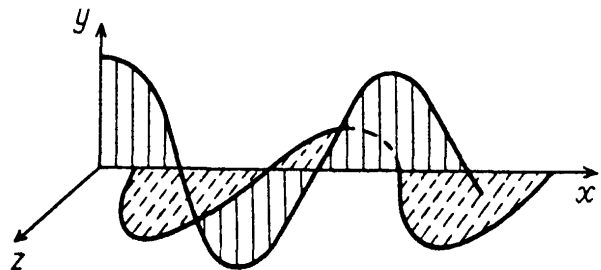


Рис. 2.7. Схема двух монохроматических волн, поляризованных в плоскостях yx и zx , с разными начальными фазами

У большинства естественных источников электромагнитного излучения плоскость поляризации векторов напряженности электрического и магнитного полей хаотически изменяется в пространстве, что приводит к равновероятному распределению поляризации. Такое излучение называется неполяризованным или естественным светом.

Естественный свет можно с помощью приборов разложить на две взаимно перпендикулярные линейно поляризованные волны.

Пусть имеем две монохроматические волны, поляризованные в плоскостях yx и zx (рис. 2.7), с разными начальными фазами:

$$E_y = a_y \cos \varphi, \quad E_z = a_z \cos (\varphi - \alpha),$$

где $\varphi = \omega t - kx + \gamma_y$ и $\alpha = \gamma_y - \gamma_z$. Из указанных выражений имеем

$$\frac{E_z}{a_z} = \cos \varphi \cos \alpha + \sin \varphi \sin \alpha;$$

$$\cos \varphi = \frac{E_y}{a_y}; \quad \sin \varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2}.$$

Подставив два последних выражения в первое, получим

$$\frac{E_z}{a_z} - \frac{E_y}{a_y} \cos \alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2} \sin \alpha;$$

возведем обе части в квадрат:

$$\begin{aligned} \left(\frac{E_z}{a_z}\right)^2 - 2\left(\frac{E_z}{a_z}\right)\left(\frac{E_y}{a_y}\right)\cos\alpha + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 \cos^2\alpha = \\ = \left[1 - \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2\right] \sin^2\alpha, \end{aligned}$$

и после преобразования последнее выражение примет вид

$$\left(\frac{E_z}{a_z}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - 2\left(\frac{E_z}{a_z}\right)\left(\frac{E_y}{a_y}\right)\cos\alpha = \sin^2\alpha. \quad (2.15)$$

Это уравнение эллипса в координатах E_y, E_z (рис. 2.8, а).

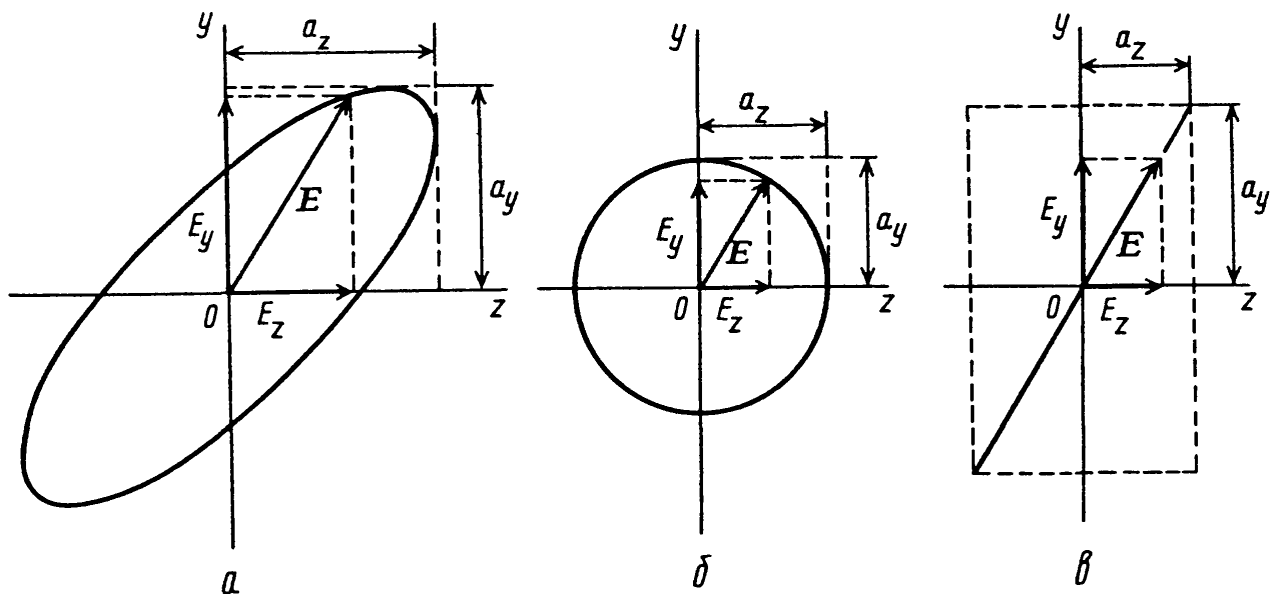


Рис. 2.8. Траектория конца вектора напряженности электрического поля E при эллиптической поляризации (а), круговой поляризации (б), линейной поляризации (в)

Рассмотрим два случая.

1. $\alpha = \pi/2$, тогда $\cos \alpha = 0$, $\sin \alpha = 1$. Из (2.15) получим

$$\left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 + \left(\frac{E_z}{a_z}\right)^2 = 1.$$

Это уравнение эллипса с центром в начале координат и осями, направленными вдоль осей системы координат. При $E_y = E_z$ эллипс переходит в окружность, что соответствует круговой поляризации (рис. 2.8, б).

2. При $\alpha = 0$ из уравнения (2.15) получим

$$\frac{E_y}{a_y} \pm \frac{E_z}{a_z} = 0.$$

Здесь конец суммарного вектора E движется по прямой. Получается линейно поляризованная волна (рис. 2.8, в).

ЭНЕРГИЯ, ПЕРЕНОСИМАЯ БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

Мгновенный поток энергии, переносимый через единичную площадку поверхности бегущей электромагнитной волной, определяется уравнением Умова–Пойтинга

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E}\mathbf{H}] \quad (2.16)$$

(\mathbf{S} в Вт/м²).

В общем случае вектор напряженности E может иметь любую линейную поляризацию. Если рассмотреть распространение плоской волны в положительном направлении оси x (см. рис. 2.9, где приведены взаимно ортогональные векторы E и H), то для плоской волны компоненты $E_x = H_x = 0$. Поэтому мгновенный поток энергии запишем

$$\mathbf{S} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & E_y & E_z \\ 0 & H_y & H_z \end{vmatrix} = \mathbf{i} (E_y H_z - E_z H_y).$$

В курсах электродинамики показано, что компоненты векторов H и E связаны соотношением $H_z = 1/(c_0 \mu_0) E_y$ и $H_y = -1/(c_0 \mu_0) E_z$ (см., например: Матвеев А.Н. Оптика. М., 1985). С уче-

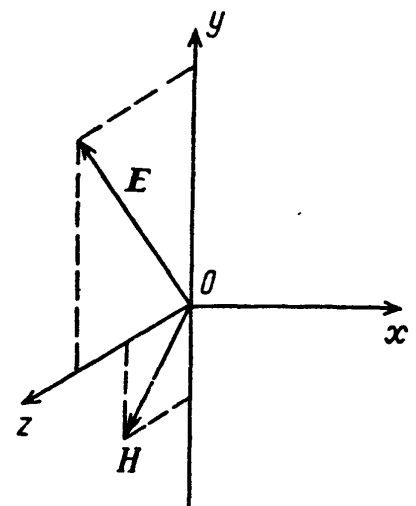


Рис. 2.9. Распространение плоской электромагнитной волны в положительном направлении x с произвольной линейной поляризацией вектора напряженности электрического поля E

том этих соотношений вектор потока энергии будет иметь вид

$$\mathbf{S} = \frac{i}{c_0 \mu_0} \left[E_y^2 + E_z^2 \right].$$

Поскольку величины E_y и E_z — комплексные, а квадрат модуля комплексного числа $|z|^2 = zz^*$, где z^* — сопряженное значение z , то

$$|\mathbf{S}| = \frac{1}{c_0 \mu_0} \left[E_y E_y^* + E_z E_z^* \right]. \quad (2.17)$$

Естественный поток солнечного излучения представляет собой последовательность огромного числа линейно поляризованных волн с непрерывно изменяющимися амплитудами и фазами. Частота этого излучения составляет примерно $10^{14} \div 10^{15}$ Гц. Из этого следует, что солнечное излучение не поляризовано, а измеряемое значение плотности потока представляет собой величину, осредненную за время релаксации (τ) приемником излучения мгновенных значений входящей радиации.

Осредняя по времени выражение (2.17), окончательно получим плотность потока энергии солнечной радиации, переносимого электромагнитными волнами в вакууме:

$$\langle |\mathbf{S}| \rangle = \frac{1}{\mu_0 c_0} \left[\langle E_y E_y^* \rangle - \langle E_z E_z^* \rangle \right] = P_{||} + P_{\perp}. \quad (2.18)$$

Полученное уравнение показывает, что энергию солнечного излучения можно представить как сумму двух потоков, связанных с колебаниями электрического поля в направлении Y и Z . Это важный результат, так как устанавливает связь между результатами геометрической оптики и электромагнитной теории Максвелла.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

При распространении электромагнитных волн в атмосфере и океане, в отличие от распространения в вакууме, имеет место взаимодействие излучения с веществом. Это находит свое выражение в таких явлениях, как поглощение, рассеяние, дисперсия света, рефракция и др.

Природа взаимодействия электромагнитных волн с веществом сложна и требует учета как квантовых свойств света, так и волновых свойств вещества. Однако в задачах, рассматриваемых в настоящей главе, можно ограничиться электромагнитной теорией света Максвелла и электронной теорией строения вещества Х. Лоренца; согласно

последней, вещество рассматривается как система электрических зарядов (электронов и ионов).

По Лоренцу, электромагнитные волны приводят в колебание электроны вещества. Ионы считаются неподвижными, так как обладают значительной по сравнению с электронами массой и не успевают следовать за частотой падающего излучения ($\sim 10^{15}$ Гц). В свою очередь электроны сами начинают излучать электромагнитные волны той же частоты. Будучи когерентными, вторичные волны интерферируют с первичными, что обуславливает ряд процессов на границе оптически неоднородных сред.

ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

П. Бугер еще 200 лет тому назад экспериментально показал, что поглощение тонкого параллельного монохроматического луча света в однородной среде прямо пропорционально толщине слоя и интенсивности падающего излучения (рис. 2.10):

$$dP_\lambda = -k'\rho P_{\lambda 0} dz, \quad (2.19)$$

где k' — массовый поперечник [$\text{м}^2/\text{кг}$], ρ — плотность поглощающего вещества. Если k' постоянно, то интегрирование (2.19) дает

$$P_\lambda(x) = P_{\lambda 0} e^{-k'\rho z}. \quad (2.20)$$

Для океана $\rho = \text{const}$, и это уравнение запишется в виде $P_\lambda(z) = P_{\lambda 0} e^{-\alpha_\lambda z}$, где $\alpha_\lambda = k'_\lambda \rho$ — объемный показатель поглощения [м^{-1}]. Вместе с тем закон Бугера не вскрывает физического механизма поглощения.

Сущность процесса поглощения состоит в следующем. Согласно модели Лоренца, связанный электрон под воздействием внешнего электромагнитного поля приходит в колебательное движение, которое можно описать уравнением

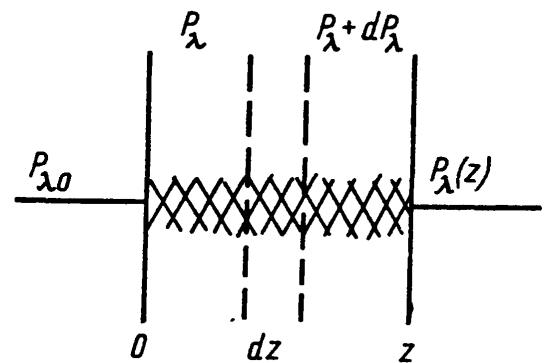


Рис. 2.10. Поглощение тонкого монохроматического луча света в однородной среде

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e F_0}{m} e^{j\omega t}, \quad (2.21)$$

где x — смещение, γ — коэффициент затухания, ω_0 — собственная частота колебания электрона, m и e — масса и заряд электрона, F_0 — амплитуда внешней силы. Решение уравнения (2.21) есть $x = Ae^{j\omega t}$, где ω — частота падающей волны. Подставляя решение в

уравнение (2.21), можно получить выражение для амплитуды колебания:

$$A = \frac{eF_0}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2j\gamma\omega};$$

так как амплитуда — комплексное число, то ее можно выразить в виде $A = A_0 e^{j\varphi}$, где A_0 — модуль комплексной амплитуды, равный

$$A = \frac{eF_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}}.$$

При этом фаза определяется из соотношения $\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$. Окончательно решение можно записать в виде

$$x = A_0 e^{j(\omega t + \varphi)}. \quad (2.22)$$

Из-за наличия трения часть энергии вынужденных колебаний будет переходить в тепло, таким образом реализуется процесс поглощения излучения.

РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассеяние электромагнитного излучения, так же как и процесс поглощения, ослабляет интенсивность радиации при ее распространении в среде. Однако природа рассеяния отлична от природы поглощения радиации. Рассеяние не поглощает излучение, а только изменяет направление распространения излучения. Рассеяние имеет место в среде с оптически инородными микровкраплениями. Такие среды называются мутными. Океан и атмосфера являются мутными средами. Здесь локальные неоднородности возникают из-за флуктуации плотности и температуры, а также из-за наличия взвесей. В атмосфере это аэрозоли, капельки тумана, пыли и др., а в океане — частицы органического и неорганического происхождения.

По характеру рассеяния различают рассеяние на мелких сферических частицах с диаметром меньше длины падающей радиации ($\lambda > d$) и на крупных частицах, размеры которых соизмеримы с длиной волны и больше нее.

В атмосфере в очень малых объемах из-за теплового движения молекул газов наблюдаются флуктуации плотности, что самопроизвольно приводит к образованию локальных микрон неоднородностей с разными значениями показателя преломления. В физической оптике рассеяние излучения, определяемое тепловым движением среды, принято называть молекулярным рассеянием света.

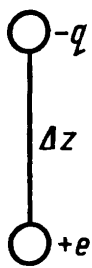


Рис. 2.11. Модель электрического диполя

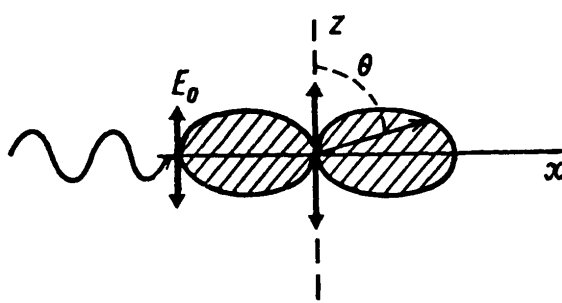


Рис. 2.12 Излучение сферической волны диполем по закону Герца

Теория молекулярного рассеяния была разработана Рэлеем. Она имеет исключительно важное значение для понимания физических процессов, происходящих в атмосфере и в океане. Ниже будут рассмотрены только основные положения молекулярного рассеяния света (подробнее см. в общих и теоретических курсах физической оптики).

Рассеяние проявляется как несобственное свечение среды, сущность которого состоит в следующем. Под действием падающего излучения электроны атомов среды приходят в колебательное движение и сами начинают излучать. В электромагнитной теории моделью такого элементарного излучателя служит линейный гармонический осциллятор, представляющий собой электрический диполь. Если диполь поместить в начало координат, а его поляризуемость направить по оси z (рис. 2.11), то выражение для дипольного момента запишется в виде $p_z = e \Delta z$, где e — заряд электрона, а Δz — его смещение в атоме (смещение ядра не учитывается, так как масса ядра намного больше массы электрона).

Герцем было показано, что если на диполь падает поляризованная в плоскости xz гармоническая монохроматическая волна, то диполь будет излучать сферическую волну, в которой напряженность поля определяется ускорением дипольного момента, расстоянием r и зенитным углом Θ (рис. 2.12):

$$E_{\Theta} = \frac{1}{c_0^2 r} \frac{\partial^2 p_z}{\partial t^2} \sin \Theta. \quad (2.23)$$

В задачах физики атмосферы и океана удобнее рассматривать рассеяние не на атомах, а на малых сферических изотропных и однородных частицах жидкости или газа. В этом случае индуцированный дипольный момент будет определяться в виде

$$p_z = \alpha E_0 \cos \omega t, \quad (2.24)$$

где α — поляризуемость малой частицы, а E_0 — напряженность падающего поля. Из (2.23) и (2.24) с учетом равенства $k = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda$, где k — волновое число, получим

$$E_{\Theta} = -\frac{k^2}{r} \alpha E_0 \sin \Theta \cos \omega t. \quad (2.25)$$

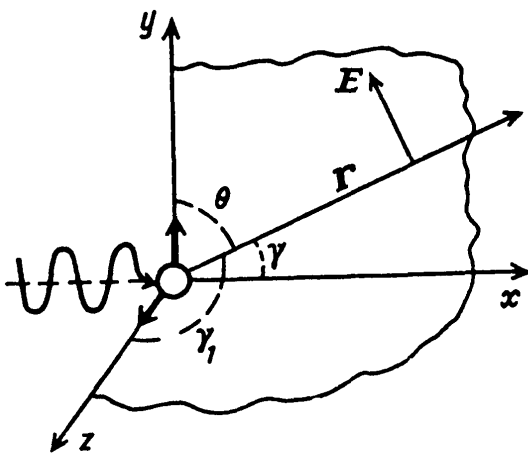


Рис. 2.13. Излучение двух взаимно ортогональных линейных гармонических осцилляторов

Нас интересует рассеяние солнечного излучения. Поскольку оно не поляризовано, то его можно представить как сумму двух линейно поляризованных составляющих с поляризацией в плоскостях zx и yx . Тогда кроме вибратора с поляризацией p_y на рис. 2.13 надо ввести вибратор с поляризацией p_z . Из рис. 2.13 следует, что излучение указанных вибраторов будет состоять из двух поляризованных волн:

$$E_y = -\frac{k^2}{r} \alpha E_{0y} \sin \Theta \cos \omega t \text{ и } E_z = -\frac{k^2}{r} \alpha E_{0z} \sin \gamma_1 \cos \omega t.$$

С учетом того, что $\Theta = \pi/2 - \gamma$, а $\gamma_1 = \pi/2$, т.е. $\sin \Theta = \sin(\pi/2 - \gamma) = \cos \gamma$ и $\sin \gamma_1 = \sin \pi/2 = 1$, компоненты рассеянного излучения будут равны

$$E_y = -\frac{k^2}{r} \alpha E_{0y} \cos \gamma \cos \omega t; \quad E_z = -\frac{k^2}{r} \alpha E_{0z} \cos \omega t. \quad (2.26)$$

При рассмотрении рассеяния одним из основных параметров является направление рассеянного излучения. Поэтому рассеяние принято описывать энергетической силой излучения, учитывающей направление излучения. По определению сила излучения $I = d\Phi/d\Omega = Pds/d\Omega$, но так как элемент сферической поверхности $ds = r^2 d\Omega$, то $I = Pr^2$ или $I = E^2 r^2$. Последнее дает возможность записать (2.26) в терминах энергетической силы излучения:

$$I_y = \frac{1}{r^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \alpha^2 I_{0y} \cos^2 \gamma \text{ и } I_z = \frac{1}{r^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \alpha^2 I_{0z}. \quad (2.27)$$

Естественный (неполяризованный) свет I_0 , рассеянный по направлению угла γ , будет состоять из суммы взаимно ортогонально поляризованных составляющих волн $I_\gamma = I_y + I_z$. Поскольку каждая из составляющих неполяризованного солнечного излучения I_0 равна $I_{0z} = I_{0y} = (1/2) I_0$, то окончательно получим

$$I_\gamma = I_y + I_z = \frac{1}{2r^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \alpha^2 I_0 (1 + \cos^2 \gamma). \quad (2.28)$$

Это и есть известная формула Рэлея.

Из (2.28) следует, что энергетическая сила рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны падающего излучения. Эта закономерность объясняет изменение спектрального состава солнечного излучения при прохождении через атмосферу. При низкой высоте Солнца распространяющийся в атмосфере белый свет оказывается обогащенным длинными волнами, поэтому восходы и закаты имеют красноватую окраску. При невысоком Солнце малая воздушная масса рассеянного излучения (цвет небосвода) содержит преимущественно короткие волны, и поэтому мы воспринимаем небосвод сине-голубым.

Существенным фактором является то, что при рассеянии естественный свет частично поляризован.

Последний сомножитель в формуле (2.28) определяет зависимость силы света от угла рассеяния. Полярная диаграмма (индикатриса) рэлеевского рассеяния приведена на рис. 2.14. Как следует из формулы (2.28), луч I_{\perp} не зависит от угла рассеяния, и поэтому при изменении последнего на 360° конец единичного вектора описывает окружность 1, тогда как луч с поляризацией I_{\parallel} описывает кривую 2. Суммарная интенсивность $(1 + \cos^2 \gamma)$ отображена кривой 3.

Для количественной характеристики поляризации введена так называемая степень поляризации:

$$\rho = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}} = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}. \quad (2.29)$$

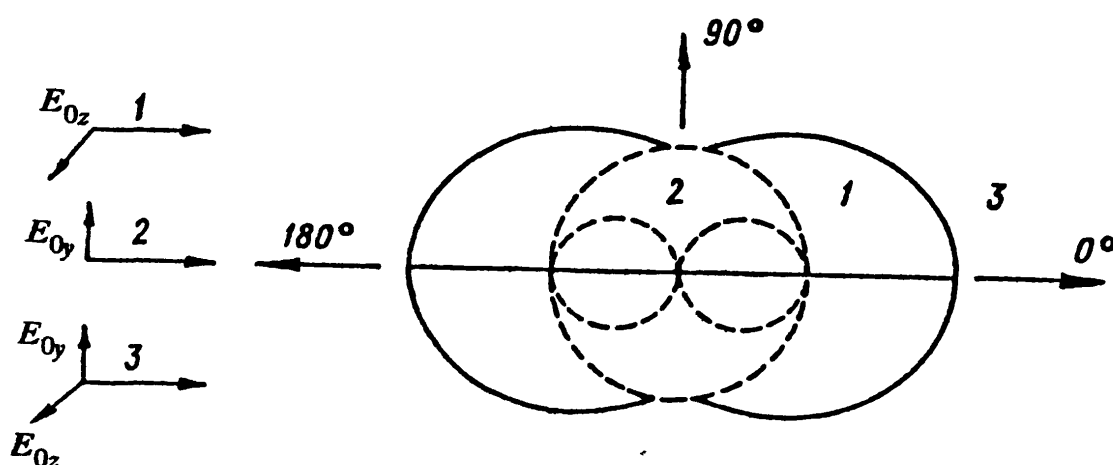


Рис. 2.14. Полярная диаграмма (индикатриса) рэлеевского рассеяния: 1 — поляризованный падающий свет E_{\perp} ; 2 — поляризованный E_{\parallel} падающий свет; 3 — неполяризованный падающий свет

Между тем, размеры частиц, на которых происходит рассеяние солнечной радиации в океане и атмосфере, не ограничены только рэлеевскими частицами. Теория рассеяния света крупными частицами сложна. Разработкой такой теории для крупных сферических частиц, основанной на представлениях Максвелла, занимался немецкий физик Густав Ми. Он показал, что при увеличении размеров частиц интенсивность рассеянного излучения пропорциональна $I \sim \lambda^{m'}$, где $m' < 4$. Кроме того, амплитуда индикатрисы принимает вытянутый вид и при дальнейшем увеличении частиц приобретает сложную структуру.

Разработке теории рассеяния света на крупных проводящих частицах посвящен ряд фундаментальных исследований, проведенных российскими физиками В.В. Шулейкиным, К.С. Шифриным и др.

В заключение следует отметить, что рассеяние света — это фундаментальное физическое явление взаимодействия излучения с веществом. Мы видим окружающие нас предметы в основном в результате прихода рассеянного излучения. Процесс рассеяния имеет место во всей толще атмосферы и океана, что делает неповторимо красочной и гармоничной нашу планету.

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

При распространении оптического излучения в атмосфере и океане имеют место процессы поглощения, рассеяния и излучения. рядом авторов (Кондратьев, 1959; и др.) в рамках представлений геометрической оптики были получены уравнения переноса излучения для стационарного поля яркости. Хотя эти уравнения непосредственно из уравнений Максвелла не выводятся, тем не менее они дают хорошее согласие с опытными данными. Уравнение переноса может быть записано в следующей форме:

$$\frac{dB_\lambda}{dr} = - (\kappa_\lambda + \sigma_\lambda) B_\lambda + \kappa_\lambda E_\lambda + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{\Omega = 4\pi} \chi(\hat{r} \hat{r}') B_\lambda d\Omega, \quad (2.30)$$

где $dr = dz \cdot \sec \Theta$ (z — вертикальная координата, Θ — зенитный угол, см. рис. 2.15), κ_λ и σ — объемные показатели поглощения и рассеяния соответственно, B_λ — яркость, E_λ — излучательная способность черного тела и χ — индикатриса рассеяния излучения.

Первый член правой части уравнения описывает затухание радиации вследствие поглощения и рассеяния. Второй член характеризует собственное излучение элементарного объема среды, а последний определяет долю лучистой энергии, упавшей на рассеивающий объ-

ем в направлении r' и рассеянной в направлении переноса излучения r . Интегрирование в последнем члене идет по всему телесному углу, т.е. по всем направлениям r' .

Для температур, близких к нормальным ($T \sim 300$ К), излучение атмосферных газов в диапазоне спектра солнечной радиации $0,3 \div 4$ мкм ничтожно мало и его можно не учитывать. Кроме того, при решении задач оптики океана и атмосферы для определенного диапазона длин волн перенос излучения можно рассматривать как процесс ослабления радиации. В этом случае уравнение переноса примет простой вид:

$$\frac{dB_\lambda}{dr} = -\alpha_\lambda B_\lambda.$$

Решением этого уравнения является рассмотренный выше закон Бугера: $B_\lambda(z) = B_0 \exp(-\alpha z)$ (см. уравнение (2.20)). При рассмотрении задач переноса длинноволнового теплового излучения в атмосфере (при $T \approx 300$ К) для безоблачного неба уравнение переноса будет выражаться следующим образом:

$$\frac{dB_\lambda}{dr} = \alpha (E_\lambda - B_\lambda). \quad (2.31)$$

Это широко применяемое в геофизике уравнение Шварцшильда.

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ОКЕАН-АТМОСФЕРА

При прохождении солнечной радиации через атмосферу и океан на границе раздела сред имеет место отражение и преломление излучения.

Поскольку градиенты плотности воздушных и водных масс у границы контакта вода-воздух ничтожно малы, то можно считать, что оптические свойства этих масс однородны и изотропны. Это дает основание применить формулы Френеля для определения отражения и преломления потока солнечной радиации с малой площадки поверхности океана.

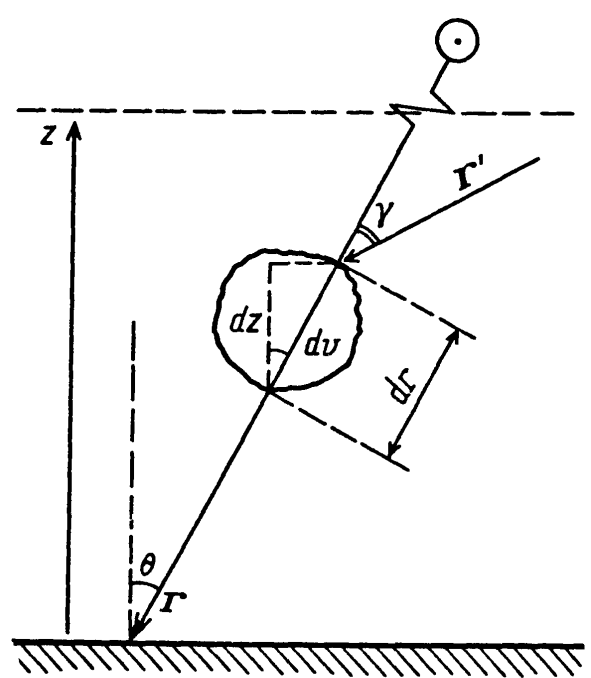


Рис. 2.15. Иллюстрация к составлению уравнения переноса излучения

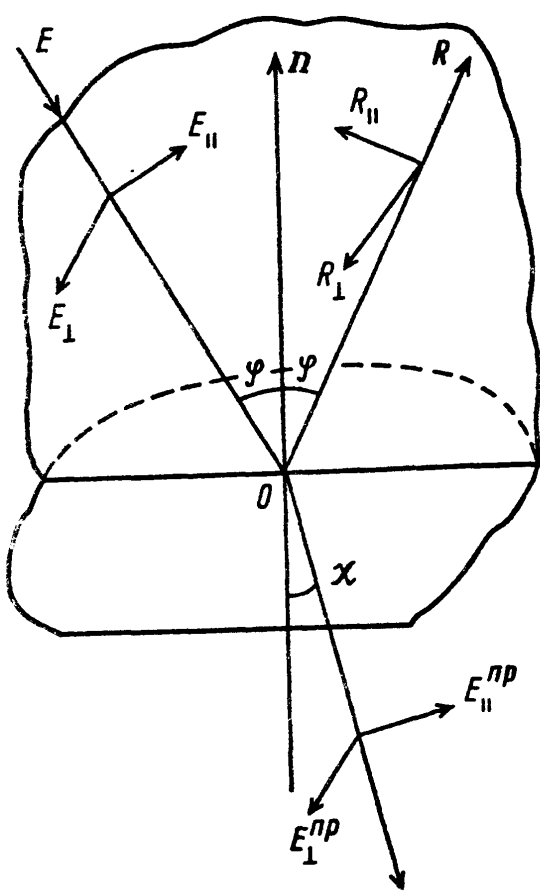


Рис. 2.16. Ход лучей при отражении и преломлении падающего излучения

Френель, исходя из электромагнитной теории Максвелла, нашел выражение для коэффициентов отражения и преломления радиации, падающей на поверхность раздела двух сред с различными показателями преломления (n_1 и n_2). На рис. 2.16 приведена схема хода лучей при отражении и преломлении падающего излучения, а также соответствующие им углы падения (φ) и преломления (χ) для случая $n_1 < n_2$. Через $E_{||}$ и E_{\perp} показаны электрические напряженности волн двух поляризаций (согласно принятому ранее положению, см. рис. 2.6). При указанных обозначениях формулы Френеля запишутся в следующем виде:

$$R_{\perp} = \frac{P_{\perp}^r}{P_{\perp}} = \left(\frac{E_{\perp}^r}{E_{\perp}} \right)^2 = \frac{\sin^2(\varphi - \chi)}{\sin^2(\varphi + \chi)}; \quad (2.32)$$

$$R_{||} = \frac{P_{||}^r}{P_{||}} = \left(\frac{E_{||}^r}{E_{||}} \right)^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \chi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \chi)}. \quad (2.33)$$

Коэффициент пропускания излучения для волн E_{\perp} по определению равен $T_{\perp} = 1 - R_{\perp}$. Подставляя сюда значение R_{\perp} , получим

$$T_{\perp} = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\chi}{\sin^2(\varphi + \chi)} \quad (2.34)$$

и соответственно для волн $E_{||}$ поляризации

$$T_{||} = 1 - R_{||} = \frac{\sin^2 2\varphi \sin 2\chi}{\sin^2(\varphi + \chi) \cos^2(\varphi - \chi)}. \quad (2.35)$$

Интенсивность неполяризованного излучения можно представить как сумму интенсивности двух неполяризованных потоков $P = P_{\perp} + P_{||}$. Поскольку для неполяризованного излучения $P_{\perp} = P_{||} =$

$= 1/2 P$, то коэффициент отражения для неполяризованного излучения будет равен

$$R = \frac{P_{\perp}^r + P_{\parallel}^r}{P} = \frac{P_{\perp}^r}{P} + \frac{P_{\parallel}^r}{P};$$

подставляя сюда значение $P = 2P_{\perp} = 2P_{\parallel}$, получим

$$R = \frac{1}{2} \left(\frac{P_{\perp}^r}{P_{\perp}} + \frac{P_{\parallel}^r}{P_{\parallel}} \right) = \frac{1}{2} (R_{\perp} + R_{\parallel}),$$

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varphi - \chi)}{\sin^2(\varphi + \chi)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \chi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \chi)} \right]. \quad (2.36)$$

Рассмотрим процессы поляризации, связанные с отражением и преломлением излучения. Пусть при отражении и преломлении имеет место соотношение $\varphi + \chi = \pi/2$. Тогда $\operatorname{tg}(\varphi + \chi) \rightarrow \infty$ и $R_{\parallel} = 0$ (2.33). Это значит, что компонента потока радиации, поляризованная в плоскости падения, не испытывает отражения. Следовательно, неполяризованное солнечное излучение после отражения света будет полностью поляризовано. Угол, при котором реализуется условие полной поляризации, называется углом Брюстера и равен $\varphi_B = \pi/2 - \chi$. При этом $\cos \varphi_B = \cos(\pi/2 - \chi) = \sin \chi$, а в соответствии с законом Снелиуса $\sin \varphi_B = n \sin \chi$. Тогда

$$\operatorname{tg} \varphi_B = \frac{\sin \varphi_B}{\cos \varphi_B} = \frac{n \sin \chi}{\sin \chi} = n,$$

т.е., зная угол Брюстера, можно определить показатель преломления среды.

Интерес представляют графики для R_{\perp} , R_{\parallel} и R в зависимости от угла падения излучения (рис. 2.17). При $\varphi =$

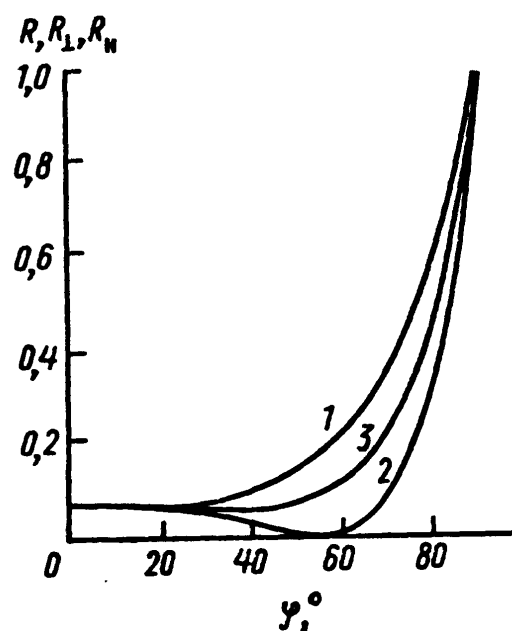


Рис. 2.17. Графики зависимости R_{\perp} (1), R_{\parallel} (2) и R (3) от угла падения проходящего излучения

$= \pi/2$ коэффициенты отражения будут иметь следующие значения:

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\pi/2 - \chi)}{\sin^2(\pi/2 + \chi)} = 1,$$

$$R_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\pi/2 - \chi)}{\operatorname{tg}^2(\pi/2 + \chi)} = 1 \quad (2.37)$$

и полный коэффициент отражения $R = (1/2) (R_{\perp} + R_{\parallel}) = 1$.

Рассмотрим случай, когда $\varphi \rightarrow 0$. Поскольку при малых углах синусы и тангенсы можно заменить их аргументами ($\sin \varphi \sim \operatorname{tg} \varphi \sim \varphi$), то выражение $\sin \varphi = n \sin \chi$ дает соотношение между углами $\varphi = n\chi$ и $\chi = \varphi/n$, а из формул (2.32) и (2.33) получаем

$$R_{\perp} = R_{\parallel} = \frac{(\varphi - \varphi/n)^2}{(\varphi + \varphi/n)^2} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2. \quad (2.38)$$

Так как для воды $n \sim 1,3$, то из выражения (2.38) получим $R_{\perp} = R_{\parallel} \sim 0,02$. Это очень важный результат.

На рис. 2.18 приведен график изменения френелевского коэффициента отражения солнечной радиации от вод Мирового океана в зависимости от высоты Солнца ($h_{\odot} = 90^{\circ} - \Theta$). Из графика видно, что в диапазоне $h_{\odot} \sim 90 \div 20^{\circ}$ практически вся проходящая солнечная радиация проникает под поверхность океана и нагревает его деятельный слой. Этот факт имеет исключительно важное значение для понимания термодинамики океана и атмосферы в целом. Здесь умес-

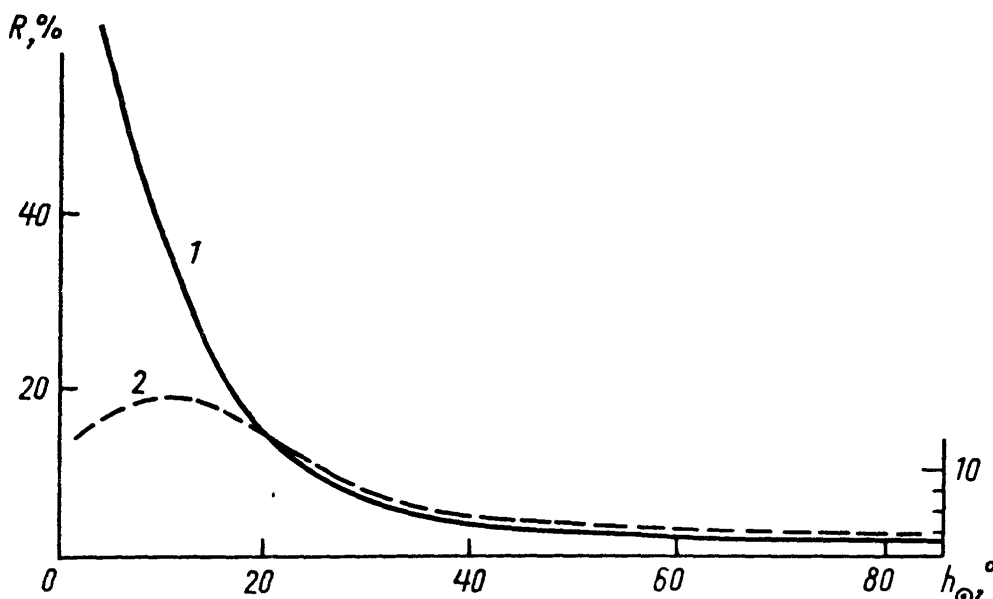


Рис. 2.18. Изменение с высотой Солнца h_{\odot} коэффициента отражения R при штиле (1) и при волнении в 4 балла (2)

тен вопрос, насколько справедливо применение теории отражения Френеля, полученной для отражения излучения от плоской границы двух сред, к сложной по форме поверхности океана. Безусловно, физический закон отражения будет точно описывать процесс преломления и отражения излучения для падающего и отраженного луча. Однако из-за волнения и ряби на поверхности океана углы падения будут во времени изменяться случайным образом и приемник отраженного излучения зафиксирует диффузное отражение.

Вычисления, проведенные по различным схемам, учитывающим диффузное отражение, показывают, что уровень отражения при этом несколько выше и составляет величину примерно 6–7%. Для характеристики указанного процесса отражения вводится понятие альbedo взволнованной поверхности океана $A = R + P_r / P_{\text{пр}}$, где P_r — рассеянная отраженная солнечная радиация, $P_{\text{пр}}$ — проходящая солнечная радиация, а R — френелевская отраженная радиация. На рис. 2.19 приведены графики значений альbedo океана в зависимости от высоты Солнца.

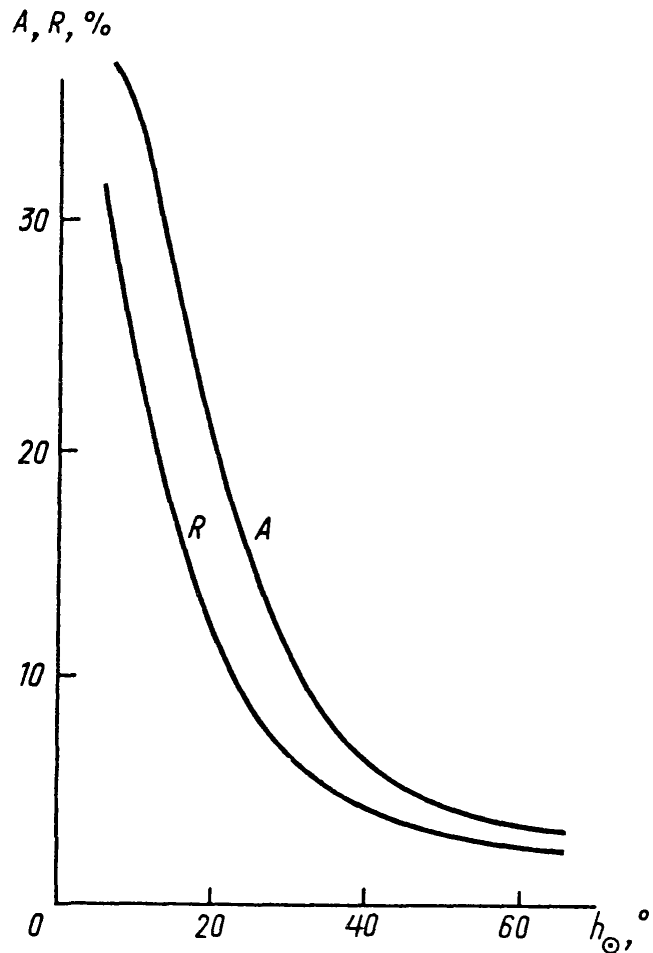


Рис. 2.19. Изменение с высотой Солнца h_{\odot} альbedo океана (A). Для сравнения приведена кривая изменения коэффициента отражения R

Остановимся на преломлении света при прохождении через границу вода—воздух. Самый простой закон преломления — это закон Снелиуса $\sin \varphi = n \sin \chi$, где n — абсолютный показатель преломления. Для воздуха $n = 1$, а для воды $n_w \sim 1,3$. По Максвеллу, $n = c_0 / v$, где v — скорость распространения излучения в веществе, c_0 — скорость в вакууме.

Следует указать еще на ряд оптических явлений, имеющих место в атмосфере из-за плавного изменения показателя преломления с высотой. В главе I отмечалось, что по одной из моделей атмосферы (изотермической) давление и, следовательно, плотность изменяются

по барометрической формуле $\rho(z) = \rho_0 \exp(-gh/RT)$. Так как показатель преломления есть функция от плотности $n - 1 = c\rho$, где c — постоянная, то получаем

$$n - 1 = c\rho_0 \exp\left(-\frac{gh}{RT}\right), \quad (2.39)$$

откуда следует, что показатель преломления плавно по экспоненте убывает с высотой. Это вызывает атмосферную рефракцию, приводящую к тому, что у горизонта Солнце и Луна кажутся сплюснутыми в вертикальном направлении. Атмосферная рефракция также может привести к миражу в случае инверсионного распределения температуры в атмосфере. В пустыне мираж создает впечатление водной поверхности.

Преломлением света объясняются радуга и гало. Гало — это появление системы светлых колец вокруг Солнца и Луны как результат преломления и отражения света при прохождении через ледяные перистые облака.

В заключение следует отметить, что особо важными оптически-атмосферными процессами являются поглощение и рассеяние, определяющие интенсивность переноса солнечной и длинноволновой (ИК) радиации в атмосфере и ее радиационный обмен с космосом и подстилающей поверхностью. Эти процессы в основном определяют термодинамическое состояние воздушной и водной оболочек Земли.

*ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИЗМЕНЕНИЯ
РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА ЗЕМЛИ,
ВЫЗЫВАЕМОГО ЕСТЕСТВЕННЫМИ
И АНТРОПОГЕННЫМИ ФАКТОРАМИ*

Основопологающим параметром термодинамического состояния системы океан—атмосфера является температура поверхности Земли. Среднеглобальная температура земной поверхности определяется балансом между поглощением солнечной радиации и потоком собственного излучения Земли в космос ($\Phi_{\text{пад } \oplus} = \Phi_{\text{исх } \oplus}$).

Исходя из закона Ламберта, первый из указанных потоков запишется в виде (см. рис. 2.4)

$$\Delta^2 \Phi_{n\oplus} = B_{\odot} \Delta S_{\odot} \frac{\Delta S_{\oplus}}{d_{\odot\oplus}^2} (1 - A) = \pi B_{\odot} \Delta S_{\oplus} \left(\frac{R_{\odot}}{d_{\odot\oplus}}\right)^2 (1 - A),$$

где B_{\odot} — яркость Солнца, ΔS_{\odot} и ΔS_{\oplus} — площади меридиональных сечений Солнца и Земли соответственно, $d_{\odot\oplus}$ — расстояние между Солнцем и Землей, A — альbedo Земли, R_{\odot} — радиус Солнца.

Поскольку плотность потока и яркость связаны соотношением $P_{\odot} = \pi B_{\odot} = \sigma T_{\odot}^4$, а $\Delta S_{\odot} = \pi R_{\odot}^2$, то выражение для поглощенного Землей потока солнечной радиации примет вид

$$\Phi_{n\oplus} = P_{\odot} \Delta S_{\oplus} \left(\frac{R_{\odot}}{d_{\odot\oplus}} \right)^2 (1 - A) = \sigma T_{\odot}^4 \Delta S_{\oplus} \left(\frac{R_{\odot}}{d_{\odot\oplus}} \right)^2 (1 - A).$$

В свою очередь поток земного излучения в космос равен

$$\Phi_{и\oplus} = P_{\oplus} S_{\text{пов}\oplus} = 4\Delta S_{\oplus} \sigma T_{\oplus}^4$$

(здесь учтено, что интенсивность излучения Земли $P_{\oplus} = \sigma T_{\oplus}^4$, а площадь земной поверхности равна $S_{\text{пов}\oplus} = 4\Delta S_{\oplus}$). Приравнявая полученные выражения для потоков, легко определить радиационную температуру Земли:

$$T_{\oplus} = T_{\odot} \sqrt{\frac{R_{\odot}}{2d_{\odot\oplus}}} (1 - A)^{1/4}. \quad (2.40)$$

В выражении (2.40) все параметры, за исключением альбедо Земли A , постоянные. Что касается альбедо, то оно зависит от оптических характеристик среды ($\epsilon = \alpha + \sigma$). Выше было показано, что процессы поглощения и рассеяния в атмосфере определяются ее газовым составом (рис. 2.20) и аэрозолями (частицами сажи, пыли, воды, соли и др.), а в океане — наличием растворенных веществ (органических и неорганических) и взвесей (минеральных и органических), а также наличием на поверхности океана поверхностно активных веществ (ПАВ).

Расчеты температуры подстилающей поверхности Земли (океана и суши), проведенные по формуле (2.40) при принятом в настоящее время значении альбедо Земли, равном примерно 0,35, показали, что она близка к $T_{\oplus} \approx 250$ К. Однако средняя температура подстилающей поверхности Земли примерно на 40 К выше рассчитанной по формуле (2.40) и равна 288 К.

Повышенное значение температуры у поверхности Земли — результат так называемого “парникового” эффекта, состоящего в следующем. Атмосфера практически прозрачна в видимом участке солнечного спектра. В результате приходящая солнечная радиация с малыми потерями достигает подстилающей поверхности и нагревает ее.

Что касается переноса теплового (ИК) излучения земной поверхности через атмосферу в космос, то здесь из-за наличия в атмосфере оптически активных газов (водяного пара, двуокиси углерода, озона, метана, окиси азота и хлорфторуглеродов) основная доля этого

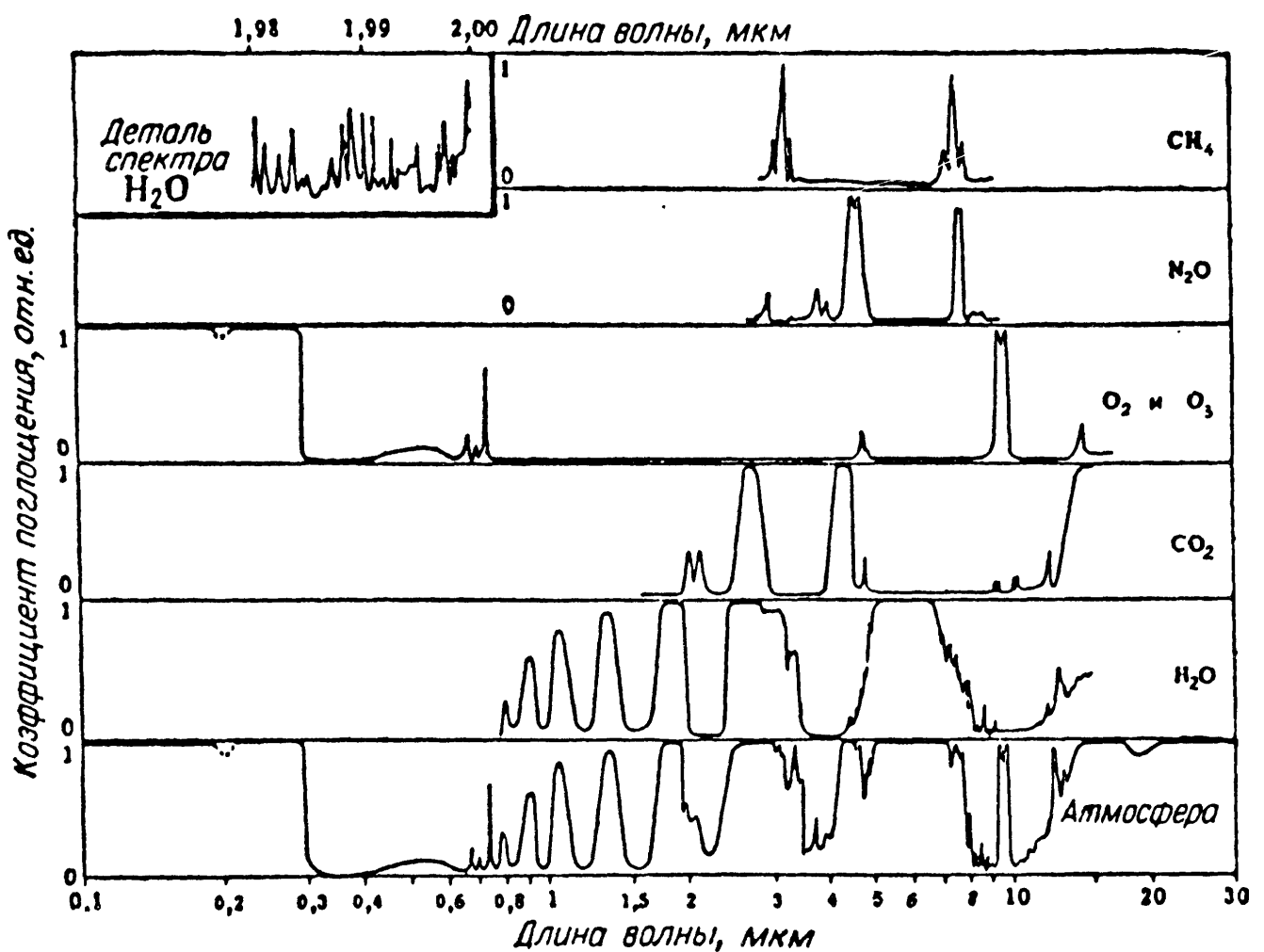


Рис. 2.20. Спектры поглощения H_2O , CO_2 , O_2 и O_3 , N_2O , CH_4 и спектр поглощения атмосферы

излучения будет поглощена атмосферой. И только меньшая ее часть уйдет в космос через “окно прозрачности” атмосферы (в диапазоне $\Delta\lambda \approx 8\text{--}12$ мкм), причем только в случае, если этому не будут препятствовать облака.

Помимо указанного, следует отметить, что с понижением высоты давление в атмосфере увеличивается, и это приводит к увеличению поглощения излучения.

Все эти факторы приводят к тому, что общий эффект переноса излучения Земли таков, каким он был бы при излучении только из слоев атмосферы, расположенных на высоте примерно 5,5 км, где температура приблизительно равна 250 К.

В этом и состоит сущность “парникового” эффекта, приводящего к повышению температуры в нижней атмосфере (аналогичные эффекты наблюдаются на всех планетах, имеющих атмосферу с газами, поглощающими длинноволновое излучение). Эффект потепления нижней атмосферы был назван “парниковым” по аналогии с механизмом действия парника, где стекла пропускают видимый свет и задерживают обратное тепловое излучение, что приводит к нагреву воздуха внутри парника. Малые газы, приводящие к этому эффекту, часто называют “парниковыми” газами (ПГ).

В наше время все чаще высказываются опасения глобального потепления климата Земли. Этот процесс объясняется быстрым накоплением в атмосфере ПГ. Он вызван в основном промышленной и сельскохозяйственной деятельностью человека. Надо отметить, что накопление некоторых ПГ, например метана, происходит естественным путем в результате процессов, имеющих место на обширных территориях нефтяных болот в тундре.

Между тем главным виновником потепления атмосферы считается двуокись углерода CO_2 . С тех пор как началась промышленная революция (конец прошлого столетия), концентрация двуокиси углерода в атмосфере увеличилась на 25%, метана — на 100%, помимо этого появились технологические газы, такие, как различные хлорфторуглероды.

Никто теперь не отрицает потепления климата на 1,5–2°C. Все это наносит необратимый ущерб геосфере, атмосфере и биосфере. Прогноз катастрофических последствий феномена глобального потепления планеты показывает, что наиболее опасные из них следующие. Во-первых, повышение уровня Мирового океана, происходящее в основном из-за объемного расширения воды, что грозит затоплением огромных территорий густонаселенных прибрежных районов на Земле. Во-вторых, повышение температуры подстилающей поверхности и значительное охлаждение стратосферы. И, наконец, летние засухи в континентальных районах и увеличение количества осадков в высоких широтах. Все указанные факторы могут привести к деградации экосистемы Земли.

Кроме потепления атмосферы, некоторые из ПГ, такие, как фторхлоруглероды, вызывают разрушение слоя озона в верхней атмосфере, что грозит полным уничтожением озонового экрана, защищающего все живое от губительных ультрафиолетовых лучей.

На радиационные свойства атмосферы помимо ПГ влияют аэрозоли естественного и антропогенного происхождения. Это морской аэрозоль, вулканический пепел, частицы пыли и дыма. Последние могут быть результатом техногенного загрязнения атмосферы. Физические и химические характеристики атмосферного аэрозоля имеют широкий спектр значений, а их пространственно-временное распределение непостоянно. Все это приводит к значительным трудностям при учете аэрозольного фактора в интересах задач климатологии.

На основании вышеизложенного можно заключить, что изменение состояния экосистемы Земли со всеми сложными аспектами взаимосвязанных физических, химических и биологических процессов в конечном счете определяется изменением альбедо и, следовательно, изменением поступающей в термодинамическую систему океан—атмосфера солнечной радиации.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ (ТЕПЛОМАССООБМЕН)

Океан и атмосфера, представляющие собой водную и воздушную оболочки Земли, постоянно обмениваются энергией между собой и с космосом.

Академик В.В. Шулейкин еще в 1927 г. впервые обратил внимание ученых на то, что океан и атмосферу следует изучать во взаимодействии, а не в отрыве друг от друга, как это было в то время принято в океанологии и метеорологии. Тем самым еще тогда был поставлен вопрос об океане и атмосфере как единой термодинамической системе.

Стационарность климата нашей планеты определяется работой термодинамической системы океан–атмосфера. Необходимое для производства указанной работы тепло поступает в систему в результате поглощения приходящей солнечной радиации, а отработанное тепло выбрасывается в космос длинноволновым излучением атмосферы и океана.

Плотность потока солнечной радиации на верхней границе атмосферы (солнечная постоянная), как указывалось выше, равна $P_{\odot \text{п}} = 1,4 \text{ кВт/м}^2$. Поскольку поток солнечной радиации пересекает диск Земли, площадь которого в четыре раза меньше ее поверхности, то средняя плотность по всей поверхности земного шара будет равна $\langle P \rangle = 350 \text{ Вт/м}^2$.

Часть указанной радиации из-за отражения и обратного рассеяния от облаков, атмосферы, океана и суши уйдет в космос и практически не будет влиять на тепловое состояние атмосферы и океана. С учетом указанного фактора, при принятом в настоящее время значении альбедо Земли, равном 35%, средняя плотность потока, поступающего на Землю, составит величину $\langle P_{\text{пад}} \rangle \approx 225 \text{ Вт/м}^2$.

Примем полученную оценку за 100%. Этот поток радиации будет весь поглощен и уйдет на нагрев атмосферы и суши. Так как климат нашей планеты стационарен, то плотность потока поступающей солнечной радиации на верхней границе атмосферы равна плотности длинноволнового земного излучения в космос, этим и достигается среднегодовая термическая стабильность Земли. Однако океан и атмосфера из-за различия в оптических свойствах по-разному поглощают и переизлучают солнечную радиацию, что в конечном счете приводит к их различному термическому состоянию. В главных

чертах процессы лучистого теплообмена атмосферы и океана состоят в следующем.

РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛОБМЕН АТМОСФЕРЫ

Нагрев атмосферы происходит в результате поглощения солнечной радиации и теплового излучения подстилающей поверхностью Земли (ППЗ), а охлаждение идет за счет собственного излучения атмосферы в космос (V_∞ — уходящая радиация) и к поверхности Земли (G — противоизлучение атмосферы).

Процессы излучения атмосферы, согласно закону излучения Кирхгофа, определяются полосами поглощения ее газового состава. Из всех входящих в атмосферу газов в диапазоне длин волн солнечной радиации ($\lambda = 0,2-4$ мкм) и длинноволнового излучения ППЗ при температурах, близких к нормальной — 288 К ($\lambda = 4-40$ мкм), полосы поглощения имеют следующие газы: водяной пар H_2O , углекислый газ CO_2 , озон O_3 и кислород O_2^* . Спектр поглощения атмосферы приведен на рис. 3.1. Здесь на спектр поглощения атмо-

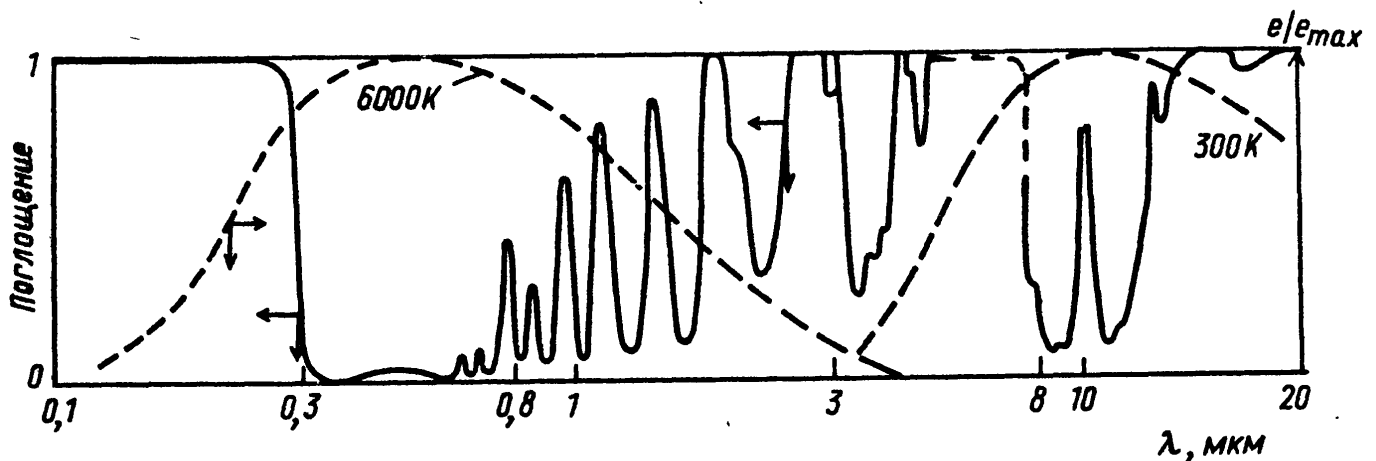


Рис. 3.1. Спектр поглощения атмосферы (по Флиглю, Бузингеру, 1965)

сферы для наглядности нанесены нормированные спектры излучения Солнца и ППЗ (пунктирные линии). Из рассмотрения спектра поглощения можно заключить следующее.

1. Ультрафиолетовая область с $\lambda < 0,3$ мкм поглощается озоном и кислородом (в основном в стратосфере на высоте 25–50 км).
2. Для видимого участка спектра солнечной радиации (0,3–0,7 мкм) атмосфера практически прозрачна.

* Поглощение окиси азота N_2O и метана CH_4 можно не учитывать, так как их объемная доля в атмосфере на несколько порядков меньше указанных газов.

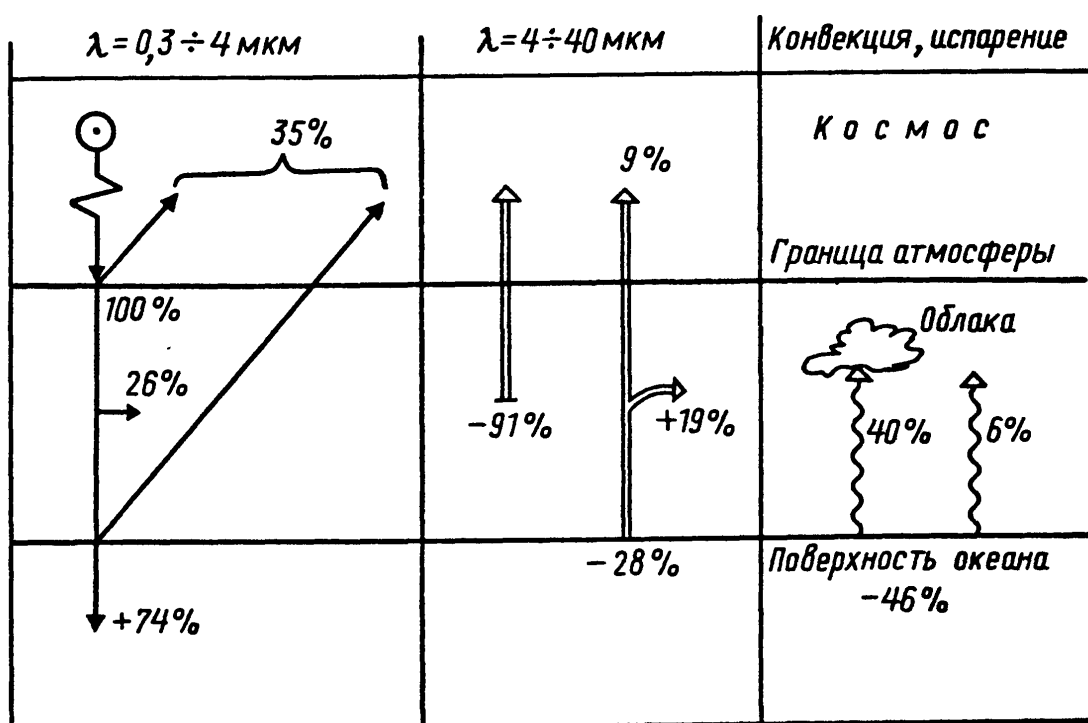


Рис. 3.2. Схема теплового баланса системы космос–атмосфера–океан

3. В области ИК-излучения Солнца (0,7–4 мкм) имеет место значительное ослабление за счет полос поглощения парами воды и углекислого газа, составляющее 26% от радиации, поступающей на Землю. Оно идет на нагревание атмосферы (см. схему теплового баланса на рис. 3.2). Следует отметить, что излучением атмосферы в указанном диапазоне можно пренебречь, так как при температурах, близких к нормальной, оно ничтожно мало.

4. Область спектра поглощения (и, следовательно, излучения) атмосферы с длинами волн 4 ÷ 40 мкм примечательна тем, что она совпадает

с интервалами излучения АЧТ при нормальной температуре. Поскольку температуры ППЗ и нижних слоев тропосферы различаются всего на десятки градусов, то спектр излучения атмосферы практически совпадает со спектром излучения океана и суши. Отличие здесь составляет только интервал длин волн 8–14 мкм, где единственная линия поглощения озона ($\lambda \approx 9,6 \text{ мкм}$) настолько узка, что указанный интервал практически прозрачен для теплового излучения океана и суши. Это так называемое “окно прозрачности” атмосферы, где она не излучает и не поглощает.

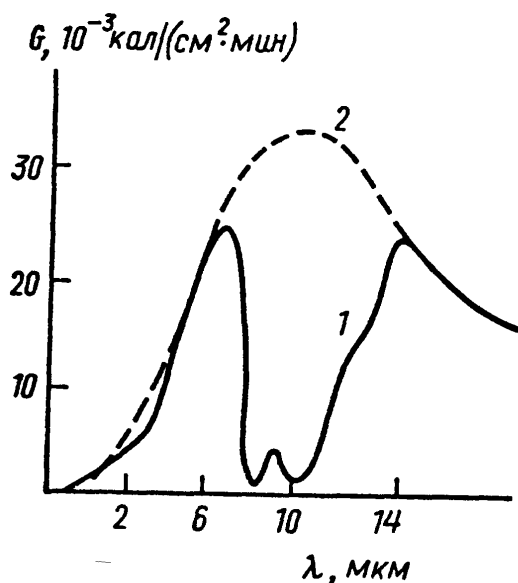


Рис. 3.3. Спектры излучения атмосферы (1) и подстилающей поверхности (2) при температуре, близкой к нормальной (~300 К)

На рис. 3.3 приведены спектры излучения атмосферы (кривая 1) и под-

стиляющей поверхности (кривая 2) при температуре, близкой к нормальной. Из спектров следует, что радиационный теплообмен атмосферы с космосом реализуется во всем диапазоне излучения атмосферы. Это излучение (уходящая радиация U_{∞}) играет определяющую роль в охлаждении нашей планеты, так как обеспечивает переизлучение в космос 91% поступающего на Землю тепла (см. рис. 3.2). Что касается противоизлучения атмосферы, то оно реализует радиационный теплообмен атмосферы с подстилающей поверхностью — океаном и сушей — и будет учтено ниже при оценке энергообмена в этих подсистемах.

РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН ОКЕАНА

Замечательным свойством Мирового океана как подстилающей поверхности является то, что приходящая солнечная радиация проникает в поверхностный слой океана и в результате поглощения нагревает его. Спектр объемного показателя поглощения стандартной морской воды (рис. 3.4) имеет сложную форму с минимумом в области синего участка спектра. Показатель поглощения меняется значительно (от 10^{-1} до 10^5 обратных метров) и свидетельствует о сильном поглощении инфракрасной радиации. Ослабление радиации зависит как от поглощения, так и от рассеяния ($\epsilon = \alpha + \sigma$). Однако для воды поглощение много больше рассеяния ($\alpha \gg \sigma$) и закон ослабления Бугера–Ламберта для монохроматического излучения можно записать с учетом только поглощения:

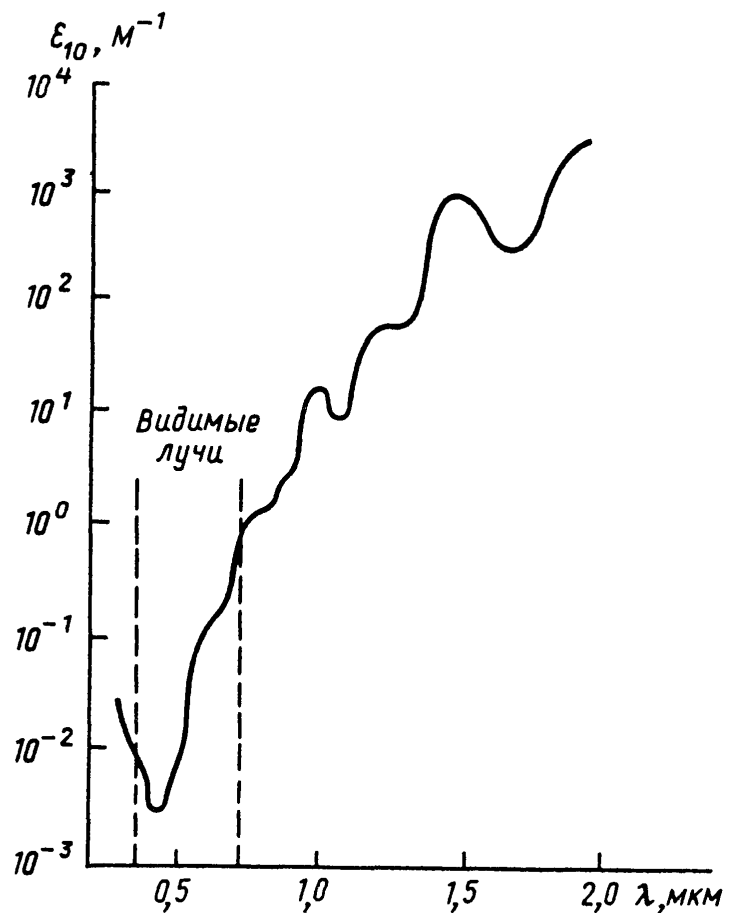


Рис. 3.4. Спектр объемного показателя поглощения стандартной морской воды в диапазоне длин волн солнечной радиации

$$dP_{\lambda}(z) = P_{0\lambda} \exp(-\alpha_{\lambda} z).$$

Академиком А.Г. Колесниковым было показано, что перенос излучения для всего диапазона длин волн солнечного излучения

можно представить в виде суммы экспоненциально затухающих компонент

$$P(z) = I_0 (1 - A) \sum_1^m I_m e^{-\bar{\alpha}_m z}, \quad (3.1)$$

где $\bar{\alpha}_m$ — средний показатель поглощения на выделенном m -м интервале спектра, а I_0 — сумма прямой и рассеянной радиации. Позже на основании натуральных наблюдений, проведенных при помощи подводного пиранометра (измерителя потока солнечной радиации), С.Г. Богуславский показал, что при точности актинометрических измерений, принятой в океанографической практике (2÷5%), поток радиации можно представить в виде суммы двух экспонент:

$$P(z) = I_0 (1 - A) \left[P_1 e^{-\bar{\alpha}_{m_1} z} + P_2 e^{-\bar{\alpha}_{m_2} z} \right], \quad (3.2)$$

где P_1, P_2 — константы, зависящие от района Мирового океана, $\bar{\alpha}_{m_1}$ и $\bar{\alpha}_{m_2}$ — средние значения показателя поглощения для коротковолновой и длинноволновой частей спектра соответственно. Отметим, что второй член формулы (3.2) начиная с глубины в несколько метров обращается в ноль, что свидетельствует о полном поглощении инфракрасного солнечного излучения в тонком подповерхностном слое моря. Из графика убывания суммарной радиации с глубиной (рис. 3.5) видно, что уже в первых метрах поверхностного слоя происходит сильное поглощение радиации.

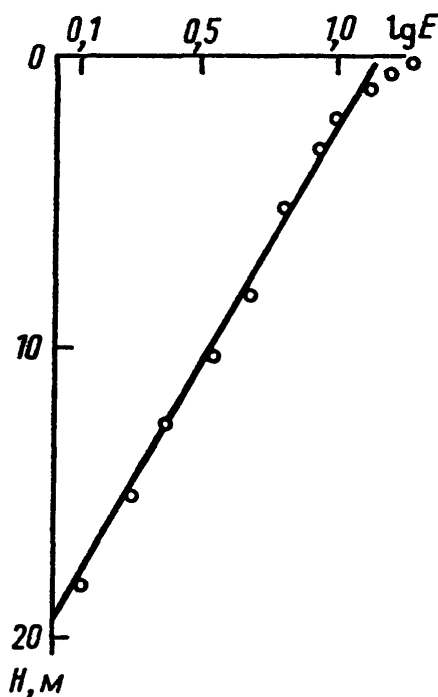


Рис. 3.5. График убывания суммарной радиации с глубиной (по С.Г. Богуславскому, 1956)

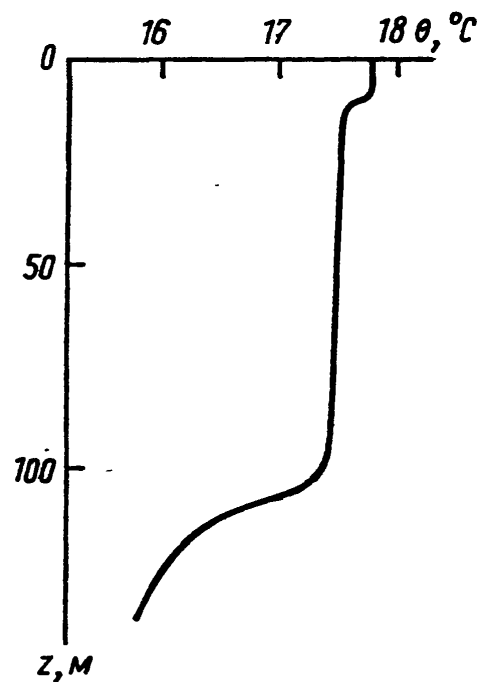


Рис. 3.6. Характерный профиль температуры в деятельном слое океана

Если рассмотреть суммарный эффект поглощения всей поступающей в океан солнечной радиации в зависимости от глубины, то окажется, что первый же метр морской воды поглощает 60% от приходящей на Землю радиации, тогда как ниже глубины 50 м проникает всего лишь 0,05% излучения. Этот факт представляет собой чисто морской феномен. Его особенность состоит в том, что в результате объемного поглощения приходящей радиации и интенсивного турбулентного перемешивания в океане формируется квазиоднородный по температуре поверхностный слой (толщиной около 100 м) с огромной теплоемкостью, служащий гигантским тепловым резервуаром для всей Земли. На нагрев этого слоя расходуется вся поступающая в океан радиация, составляющая 74% от приходящего на Землю излучения.

В квазиоднородном, или, как его еще называют, деятельном, слое океана в результате изменения облученности в суточном цикле у поверхности в светлое время суток формируется дневной квазиоднородный слой моря (толщиной около 10 м), который в ночное время исчезает (рис. 3.6).

Исходя из изложенного, следует заключить, что процессы взаимодействия солнечного излучения с океаном в результате селективного поглощения и турбулентного перемешивания ведут к расслоению океана и формированию термически устойчивых слоев океана — деятельного и дневного.

ИЗЛУЧЕНИЕ ОКЕАНА.

РАДИАЦИОННЫЙ СЛОЙ.

ЭФФЕКТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОКЕАНА

В отличие от объемного поглощения приходящей солнечной радиации процессы теплового излучения океана имеют место практически на его поверхности. Океан излучает как серое тело (степень черноты $\varepsilon \sim 98-99\%$), и, в соответствии с законом излучения Планка, при нормальной температуре максимум спектра излучения сосредоточен в интервале длин волн 4–40 мкм с максимальной спектральной плотностью на длине волны $\lambda_{\text{max}} = 10$ мкм. Поглощение воды в указанном диапазоне огромно, чем и определяется малая толщина излучающего слоя. Из рис. 3.7 видно, что изменение показателя поглощения в указанном диапазоне длин волн лежит в интервале $5 \cdot (10^4 - 10^5) \text{ м}^{-1}$. Следовательно, в соответствии с законом поглощения Бугера $P(z) = P_0 \exp(-\alpha z)$ характерная глубина поглощающего (излучающего) слоя $z_0 = 1/\alpha$ (где интенсивность излучения упадет в $e \approx 2,78$ раза) составит 10–20 мкм. В дальней-

шем для краткости этот слой будем называть радиационным и обозначим его через $z_0 = \Delta$.

В радиационном слое помимо излучения имеет место и сильное поглощение приходящего противоизлучения атмосферы G , спектр которого совпадает со спектром излучения воды, за исключением диапазона “окна прозрачности” атмосферы. В результате поглощение потока противоизлучения атмосферы в значительной мере компенсирует тепловые потери на излучение. Для характеристики реальных тепловых потерь океана на излучение введено понятие эффективного излучения поверхности океана $F_{эфф}$, представляющего собой алгебраическую сумму собственного теплового излучения океана U и противоизлучения атмосферы, G : $F_{эфф} = U - \epsilon G$, где ϵ — степень черноты поверхности океана.

Из рис. 3.8 видно, что эффективное излучение сосредоточено в интервале длин волн 8–12 мкм в “окне прозрачности” атмосферы (поглощение озона узкой линией с $\lambda = 9,6$ мкм вносит лишь небольшой вклад).

При распространении в атмосфере часть эффективного излучения поглощается облаками (водными каплями) и идет на нагрев атмосферы. По среднеклиматическим расчетам эффективное излучение океана составляет 28% от поступающей на Землю радиации $\langle P_n \rangle$. При этом 19% поглощается облаками, а 9% уходит в космос (см. рис. 3.2). При исследовании процессов теплообмена между океаном и атмосферой обычно оперируют с понятием $F_{эфф}$.

Приведенные оценки лучистого теплообмена в системе Земля позволяют составить тепловой баланс океана и атмосферы.

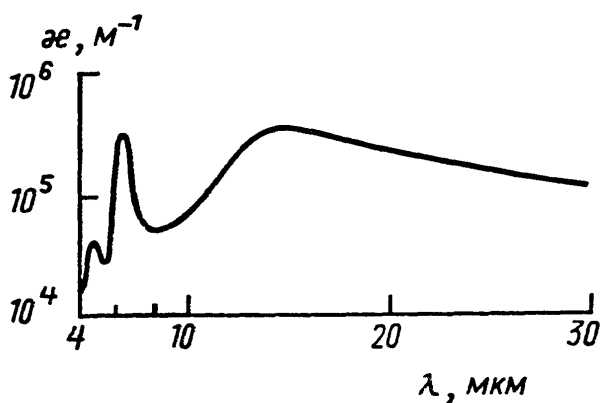


Рис. 3.7. Кривая зависимости объемного показателя поглощения воды от длины волны теплового излучения подстилающей поверхности

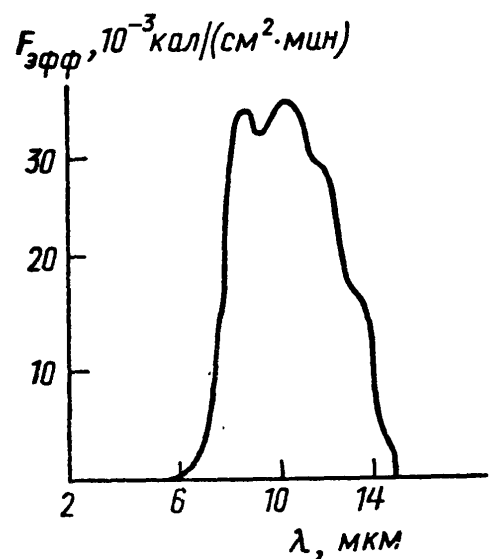


Рис. 3.8. Спектр эффективного излучения океана

На схеме теплового баланса океана и атмосферы (см. рис. 3.2) в первых двух колонках указаны составляющие радиационного баланса для солнечного и земного излучения соответственно. Из схемы следует, что уравнения радиационного баланса атмосферы и океана запишутся соответственно

$$R_a = j + F_n - U_\infty \quad \text{и} \quad R_w = I_n - F_{\text{эфф}},$$

где j и F_n — поглощенные атмосферой потоки солнечной радиации и части эффективного излучения океана, U_∞ — тепловое излучение атмосферы в космос, I_n — поток поступающей в океан солнечной радиации, $F_{\text{эфф}}$ — эффективное излучение океана. Расчет на основе данных приведенной схемы показывает, что радиационный баланс атмосферы отрицателен ($R_a = \langle P_n \rangle (26\% + 19\% - 91\%) = -46\% \cdot 225 \text{ Вт/м}^2 = -103 \text{ Вт/м}^2$), тогда как радиационный баланс океана положителен ($R_w = (74\% - 28\%) \cdot 225 \text{ Вт/м}^2 = 46\% \cdot 225 \text{ Вт/м}^2 = 103 \text{ Вт/м}^2$), следовательно, приход солнечной энергии на Землю и дальнейшее ее переизлучение в космос приводит океан и атмосферу в термически неравновесное состояние (поверхностный слой океана теплее тропосферы).

Несмотря на отрицательный радиационный баланс, атмосфера не остывает. Это явление объясняется тем, что термически неравновесное состояние естественно ведет к возникновению теплообмена между океаном и атмосферой, заключающегося в процессах испарения, ИК-излучения и конвекции. Тем самым отрицательный радиационный баланс атмосферы компенсируется теплом конденсации водяного пара, поступающего в тропосферу с поверхности океана, и конвективным переносом тепла с подстилающей поверхности.

Следует особо отметить, что основную роль в теплообмене играет скрытая теплота конденсации водяного пара. Количественно она равна 40% от поступающего в систему тепла, и лишь 6% приходится на конвективный перенос. Из сказанного следует, что процесс испарения является определяющим фактором в теплообмене между океаном и атмосферой и, следовательно, в формировании погоды и климата на Земле (Иванов, 1978; Перри, Уокер, 1979; и др.).

Тем самым систему океан-атмосфера можно представить как тепловую машину, где нагревателем служит океан, холодильником — атмосфера, а рабочим веществом — водяной пар.

Коэффициент полезного действия этой машины небольшой. При разности температур между поверхностью океана и атмосферой на высоте образования облаков ($\sim 1 \div 6$ км) около 6 К (градиент температуры по стандартной модели атмосферы равен 6 К/км) КПД паровой машины $\eta = \Delta T/T$ будет не более 2%. Эта часть тепла, преобразованная в механическую работу, расходуется на поддержание всех динамических процессов в атмосфере и океане (глобальные циркуляции воздушных и водных масс, течения, ураганы и др.). Основная же часть тепла (98%) идет на обеспечение стационарного термического состояния Земли (климат и погода), т.е. на реализацию привычного комфорта для обитателей нашей планеты.

Особенности радиационного теплообмена между Солнцем и Землей состоят в том, что нагрев атмосферы в основном происходит не путем непосредственного поглощения солнечной радиации атмосферой, а через процесс конденсации водяного пара, поступающего в атмосферу с поверхности океана. Поэтому говорят, что в отличие от океана атмосфера нагревается снизу.

*ПРОЦЕССЫ ОБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА
И ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКИХ ТЕРМИЧЕСКИХ СТРУКТУР —
РАДИАЦИОННОГО СЛОЯ И ХОЛОДНОЙ ПЛЕНКИ ОКЕАНА*

Формирование таких жизненно важных факторов на Земле, как климат и погода, в конечном счете определяется процессами обмена теплом между Солнцем, атмосферой, океаном и космосом.

Будучи первопричиной глобальных циркуляций воздушных и водных масс на Земле, процессы испарения, эффективного излучения океана и контактного переноса тепла имеют место практически на поверхности океана. Эффективное излучение идет из радиационного слоя толщиной 10^{-5} м, а испарение и контактный теплообмен происходят с поверхности радиационного слоя толщиной порядка нескольких мономолекулярных слоев ($\sim 10^{-9}$ м).

Указанные процессы уносят с поверхности океана огромное количество тепла (среднеглобальный поток составляет ~ 175 Вт/м²). Что касается тепла, поступающего в радиационный слой в результате поглощения приходящей солнечной радиации, то из-за незначительной толщины этого слоя его недостаточно для поддержания поверхностных процессов*. Это приводит к интенсивному выхолаживанию

* Так как поглощенная часть радиации выражается в виде $dP = -\bar{\alpha}P dz$ (для океана среднее значение $\bar{\alpha} = 0,035$ м⁻¹, приходящая радиация $P = 225$ Вт/м², а толщина радиационного слоя $dz = 10^{-5}$ м), то величина поглощенной части составит $dP = 3,5 \cdot 10^{-2}$ м⁻¹ $\cdot 2,3 \cdot 10^2$ Вт/м² $\cdot 10^{-5}$ м $\approx 8 \cdot 10^{-5}$ Вт/м, что пренебрежимо мало по сравнению с суммарным потоком теплообмена.

радиационного слоя (РС). Образование дефицита тепла приводит к перепаду температуры между радиационным слоем и нижележащим, более теплым дневным слоем воды. Если динамическая структура дневного слоя характеризуется турбулентностью, то при подходе к поверхности океана турбулентность затухает, а у самой границы раздела вода–воздух движение принимает ламинарный характер, когда перенос тепла определяется молекулярным процессом с обычным для воды значением коэффициента теплопроводности.

Все указанные факторы приводят к образованию особой термической структуры — холодной пленки океана с инверсионным распределением температуры по глубине и громадными градиентами температуры у поверхности. На рис. 3.9 изображена схема теплообмена радиационного слоя с атмосферой и космосом, а также приведен компенсационный поток тепла q_{Σ} , поступающий к поверхности из дневного однородного слоя океана через холодную пленку. В стационарном случае (за редким исключением конденсации на поверхности океана) уравнение теплового баланса для радиационного слоя запишется в виде $q_{\Sigma} = LE + F_{\text{эфф}} + q_k$, где LE , q_k , $F_{\text{эфф}}$ — потоки на испарение, контактный и эффективный обмен соответственно, а q_{Σ} — суммарный компенсационный поток, поддерживающий все поверхностные процессы.

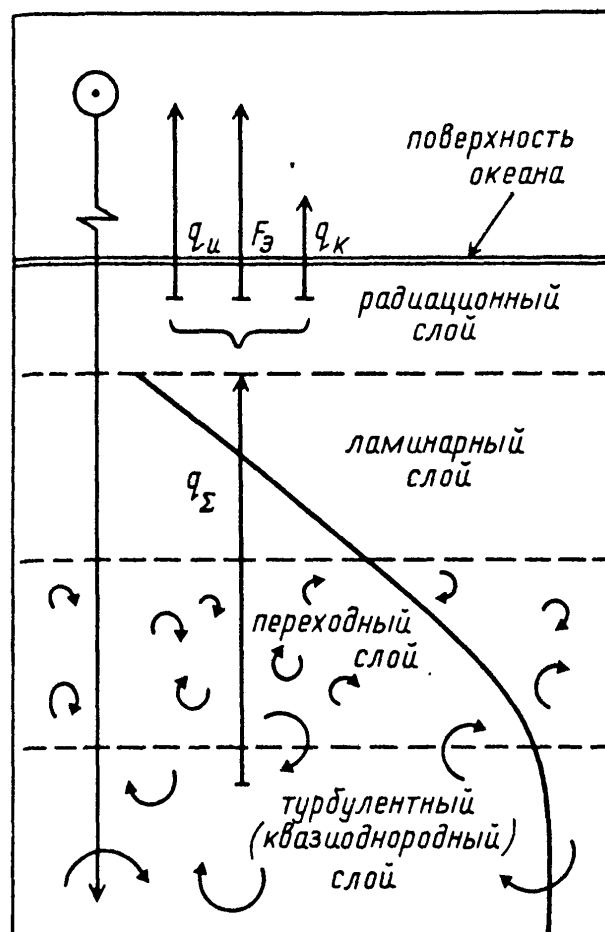


Рис. 3.9. Модель теплообмена радиационного слоя океана

Физическая сущность структуры холодной пленки океана заключается в природе теплообмена океана. Поскольку прогрев деятельного слоя в результате поглощения солнечной радиации происходит во всей толще этого слоя, а охлаждение реализуется только с поверхности, то из его объема постоянно идет подвод тепла к холодной поверхности. Механизм переноса тепла в деятельном слое турбулентный, и только в тонком миллиметровом поверхностном слое режим движения переходит в ламинарный, при котором коэффициент теплопроводности λ на несколько порядков меньше турбулентного коэффициента теплопроводности K_T . Эти факты находят

свое выражение в резком изменении профиля температуры у поверхности и приводят к формированию громадных градиентов температуры ($\text{grad } \theta_z \approx 10^3 \text{ К/м}$). Профиль температуры в холодной пленке показан на рис. 3.9 сплошной кривой.

Таким образом, термически неравновесное состояние океана и атмосферы приводит к формированию у поверхности универсальной термической структуры — холодной пленки океана, представляющей собой реакцию теплого океана на теплообмен с атмосферой.

ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА (ТПО)

Температура поверхности океана (или температура радиационного слоя) является одним из основных факторов, определяющих интенсивность процессов теплообмена между океаном и атмосферой. В связи с этим встает вопрос: что нужно понимать под ТПО? Термическое состояние поверхности океана зависит от скорости подвода и отвода тепла в радиационном слое. В то же время граница раздела вода–воздух представляет собой поверхность фазового перехода для молекул воды, для которой в условиях открытого моря можно применить условия квазиравновесного состояния. Это, как показано Н.Е. Кочиным (1949), позволяет говорить о непрерывности температуры (θ) и давления (e) вдоль кривой фазового равновесия на диаграмме (θ, e), которая с хорошим приближением вычисляется из уравнения Клапейрона–Клаузиуса, записанного для границы раздела вода–воздух. При этом условие равновесия сводится к тому, что температуры воды (θ_w) и воздуха (θ_a), на поверхности раздела вода–воздух будут равны $\theta_w|_{z=0} = \theta_a|_{z=0} = \theta_s$, где θ_s — равновесная температура на поверхности и ее можно принять равной температуре насыщения $\theta_s = \theta(e_w)$ вблизи границы раздела при давлении в паровой фазе e_w .

Приведенные соотношения дают представление о распределении температуры вблизи поверхности океана. В свою очередь давление водяного пара (упругость) является быстро растущей функцией температуры*. Равновесная температура поверхности океана поддается экспериментальному определению по тепловому излучению океана. Все эти причины делают целесообразным выделить θ_s в качестве исследуемой температуры поверхности океана.

* Уравнение Клапейрона–Клаузиуса в этой области записывается в виде $dp/dT = L/T\Delta v$, где L — скрытая теплота парообразования. Давление при этом выражается как $p = p_0 \exp(-L/RT)$, что с учетом $L \gg RT$ подтверждает сделанный вывод.

Ранние работы по изучению термической структуры пограничного слоя моря основывались на измерении температуры на дискретных уровнях в поверхностном слое водоема с шагом дискретности, соизмеримым и даже превышающим, как это сейчас видно, толщину холодной пленки. Очевидно, что указанная методика не позволяла проводить измерения при волнении в условиях открытого моря. Такие работы проводились только на внутренних небольших водоемах (прудах и озерах) или на прибрежном мелководье при штилевых условиях погоды и в лабораториях. В начале 1970-х гг. была разработана новая методика регистрации профиля температуры в холодной пленке. Сущность методики заключается в следующем: малоинерционный датчик температуры быстро перемещается в исследуемых слоях воздуха и воды в вертикальном направлении при непрерывном переходе через границу раздела двух сред. При этом ведется синхронная регистрация распределения по вертикали температуры на электронном осциллографе, расположенном на борту судна.

Для уменьшения влияния ветровых волн (гравитационных и капиллярных) на равномерность движения датчика относительно поверхности океана датчик и система протяжки располагаются на легком трехпоплавковом плотике (буй).

Известно, что волновые возмущения с частотой выше 0,5 Гц при волнении в 3 балла в море практически отсутствуют (рис. 3.10). Зная спектр волнения, можно подобрать параметры буя так, чтобы его частотная характеристика перешла из колебательной в апериодическую. Таким образом достигалась "привязка" буя к физической поверхности моря и, следовательно, обеспечивалась стабилизация скорости движения термодатчика относительно поверхности океана при воздействии на буй гравитационных (длиннопериодных) волн.

Что касается стабилизации движения буя при воздействии

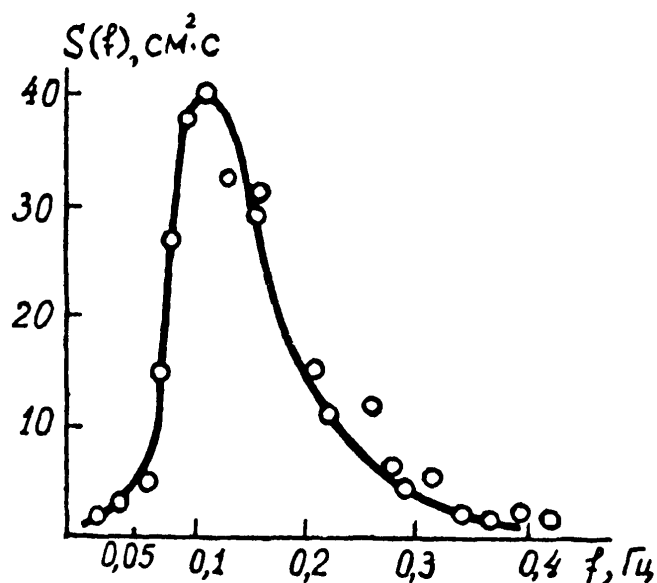


Рис. 3.10. Спектр волновых возмущений морской поверхности при волнении в 3 балла (по В.В. Ефимову, 1981)

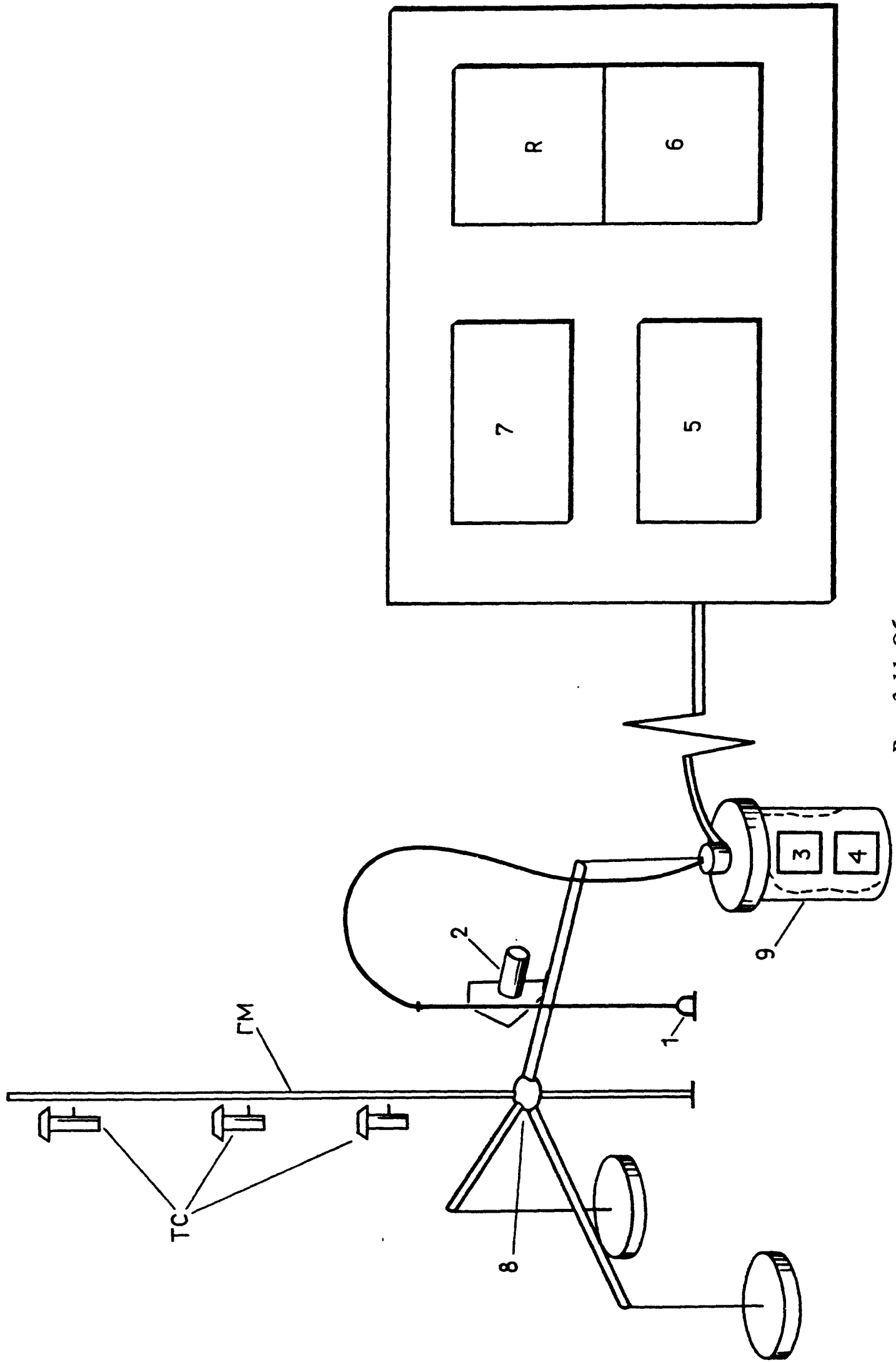


Рис. 3.11. Общая схема измерительной системы

на него капиллярных волн, то здесь стабилизирующим фактором может служить только метод быстрого зондирования, для которого капиллярные волны и волны ряби можно считать неподвижными — “замороженными” относительно буя. Понятно, что чем выше скорость зондирования, тем точнее будут выполняться условия “замороженности”. Однако значение скорости зондирования ограничено сверху постоянной переходного процесса датчика температуры τ . Расчет показывает, что при $\tau \sim 1,5 \cdot 10^{-3}$ с оптимальная скорость зондирования составляет 0,15 м/с.

При регистрации профиля температуры в море судно ложится в дрейф, а поплавковая система с термозондом отпускается на сигнальном кабеле от судна на расстояние 70–100 м. Этим исключаются возмущения поверхностного слоя моря от корпуса судна. Общий вид буя показан на рис. 3.11. Новая аппаратура, построенная по указанному принципу, состоит из термозонда 1, протяжного устройства 2, позволяющего перемещать термозонд по вертикали со скоростью 0,15 м/с, блока электронного усилителя сигнала 3, блока автоматического запуска регистратора 4, пульта управления 5, регистратора 6 (одним из возможных вариантов которого является электронный осциллограф с фотоприставкой), блока питания 7, поплавковой системы 8, контейнера 9. Все блоки, за исключением 5, 6, 7, находятся на бую.

В качестве датчика температуры в аппаратуре используется дифференциальная термопара. Ее конструкция и электрическая схема приведены на рис. 3.12. Измерительный спай 1, составленный из сваренных встык медной и константановой проволок ($\varnothing \sim 30$ мкм), натянут на ножки П-образного держателя 2. Такая конструкция обеспечивает хороший термоконтакт приемника со средой (водой). Спай сравнения термопары 3 вместе с электронным усилителем 4 размещен в небольшом герметичном контейнере 5. Последний при работе удерживается поплавковой системой под водой на глубине 0,3 м, и этим обеспечивается термостатирование спая сравнения (суточный ход температуры в однородном поверхностном слое моря составляет $1 \div 3^\circ\text{C}$). Абсолютная температура контейнера измеряется независимо платиновым термометром сопротивления 6 с точностью 0,05 К.

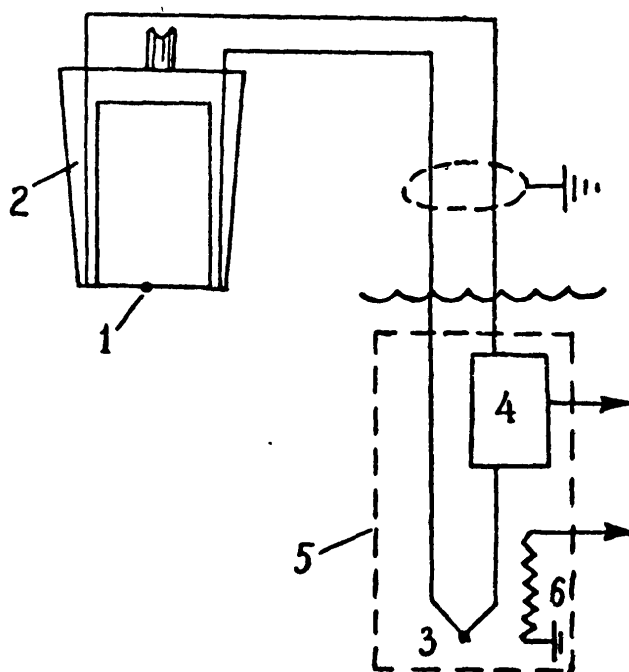


Рис. 3.12. Конструкция и электрическая схема датчика температуры

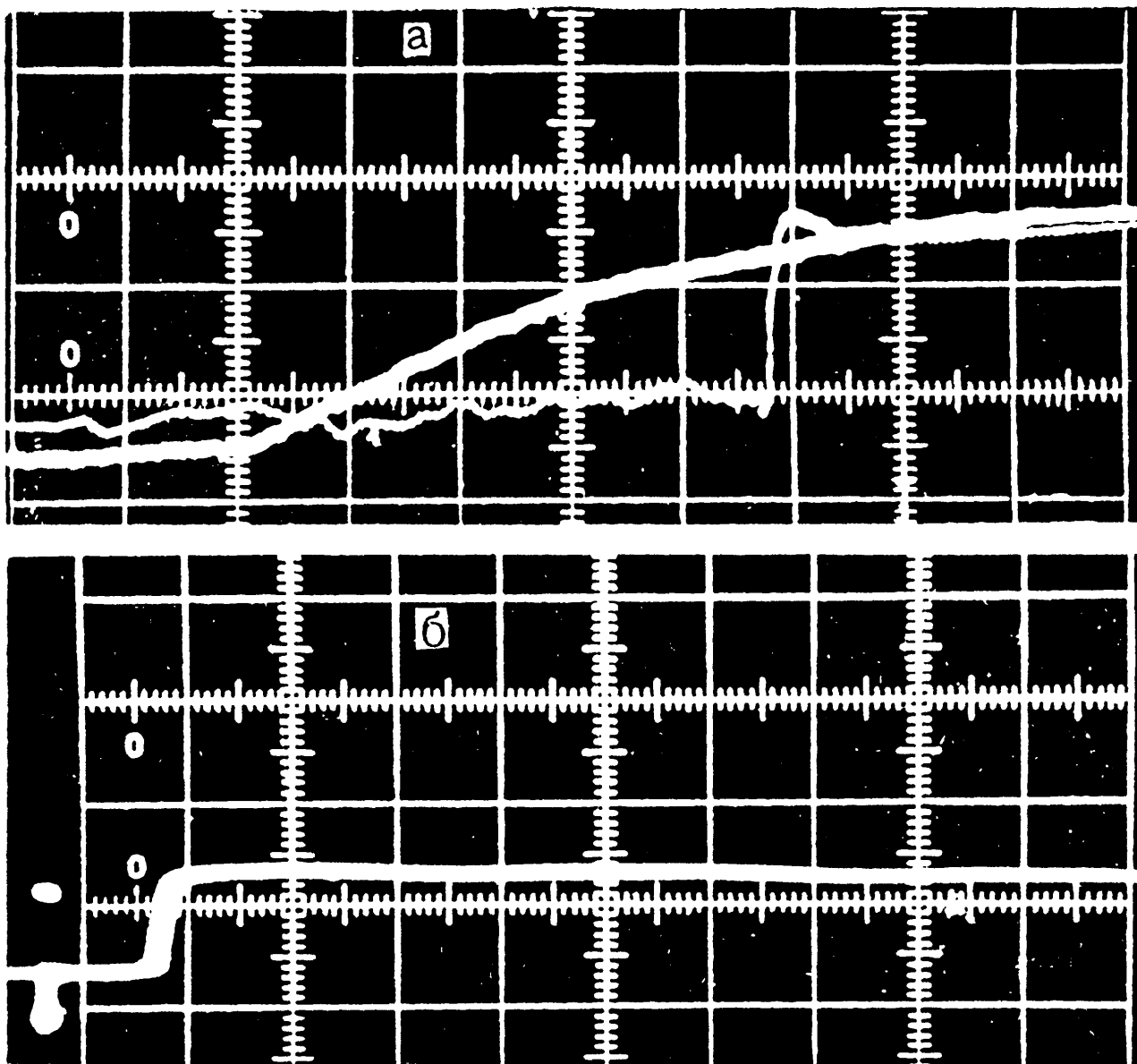


Рис. 3.13. Образец регистрации профиля температуры в холодной пленке (а) и переходная характеристика термозонда (б)

На рис. 3.13, а приведен образец регистрации профиля температуры, типичный для условий открытого моря, а на рис. 3.13, б в том же масштабе времени — переходная характеристика термозонда. Из сравнения этих кривых видно, что измерительная система воспроизводит исследуемые процессы практически без искажений и, следовательно, позволяет надежно регистрировать профили температуры в холодной пленке при волнении.

ПРЯМЫЕ РЕГИСТРАЦИИ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В УСЛОВИЯХ ОТКРЫТОГО МОРЯ

В настоящее время имеются многочисленные регистрации профиля температуры в холодной пленке, полученные разными исследователями в различных акваториях Мирового океана и в различное время года при различных гидрометеорологических условиях (Космическое землеведение, 1992).

Анализ этих многочисленных данных наблюдений позволил сделать вывод о существовании двух типов вертикальной структуры распределения температур в приповерхностном слое: а) монотонно изменяющегося по глубине, б) с локальным максимумом температуры вблизи поверхности. Эти типы соответствуют двум режимам теплообмена в приповерхностном слое (на рис. 3.14, а, б приведены характерные регистрации профиля температуры, относящиеся к указанным режимам).

Основные особенности структуры профиля температуры в холодной пленке для указанных типов распределения состоят в следующем: 1) профили температуры в тонких пограничных слоях атмосферы и океана при переходе через границу раздела вода—воздух не терпят разрыва; 2) температура поверхности океана всегда ниже температуры прилегающих слоев воды; 3) слой со значительными градиентами температуры локализован в первых двух-трех миллиметрах глубины сразу под поверхностью моря; 4) перепады температуры в холодной пленке в среднем не превышают $0,5 \div 1,5$ К; 5) холодная пленка существует в любое время суток, а в шторм после разрушения гребня волны быстро (за $10 \div 12$ с) восстанавливается до прежних параметров; б) обработка и анализ данных прямых регистраций профиля температуры показали, что профиль температуры в холодной пленке следует экспоненциальному закону и может быть записан в виде $\theta(z) - \theta_s = (\theta_w - \theta_s) [1 - \exp(-\beta z)]$, где

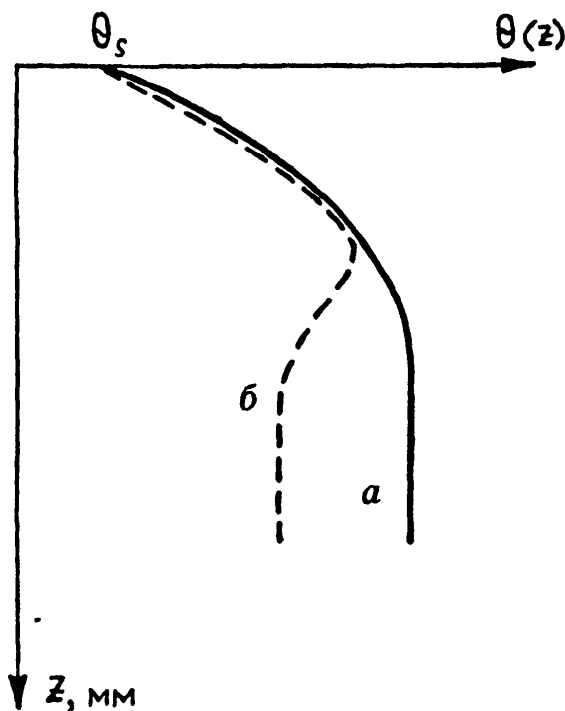


Рис. 3.14. Два вида профиля температуры в подповерхностном слое моря: а — монотонно изменяющийся по глубине и б — с локальным максимумом вблизи поверхности моря

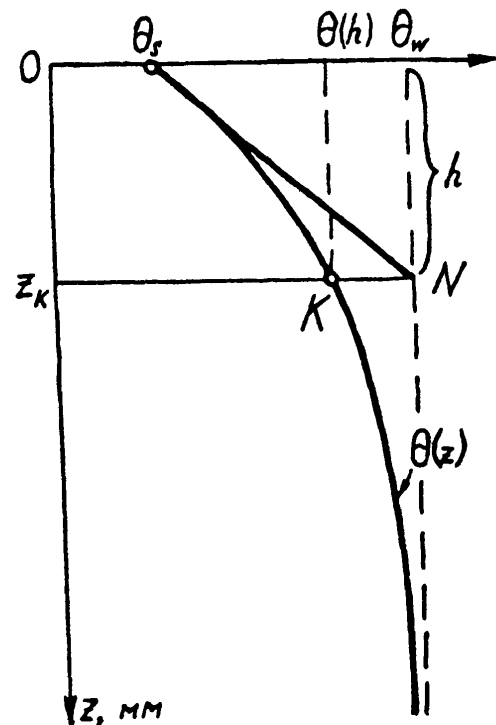


Рис. 3.15. Геометрия определения толщины слоя h . Отрезок $\theta_s N$ — касательная к профилю температуры $\theta(z)$ в точке $z = 0$

θ_z — температура на глубине z , θ_s — температура поверхности моря, θ_w — температура в квазиоднородном поверхностном слое моря и β — коэффициент затухания.

Глубина залегания холодной пленки характеризуется так называемой толщиной приведенного слоя h . В гидродинамике пограничных слоев она определяется выражением $h = \lambda_m(\theta_w - \theta_s)/q$, где λ_m — коэффициент теплопроводности, θ_s и θ_w — температуры поверхности и квазиоднородного слоя соответственно, q — плотность потока тепла. Физический смысл параметра h виден из рис. 3.15. Это та толщина, которую имел бы термический пограничный слой с линейным профилем (где $\lambda_m = \text{const}$) при условии, что через него переносился бы такой же поток, как при реальном профиле температуры. Из этой модели следует, что у поверхности моря (при $z = 0$) градиенты температуры, определенные из профилей в приведенном слое и в холодной пленке, равны. Следовательно, $(\partial\theta(z)/\partial z)|_{z=0} = \beta(\theta_w - \theta_s) = (\theta_w - \theta_s)/h$ и $\beta = 1/h$. Примечательно, что значение температуры на глубине $z = h$ определяется из выражения $\theta(h) - \theta_s = (\theta_w - \theta_s) [1 - \exp(-z/h)]_{z=h} \approx (\theta_w - \theta_s) \cdot 0,63$. Из рис. 3.15 видно, что полученное соотношение дает возможность по регистрациям профиля в холодной пленке графически определить толщину приведенного слоя по отрезку $\overline{\theta}_h K = h$, пересекающему кривую профиля в точке K . К примеру, натурные регистрации профиля температуры на многосуточной станции (48 часов), полученные в открытом районе Черного моря, показали, что среднее значение толщины приведенного слоя холодной пленки составляет величину $\bar{h}_{48} = 1,8$ мм, при этом в дневные часы $\bar{h}_д = 1,6$ мм и в ночное время суток $\bar{h}_н = 2$ мм.

ДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

КВАЗИОДНОРОДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ОКЕАНА

Характерной особенностью термической структуры поверхностного квазиоднородного слоя океана является резкое падение температуры у границы раздела вода–воздух. Причиной указанной инверсии в профиле температуры может являться только изменение динамической структуры поверхностного слоя, заключающееся в затухании турбулентности у поверхности океана и переходе к ламинарному режиму движения вблизи поверхности океана. К сожалению, еще не все естествоиспытатели разделяют положение о существовании у поверхности океана в холодной пленке ламинарного подслоя. Отчасти это можно объяснить наличием работ, где авторы (см., на-

пример, Малевский-Малевич, 1963), исходя из своих экспериментов, как правило, лабораторных, приводят значения коэффициентов теплопроводности, в 2–6 раз превышающие истинное значение.

*ЛАМИНАРНЫЙ ПОДСЛОЙ
ХОЛОДНОЙ ПЛЕНКИ ОКЕАНА*

Существование ламинарного подслоя в холодной пленке в условиях открытого моря, впервые инструментальным методом было установлено и описано А.М. Гусевым с соавторами (1976). Поток тепла, поступающий в радиационный слой для поддержания необратимых процессов теплообмена между океаном и атмосферой, можно определить двумя методами: в холодной пленке профильным методом ($q = \lambda_x \text{ grad } \theta \Big|_{z=0}$, здесь λ_x — неизвестный коэффициент теплопроводности), а ниже, в квазиоднородном слое, где движение турбулентно, структурным методом Рейнольдса ($q = c_p \rho w' \theta'$, здесь c_p и ρ — теплоемкость и плотность воды, а w', θ' — пульсация вертикальной составляющей скорости и температуры в воде). Значения потоков, синхронно определенных двумя указанными методами, равны между собой, и можно записать, что $\lambda_{wx} \text{ grad } \theta \Big|_{z=0} = c_p \rho \theta' w'$.

При этом искомое значение коэффициента теплопроводности выразится в виде $\lambda_{wx} = c_p \rho \theta' w' / \text{grad } \theta \Big|_{z=0}$. По данным наблюдений, проведенных на двухсуточной станции (48 измерений) в открытой части Черного моря, было рассчитано выборочное среднее значение коэффициента теплопроводности по указанной схеме. Доверительная оценка определялась в соответствии с выражением $\left| (\lambda_{wx} - \bar{\lambda}_{wx}) / (s_\lambda n^{-0,5}) \right| < t(\alpha; n - 1)$, где $\bar{\lambda}_{wx}$ — эмпирическое значение коэффициента теплопроводности, $\left| \lambda_{wx} - \bar{\lambda}_{wx} \right|$ — отклонение среднего от истинного значения, s_λ^2 — эмпирическое значение дисперсии, определяемое по формуле $s_\lambda^2 = \left(\sum_1^n \lambda_i^2 - n \bar{\lambda}_{wx} \right) / (n - 1)$,

здесь n — число измерений, а $t(\alpha; n - 1)$ — коэффициент Стьюдента, значение которого зависит от доверительной вероятности α и степени свободы $k = n - 1$. Расчеты показали, что для $\alpha = 0,9$ и $k = 47$ доверительная оценка коэффициента теплопроводности равна $\lambda_{wx} = (0,58 \pm 0,06)$ Вт/(м · К), что с точностью до ошибки измерений в 10% оказалось равным значению теплопроводности воды при соответствующей температуре.

Зная точность регистраций профиля температуры в холодной пленке моря, можно получить оценки толщины ламинарного подслоя, где распределение температуры по глубине будет отличаться

от линейного не более чем на среднеквадратическую ошибку метода. Расчет показывает, что для точности измерений в 10% толщина ламинарного подслоя будет составлять $h_{\text{л}} = 0,2h$, где $h = \beta^{-1}$ — толщина приведенного слоя.

Данные выше оценки толщины приведенного слоя лежат в интервале 1,6 ÷ 2 мм (день–ночь). Следовательно, соответствующие значения толщины ламинарного подслоя холодной пленки будут равны $h_{\text{л}} = 0,3-0,4$ мм при среднем значении $\bar{h}_{\text{л}} = 0,35$ мм. Таким образом, впервые прямым инструментальным методом было показано, что теплообмен между океаном и атмосферой в конечном счете происходит через ламинарный подслой холодной пленки, где коэффициент теплопроводности — известная величина.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОДПОВЕРХНОСТНЫМ МАКСИМУМОМ

Наглядной иллюстрацией результата совместного действия двух конкурирующих факторов генерации объемных источников тепла (из-за поглощения ИК солнечной радиации и турбулентности в поверхностном слое моря) является формирование при штилевых условиях профиля температуры с подповерхностным максимумом ниже холодной пленки.

Ранее считалось, что из-за перемешивания селективное поглощение солнечной радиации не приводит к образованию локальных неод-

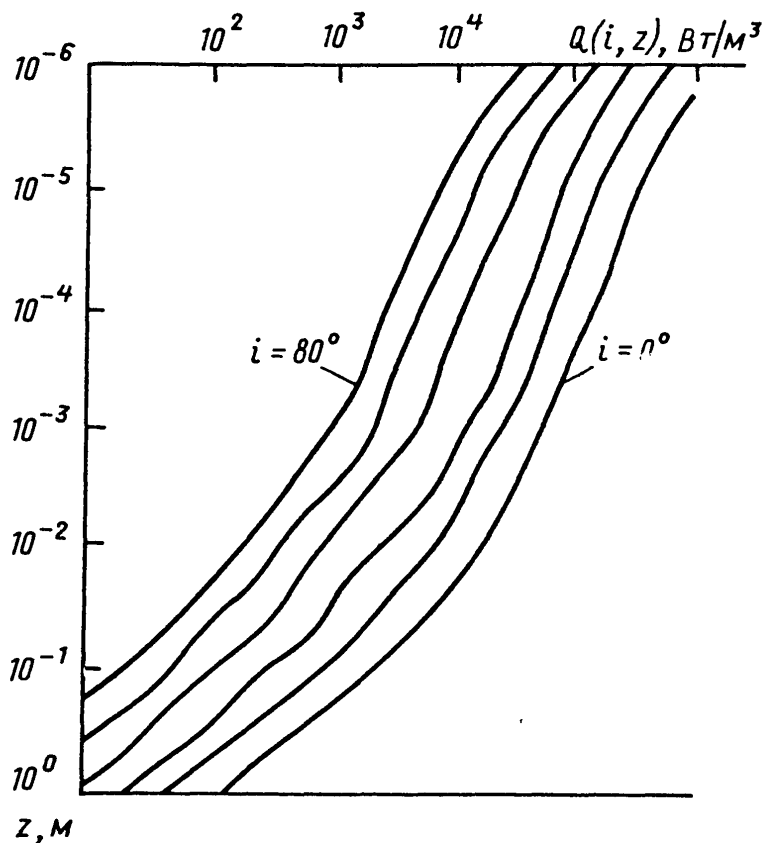


Рис. 3.16. Распределение по глубине объемных источников тепла при различных зенитных углах i

нородных структур. Однако более поздние исследования (см., например, Аксенов, 1986) показали, что поглощательная способность воды быстро растет с увеличением длины волны излучения и уже ближний ИК-диапазон (длины волн от 0,7 до 4 мкм), на который приходится около половины полной энергии проникающего солнечного излучения, практически полностью поглощается в первом же метре водного слоя, тогда

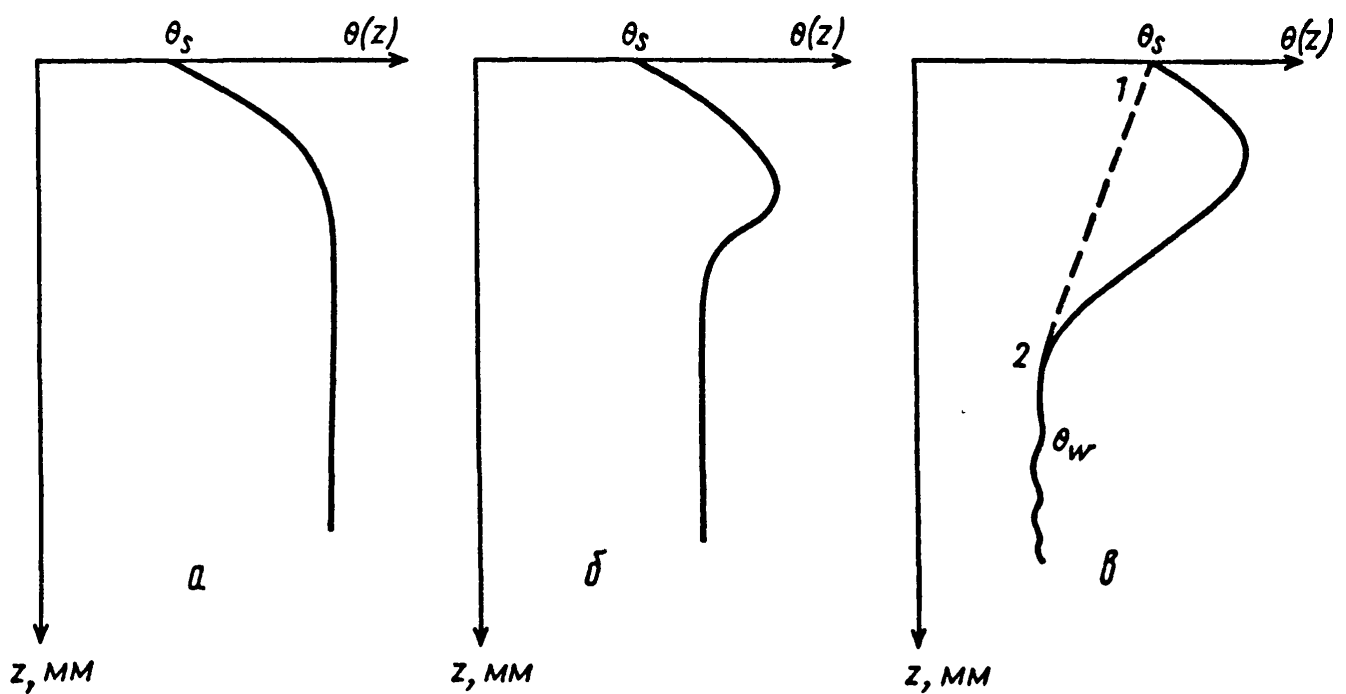


Рис. 3.17. Примеры типов вертикального распределения температуры в тонком поверхностном слое моря

как глубина проникновения видимого света достигает нескольких десятков метров.

Сильное поглощение ИК солнечной радиации в море приводит к интенсивному нагреву дневного слоя. Как видно из рис. 3.16, выделение энергии вблизи поверхности моря достигает 10^5 – 10^6 Вт/м³ и быстро убывает с глубиной.

Проведенные расчеты показали, что наряду с профилями температуры уже упоминавшегося типа (рис. 3.17, а) возможно формирование профилей с подповерхностным максимумом температуры (рис. 3.17, б). Этот случай может быть реализован при штиле на море и безоблачном небе. При этом запас тепла, полученный слоем воды толщиной z_{\max} в результате поглощения ИК солнечной радиации, может оказаться достаточным для обеспечения потока тепла с поверхности океана в атмосферу. Так как при указанных метеоусловиях турбулентность незначительна, то процессы перемешивания могут начаться ниже глубины Δz , а это приведет к формированию теплого подслоя под холодной пленкой океана.

Следует отметить, что на принципиальную возможность такого распределения указывал М.П. Тимофеев еще в 1963 г., но без приведения расчетов и детального обоснования. Наблюдения профиля с подповерхностным максимумом в условиях открытого моря редки. Известно только несколько случаев, когда наблюдались в полуденные часы подобные распределения в Атлантическом океане и в других районах Мирового океана.

Образование под холодной пленкой подслоя теплой воды может привести к тому, что температура поверхности моря θ_s станет вы-

ше температуры в его квазиоднородном слое (рис. 3.17, в). Применяя двухточечную методику регистрации профиля температуры в точке 1 радиометром, а в точке 2 термометром, когда θ_s будет выше θ_w , некоторые авторы, к сожалению, интерпретируют эту ситуацию как появление так называемой теплой пленки (пунктирная линия на рис. 3.17, в). Учет поглощения ИК-радиации делает возможным объяснение этого явления, не вступая при этом в противоречие с основным положением теплообмена (невозможность передачи тепла от холодной атмосферы к тепловому океану).

*РЕЖИМ ТЕПЛОМАССООБМЕНА
В ЗОНЕ АДВЕКТИВНОГО ТУМАНА*

В отличие от “двухточечной” методики регистрации, приводящей к ошибочным представлениям о термической структуре поверхностного слоя океана, известны лишь отдельные работы, проведенные методом термозондирования, где наблюдалась теплая поверхностная пленка. Такой режим может реализоваться только при наличии мощных источников тепла на поверхности океана.

В связи с этим привлекают внимание процессы образования адвективного тумана, обусловленного натеканием теплого и влажного воздуха на холодную поверхность воды. Это имеет место в Арктике, Антарктике и в зонах апвеллинга в теплых районах океана. Сотрудниками физического факультета МГУ были выполнены исследования теплообмена в зоне теплого Гольфстрима и холодного Лабрадорского течения с использованием метода термозондирования

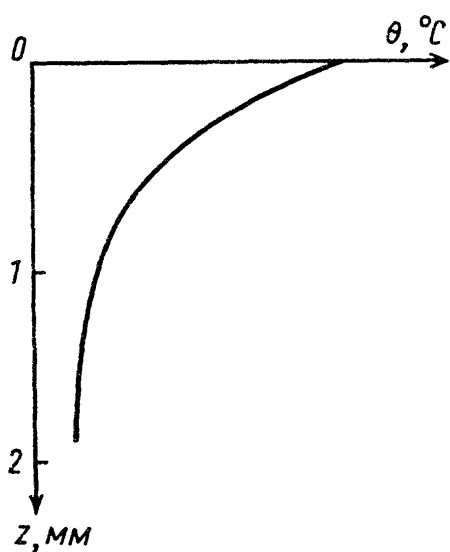


Рис. 3.18. Режим теплой пленки как результат конденсации водяного пара на поверхности океана при адвективном тумане

во время экспедиции НИС “Профессор Штокман” в Северной Атлантике. Регистрации показали, что если в Гольфстриме существует режим холодной пленки и потоки в атмосферу достигают величин порядка $4 \cdot 10^3$ Вт/м², то в зоне адвективного тумана (над холодным Лабрадорским течением) происходит смена режима теплообмена, что проявляется в изменении направления потока и образовании теплой пленки на поверхности океана (рис. 3.18). При этом потоки атмосфера–океан составляют величину $60 \div 400$ Вт/м².

Механизм формирования теплой пленки определяется конденсацией водяного пара на поверхности океана. При этом тепла, выделяющегося при частичном осу-

шении слоя влажного воздуха толщиной в несколько сантиметров, достаточно для поддержания режима теплой пленки.

Таким образом, прямыми регистрациями в океане показан механизм формирования теплой пленки в зоне адвективного тумана.

МОДЕЛЬ ХОЛОДНОЙ ПЛЕНКИ ОКЕАНА

Исходя из приведенных выше положений о термических и динамических процессах, имеющих место в поверхностном квазиоднородном слое океана, можно представить следующую модель тонкой термической структуры холодной пленки океана (рис. 3.19). У самой поверхности расположен радиационный слой 1 толщиной 10–20 мкм. Ниже идет ламинарный подслой 2 толщиной 0,3 мм с линейным профилем температуры. Под ним лежит инверсионный слой 3 с экспоненциальным распределением температуры, с глубиной залегания 3,5 мм. Толщина приведенного слоя составляет величину $h \approx 1,8$ мм. Инверсионный слой монотонно переходит в квазиоднородный поверхностный слой 4.

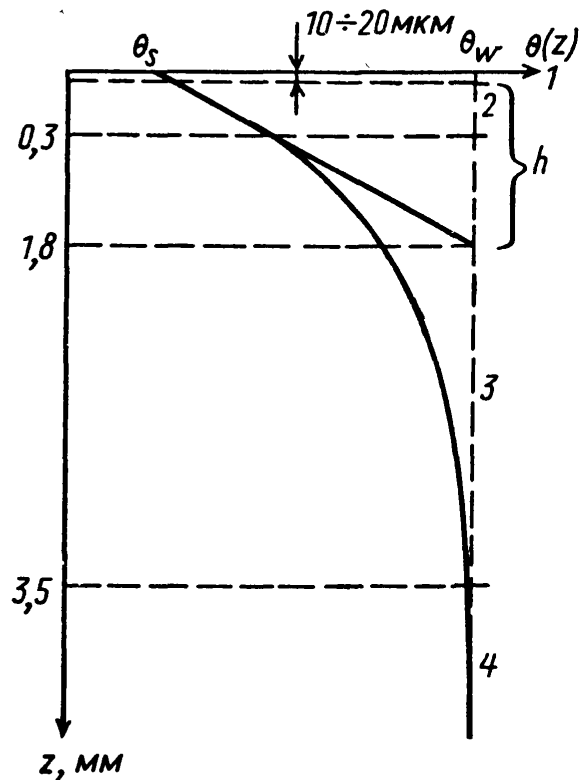


Рис. 3.19. Модель холодной пленки

Исследуя механизм теплообмена между морем и атмосферой, естественно поставить вопрос: до какого состояния волнения может существовать холодная пленка с ее ламинарным подслоем? Ответить можно следующим образом. Большие волны — это сильный ветер, который приведет к интенсивному испарению и, следовательно, к сильному выхолаживанию поверхности (радиационного слоя) океана. Это вызовет утончение холодной пленки и ее ламинарного подслоя. Однако холодная пленка не может быть ‘разрушена’, так как обмен вблизи границы раздела жидкой и газообразной фаз может происходить только с помощью молекулярных процессов переноса.

В связи со сказанным исключительный интерес представляет регистрация профиля температуры в холодной пленке при грозном шквале, когда скорость ветра соизмерима с ветром в тропическом циклоне (ТЦ) и достигает 40–70 м/с. В отличие от ТЦ в грозном шквале из-за небольшого времени действия ветра (до нескольких десятков минут) волны не успевают вырасти до высот, угрожающих

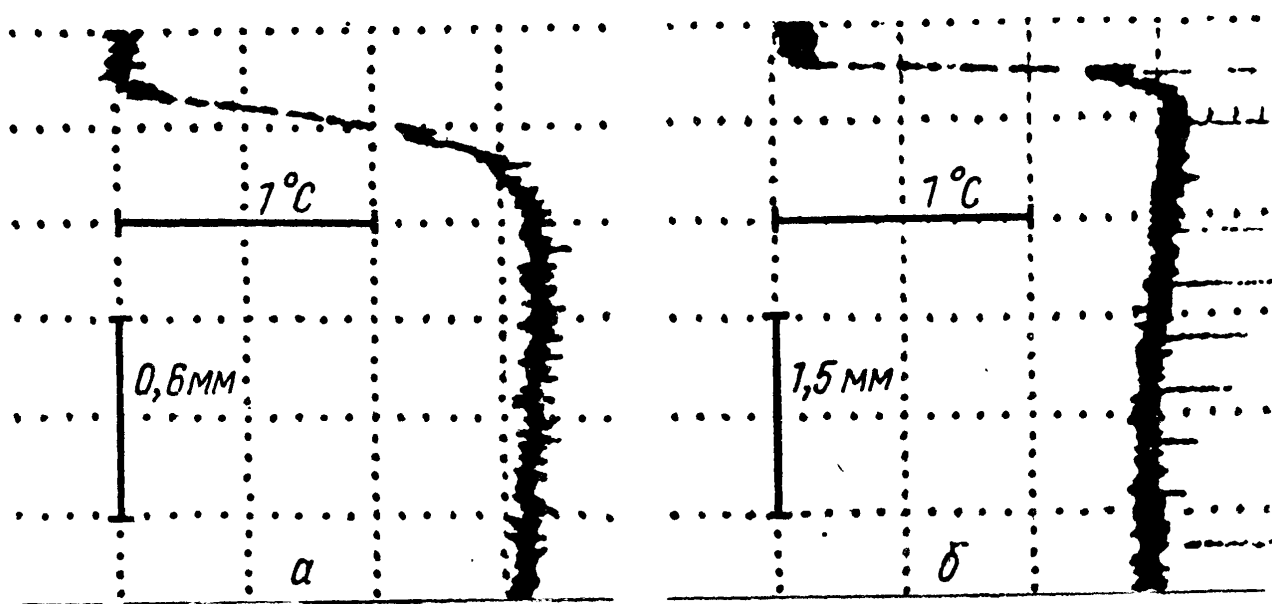


Рис. 3.20. Профили температуры в холодной пленке: *a* — при шквальном ветре со скоростью 20 м/с; *б* — при обдуве поверхности моря струей воздуха со скоростью 40 м/с

гибелью судну, что дает возможность применить метод термозондирования в зоне грозового шквала.

Для северных районов Каспийского моря характерно образование грозовых шквалов. Прямые регистрации профиля температуры при шквальном ветре (около 20 м/с) были получены в указанных районах с борта НИС “Акватория” в 1987 г. методом термозондирования (Хунджуа и др., 1989).

Регистрации показали, что холодная пленка при ветре 20 м/с не разрушается и сохраняет свою термическую структуру с градиентами температуры, достигающими 4500 К/м. На рис. 3.20, *a* приведен профиль температуры при шквальном ветре со скоростью 20 м/с.

В Каспийской экспедиции получены также профили температуры в холодной пленке при обдуве поверхности моря струей воздуха от винта зависшего на высоте 20 м над морской поверхностью вертолета МИ-8. Оценки скорости ветра в этих условиях с использованием соотношения $u = (2Mg/\pi\rho R)^{1/2}$, где ρ — плотность воздуха, M — масса вертолета, g — ускорение свободного падения, R — радиус винта вертолета, дают значение более 40 м/с. Регистрации показали (рис. 3.20, *б*), что холодная пленка при таком ветре не разрушается, при этом градиент температуры в холодной пленке составляет 15000 К/м.

ТЕПЛОМАССОБМЕН МЕЖДУ ОКЕАНОМ И АТМОСФЕРОЙ

Основная задача в проблеме тепломассообмена между океаном и атмосферой состоит в определении потоков тепла и влаги, отда-

ваемых океаном в атмосферу путем процессов испарения, ИК-излучения и конвекции. Значимость этих процессов заключается в том, что в конечном счете они поддерживают стационарное состояние теплового баланса атмосферы.

Известно несколько методов определения потоков: метод теплового баланса, профильный, структурный и их модификации. Первый применим для расчетов средних величин на обширных акваториях и длительных периодах наблюдений. Второй, к сожалению, требует априорных знаний турбулентных коэффициентов обмена, значения которых могут изменяться на несколько порядков. Третий, структурный метод основан на регистрации турбулентных пульсаций компонент скорости ветра (или течения) и переносимых субстанций. Это прямой метод, но он требует использования нестандартной измерительной аппаратуры, специальных платформ-носителей и сравнительно длительных рядов наблюдений.

Термическое состояние деятельного слоя океана в интегральном виде характеризуется уравнением теплового баланса, представляющим алгебраическую сумму прихода и расхода тепла. Этот метод впервые был предложен академиком В.В. Шулейкиным в 1927 г. и в дальнейшем нашел самое широкое использование при исследовании термических режимов в океане и процессов энергообмена с атмосферой.

Уравнение теплового баланса столба воды одиночного сечения в деятельном слое океана глубиной h при отсутствии адвекции можно записать в виде

$$c_p \rho h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = I_0 (1 - A_w) - F_{\text{эфф}} - LE - Q, \quad (3.3)$$

где c_p и ρ — теплоемкость и плотность морской воды соответственно, $\bar{\theta}$ — средняя по глубине температура столба воды, $I_0 = q_n + q_p$ — сумма прямой и рассеянной радиации, A_w — альbedo морской поверхности, $F_{\text{эфф}}$ — эффективное излучение, LE — поток тепла на испарение, Q — поток контактного теплообмена. Здесь помимо адвекции не учтен ряд потоков, таких, как теплообмен на нижней границе деятельного слоя, и других, роль которых по сравнению с основными потоками мала (меньше 0,5%).

Левая часть уравнения (3.3) описывает теплонакопление океана. В климатологических расчетах годовых бюджетов изменение теплонакопления считается равным нулю, хотя сезонные изменения могут достигать 30% от потока тепла на испарение. Это положение используется при исследовании тепломассообмена между океаном и атмос-

ферой методом энергетического бюджета. В этом случае уравнение запишется в виде

$$LE + Q = I_0 (1 - A_w) - F_{\text{эфф}}, \quad (3.4)$$

где $LE + Q$ — подлежащие определению потоки скрытого и явного тепла, как основные составляющие теплообмена между океаном и атмосферой. Правая часть уравнения (3.4) представляет собой радиационный баланс

$$R = I_0 (1 - A_w) - F_{\text{эфф}}, \quad (3.5)$$

состоящий из проникающей в океан радиации и эффективного излучения поверхности океана. Пределы применимости метода зависят от достоверности определения радиационного баланса R , а также возможности пренебрежения теплонакоплением и адвекцией.

Метод теплового баланса применим только для расчетов средних величин составляющих обмена на больших акваториях и за довольно длинные периоды времени. Графики зависимости от широты среднегодового испарения для северной части Тихого океана (рис. 3.21) показывают, что данные мало отличаются друг от друга.

Трудность таких расчетов состоит в том, что получить карты глобального распределения земной температуры, влажности и других параметров для определенных интервалов времени наземными и морскими средствами наблюдений практически невозможно. Это сводит общую проблему к фрагментарным представлениям обменных процессов на Земле.

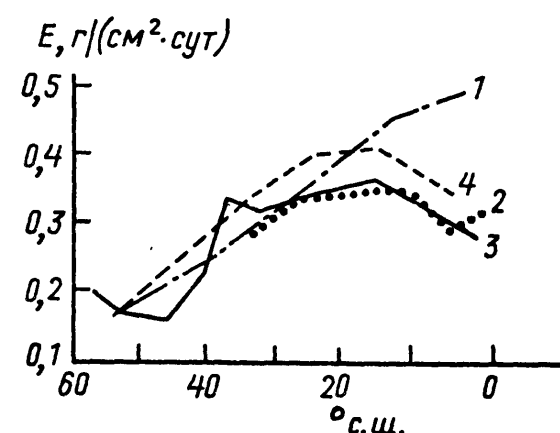


Рис. 3.21. Зависимость от широты среднегодового испарения для северной части Тихого океана по расчетам: 1 — Мосби (1936), 2 — Вюста (1936), 3 — Джекобса (1951), 4 — Будыко (1967)

КОСМИЧЕСКАЯ ОКЕАНОГРАФИЯ

В наше время в результате исключительных достижений в области космонавтики стало возможным получать качественно новую информацию о термодинамическом состоянии Мирового океана, основанную на дистанционных методах регистрации температуры поверхности океана (ТПО) с искусственных спутников Земли. На рис. 3.22 приведена общая схема организации многоуровневых исследований природных ресурсов Земли, включающая и радиационную программу изучения Мирового океана.

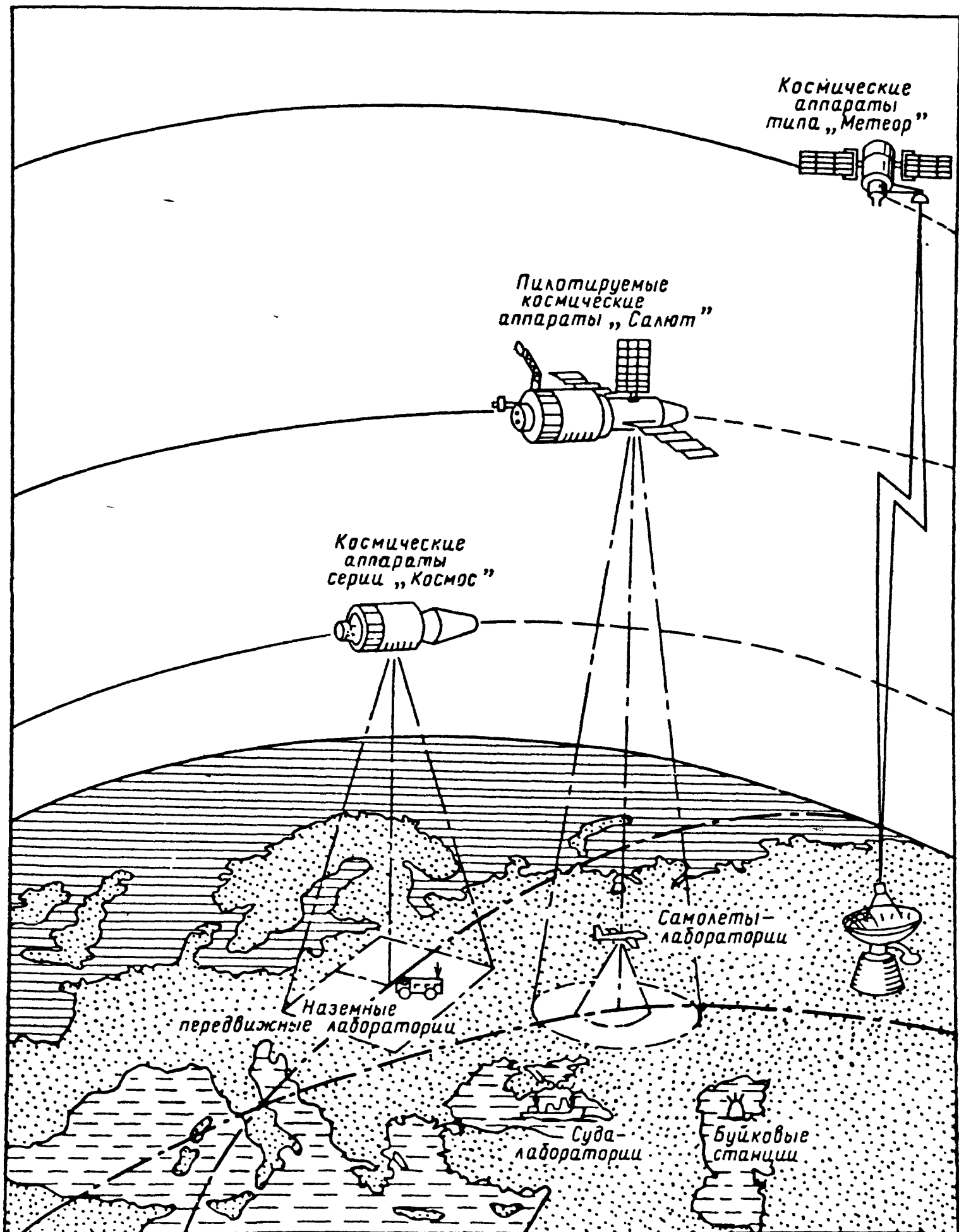


Рис. 3.22. Схема организации многоуровневых исследований природных ресурсов Земли

Комплексные исследования с использованием космических и наземных средств наблюдений дают возможность изучать процессы в океане и атмосфере, определяющие особенности энергообмена между ними. Например, такие исследования в начале 80-х гг. были проведены по международным программам “Черное море—Интеркосмос” и “Море—Цвет” (ведущей организацией по этим программам был Севастопольский гидрофизический институт).

В результате указанного комплексного эксперимента были получены новые данные, составившие основу для усовершенствования модели переноса излучения в системе океан—атмосфера, а также решен ряд задач по динамике деятельного слоя океана.

В те же годы в США по спутниковым наблюдениям были построены карты осредненных за сутки значений приземной температуры, влажности и скорости ветра всего земного шара. Эти карты давали возможность в целом проследить ход формирования погоды на Земле и выявить основные факторы, определяющие динамизм термических процессов.

Однако для решения задач тепломассообмена точность определения ТПО была недостаточна (она составляла около $1,5 \div 2$ К). Как выяснилось позже, причины больших ошибок определения параметров океана (ТПО и др.) и атмосферы связаны с недостаточно корректным учетом механизмов переноса излучения в атмосфере и излучательной способности поверхности океана.

Согласно требованиям к спутниковой информации в исследованиях краткосрочных изменений климата и прогноза погоды, такой наиболее важный параметр, как температура поверхности, должен определяться с точностью не хуже 0,5 К при временном масштабе осреднения в один месяц и пространственном масштабе 100×100 км.

Методика и аппаратура с заданными выше параметрами были созданы к концу 80-х гг. советскими учеными. Новые методы обеспечивают точность восстановления ТПО $\sim 0,2-0,4$ К, рассчитаной по данным дистанционных регистраций радиационной температуры с искусственных спутников Земли.

Между тем при экспериментальных исследованиях процессов тепломассообмена, имеющих место в радиационном слое (толщина $\sim 10 \div 20$ мкм), необходимо измерять ТПО с точностью не хуже 0,05 К. Это требование основано на следующем. Из синхронных регистраций суточного хода ТПО и потоков тепла известно, что изменение температуры на 1 К приводит к изменению плотности потока тепла в 5–6 раз. Поэтому при измерении плотности потоков тепла с приемлемой точностью в 10% необходимо регистриро-

вать профиль температуры в холодной пленке и ТПО с точностью не хуже 0,05 К.

При регистрации профиля температуры методом быстрого термозондирования указанная точность обеспечивается. Однако регистрация ТПО термозондом с такой точностью невозможна из-за соизмеримости размеров датчика с толщиной слоя. Поэтому при исследованиях тонкой структуры поверхностных слоев регистрация ТПО производится обычными радиометрами с борта судна или с поплавковых систем, где из-за незначительной высоты расположения атмосферные возмущения на показания радиометра практически не влияют.

*НАТУРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ ТПО
В СУТОЧНОМ ЦИКЛЕ В ОТКРЫТОМ МОРЕ
С ПОПЛАВКОВОЙ СИСТЕМЫ*

В области исследования суточных колебаний температуры квазиоднородного поверхностного слоя моря выполнено много работ. Что касается исследований изменчивости истинной температуры поверхности моря — ее радиационного слоя, то такие работы единичны и требуют применения методов ИК-радиометрии или малоинерционных термозондов. При исследовании формирования холодной пленки и структуры ТПО радиометры располагаются в непосредственной близости от поверхности моря (на борту судна или на поплавковой системе), чем исключаются вносимые атмосферой искажения. В литературе имеются детальные описания таких радиометров.

Главным фактором, позволившим поднять на порядок чувствительность радиометра, является применение так называемой методики опорных тарировок. Сущность ее заключается в следующем. В процессе измерения ТПО слой воды под радиометром периодически тщательно перемешивается при помощи специального устройства. В результате холодная пленка разрушается и температура поверхности принимает значение температуры квазиоднородного слоя θ_w , которая регистрируется радиометром. Далее на спецпроцессоре рассчитывается разность ТПО при естественном состоянии радиационного слоя и после перемешивания.

Таким образом сводятся к минимуму ошибки, вносимые отраженными от моря потоками излучения. В результате точность регистрации перепада температуры в холодной пленке достигает 0,02 К. Этот радиометр является базовым при определении ТПО в условиях открытого моря при волнении.

На рис. 3.23 приведены графики суточного хода ТПО, зарегистрированного в условиях открытого моря. Здесь кривая 1 относится

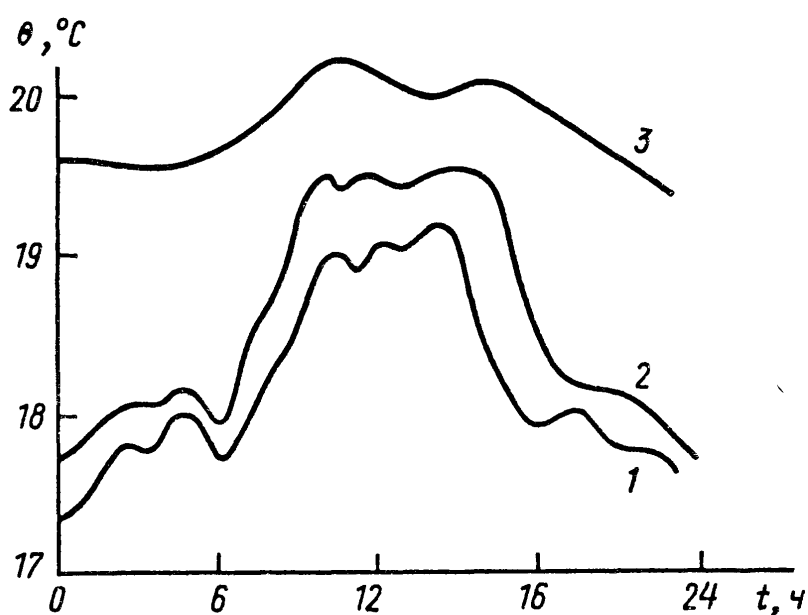


Рис. 3.23. Изменение ТПО в суточном цикле (по Г.Г. Хунджуа и др., 1977)

к регистрации ТПО ИК-радиометром, кривая 2 получена методом термозондирования, а кривая 3 отражает температуру в квазиоднородном слое на глубине 5 см, измеренную термометром сопротивления. Все кривые были получены путем осреднения в соответствующие часы суток данных регистраций температуры в море.

Из рисунка видно, что во все часы суток ТПО всегда ниже температуры подповерхностного квазиоднородного слоя и имеет ярко выраженный суточный ход. При этом кривые 1 и 2 несколько отличаются друг от друга (на 0,2 К). Это объясняется тем, что в первом случае средняя температура измерялась в слое воды толщиной 10 мкм, а во втором — 100 мкм, а также инерционностью термозонда. Между тем коэффициент корреляции для кривой ТПО и температуры квазиоднородного слоя составил величину 0,8 при уровне надежности 0,9.

Обращает на себя внимание тот факт, что перепад температуры в изменении ТПО в суточном цикле составляет величину бóльшую, чем перепад в квазиоднородном слое. Это хорошо согласуется с известным положением об увеличении перепада температуры в холодной пленке в светлые часы суток. Для рассмотренной серии измерений средний перепад температуры в суточном цикле составил величину 0,9 К. Все изложенное указывает на роль ТПО как одной из важнейших характеристик теплообмена между океаном и атмосферой.

*НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОМАСООБМЕНА ОКЕАНА
С АТМОСФЕРОЙ НА ОСНОВАНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУРЫ В ХОЛОДНОЙ ПЛЕНКЕ ОКЕАНА*

Знание термической структуры поверхностного слоя океана позволяет обосновать метод определения суммарного потока тепла от океана в атмосферу (q_{Σ}) на основании распределения температуры в холодной пленке. Из рассмотренной выше модели холодной пленки следует, что механизм формирования потоков тепла и влаги на поверхности океана определяется следующими факторами: а) океан и

атмосфера изначально неравновесны; б) процессы теплообмена имеют место практически на поверхности океана в радиационном слое толщиной 10–20 мкм; в) тепла, поступающего в радиационный слой в результате поглощения входящей солнечной радиации, недостаточно для поддержания процессов обмена из-за ничтожно малой толщины радиационного слоя; г) подвод тепла к радиационному слою океана происходит путем диффузии тепла снизу через ламинарный подслой холодной пленки, где известен коэффициент теплопроводности.

Все это дает основание записать уравнение теплового баланса радиационного слоя в виде

$$\lambda_w \left(\frac{\partial \theta_w}{\partial z} \right)_{z=0} = LE + F_{\text{эфф}} + \lambda_a \left(\frac{\partial \theta_a}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (3.6)$$

при условии сопряжения температур на границе контакта вода–воздух

$$\theta_w \Big|_{z=0} = \theta_a \Big|_{z=0} = \theta_s(e). \quad (3.7)$$

Здесь первый член правой части LE — поток на испарение, где L — удельная теплота парообразования [Дж/кг], E — плотность потока водяного пара [кг/м²·с]. Второй член $F_{\text{эфф}}$ — плотность потока эффективного излучения [Вт/м²], и последний член описывает контактный поток тепла через ламинарный подслой прилегающего слоя атмосферы с коэффициентом молекулярной теплопроводности воздуха λ_a .

Все эти три потока составляют расходную часть в уравнении баланса. Приходной частью является поток тепла, подводимый к холодному радиационному слою из нижележащих теплых слоев воды через ламинарный подслой, который в соответствии с законом Фурье равен $q_{\Sigma} = -\lambda_w \text{grad } \theta \Big|_{z=0}$ и выражает весь теплообмен океана с атмосферой.

Таким образом, прямые регистрации профиля температуры в холодной пленке позволяют рассчитать градиенты температуры в ламинарном поверхностном слое океана и тем самым получить достоверные оценки суммарного потока тепла от океана в атмосферу. Этот метод, еще в 70-х гг. предложенный Г.Г. Хунджуа и Е.Г. Андреевым, в настоящее время нашел широкое применение в исследованиях процессов теплообмена в природных условиях.

Новая методика дает возможность быстро и с высокой надежностью определять суммарный поток тепла в условиях открытого моря при волнении до 4 баллов. Проведение систематических наблюдений в море позволило исследовать суточный ход изменений потока тепла от океана в атмосферу, установить его зависимость от тем-

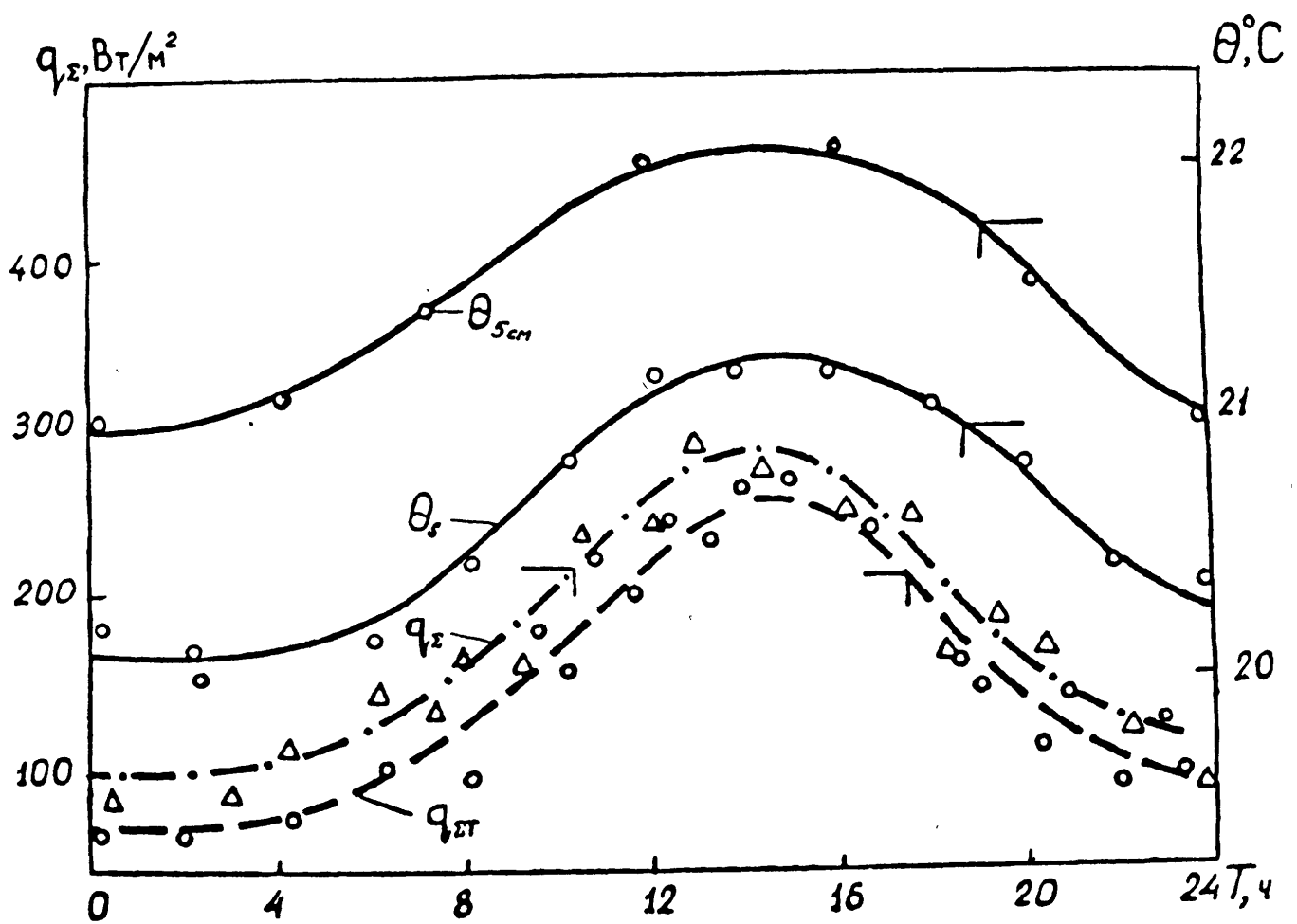


Рис. 3.24. Кривые изменения суммарного потока тепла от океана в атмосферу в суточном цикле

пературы поверхности океана, а также от скорости ветра. Эти данные были получены в разное время в разных районах Мирового океана.

Для иллюстрации на рис. 3.24 приведены данные о теплообмене, полученные на многосуточной станции в открытом районе Черного моря. Эта серия интересна тем, что поток тепла помимо метода термозондирования определялся еще и структурным методом, а также регистрировалась температура на различных горизонтах в воде. Из рисунка видно, что суммарный поток тепла q_{Σ} , определяющий теплообмен океана с атмосферой, имеет выраженный суточный ход. Он достигает своего максимального значения в 14–15 ч, а минимального — около 3 ч. Среднее значение потока тепла в дневное время суток ($q_{\text{д}} = 230 \text{ Вт/м}^2$) примерно на 30% больше, чем в ночное время ($q_{\text{н}} = 170 \text{ Вт/м}^2$). Суточный ход потока тепла следует за суточным ходом ТПО (θ_s). Проведенный корреляционный анализ показал, что при уровне надежности 0,9 коэффициент корреляции между указанными изменениями θ_s и q_{Σ} равен 0,8. Для наглядности на рис. 3.24 показана также кривая изменений температуры на глубине 5 см. На этом же рисунке приведен суточный ход потока тепла, определенный структурным методом (кривая $q_{\Sigma\text{T}}$). Из сравнения кривых пото-

ков $q_{\Sigma T}$ и q_{Σ} видно, что они с точностью до ошибок метода ($\sim 10\%$) практически совпадают между собой.

Влияние поверхностно-активного вещества (ПАВ) на формирование тепловых потоков от океана в атмосферу изучалось на одной из суточных станций в условиях открытого моря. Наблюдения показали, что сразу же после того, как буй с измерительной аппаратурой вошел в зону морской поверхности, покрытой ПАВ, суммарный тепловой поток начал резко уменьшаться. Этот процесс продолжался до момента выхода буя из указанной зоны. После сноса течением ПАВ произошло практически полное восстановление величины суммарного теплового потока. На рис. 3.25 кривая 1 показывает изменение суммарного теплового потока q_{Σ} при наличии ПАВ. Проведенные в то же время радиационные наблюдения показали, что поток эффективного излучения $F_{\text{эфф}}$ практически не зависит от наличия или отсутствия ПАВ (кривая 2). Представление о величине относительного изменения потока тепла на испарение под воздействием ПАВ дает кривая 3. Уменьшение этого потока, вызванное ПАВ, составляет 75% , тогда как уменьшение суммарного потока составило 60% от первоначальной величины.

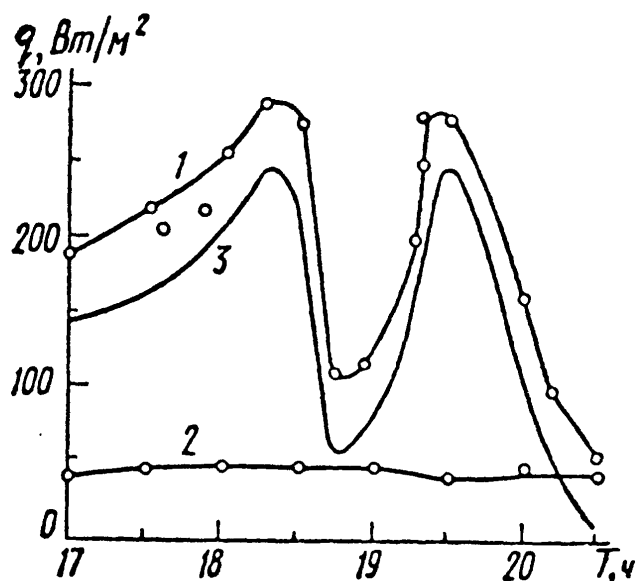


Рис. 3.25. Графики изменения тепловых потоков под влиянием ПАВ

В наше время, когда мировой транспорт нефти реализуется морем, а добыча нефти занимает все большие области океанического шельфа, процессы загрязнения нефтепродуктами океана становятся серьезной экологической проблемой. Резкое изменение потока водяного пара в зонах загрязнения ПАВ поверхности контакта океан—атмосфера может привести к перестройке термодинамического режима системы и непредсказуемым эффектам воздействия на состояние погоды больших регионов океана и суши. В связи с этим можно ожидать привлечения внимания исследователей к проблеме защиты Мирового океана от загрязнения ПАВ.

Особый интерес представляет определение теплообмена океана с атмосферой в экстремальных условиях. Как было показано выше (см. рис. 3.20), такие наблюдения удалось провести в северной части Каспия. Выполненные измерения позволили рассчитать суммарные потоки тепла, которые при ветре в 20 м/с составили 2700 Вт/м² (что в 3 раза превышает значение потока тепла при ветре в 10 м/с), а при ветре в 40 м/с — 9000 Вт/м². Полученные

данные дают представление о значении потоков тепла от океана в атмосферу при скоростях ветра, сравнимых со скоростью в тропическом циклоне.

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПРИВОДНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Многолетние наблюдения, проводившиеся с борта “кораблей погоды”, показали, что основной перепад температуры и влаги в планетарном пограничном слое атмосферы (высотой в 1,5 км) сосредоточен в первых метрах воздуха над морем (до 80–90%). Именно это дает основание условно выделить приводный слой атмосферы (ПСА) толщиной 10–15 м из планетарного пограничного слоя.

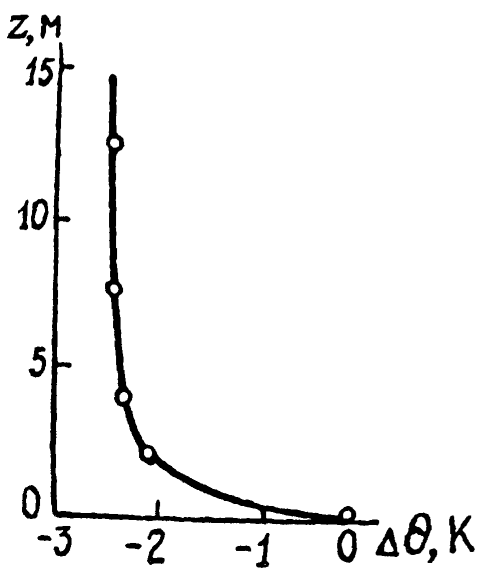


Рис. 3.26. Характерный профиль температуры при сверхадиабатических условиях. $\Delta\theta$ — разность между температурой слоев воздуха θ_a и температурой поверхности океана θ_w

По наблюдениям “кораблей погоды” распределение температуры в ПСА с повторяемостью 0,9 сверхадиабатическое*. На рис. 3.26 приведен характерный профиль температуры в ПСА, построенный по данным, полученным стандартной методикой измерений, где первый горизонт начинается на высоте двух метров над морем. Между тем обращает на себя внимание тот факт, что основные градиенты температуры и влаги в ПСА приходятся именно на нижний двухметровый слой.

Применение новой методики регистрации температуры на начальном участке ПСА с поплавковой системы показало принципиальное отличие профиля температуры от ранее принятого. Новая аппаратура представляет собой мачту с термометрами сопротивления, которая крепится на поплавковой системе вместе с описанным выше комплексом — термозондом и радиометром. Тем самым можно проводить регистрации температуры на начальном участке ПСА начиная с высоты 0,2 м от поверхности моря при волнении до 4 баллов. Датчики температуры защищены от радиации специальными экранами, а точность регистрации температуры составляет 0,1 К (см. рис. 3.11).

* При адиабатическом переносе элементарного объема воздуха по вертикали изменение его температуры характеризуется равновесным адиабатическим градиентом температуры $\Gamma_a = 0,9 \cdot \text{K}/100 \text{ м}$. В отличие от него сверхадиабатический градиент $\gamma = -dT/dz$ характеризует степень вертикальной неустойчивости атмосферы.

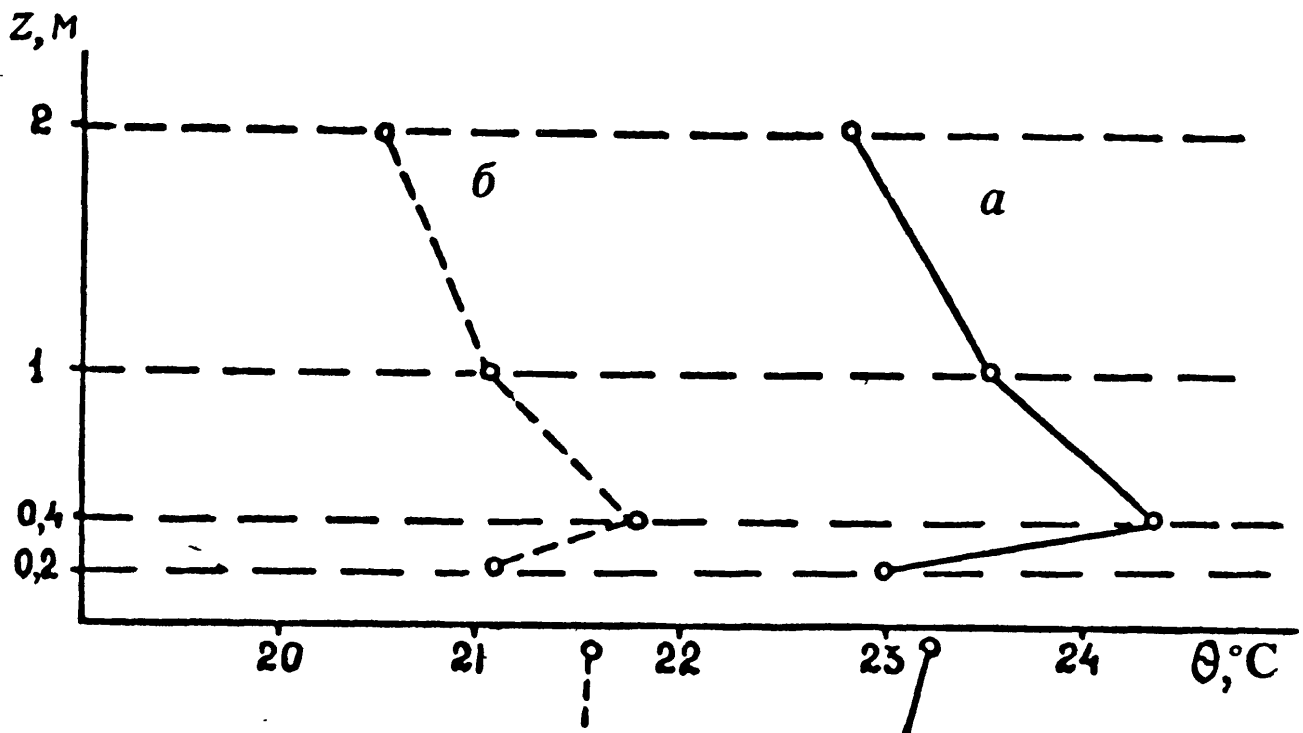


Рис. 3.27: Характерные профили температуры в двухметровом слое воздуха над морем для дневного (а) и ночного (б) времени суток

Характерные профили температуры (рис. 3.27) показывают, что в самом нижнем слое наблюдается инверсия, где температура с высотой повышается. Выше этого слоя распределение температуры сверхадиабатическое, которое по мере удаления от поверхности моря переходит практически к почти нейтральной стратификации.

В слое инверсии распределение температуры устойчивое, но для его реализации необходимы источники тепла. Теоретическое рассмотрение процессов переноса водяного пара в ПСА показало, что инверсия температуры является следствием эффекта теплоты смешения, состоящего в разбавлении водяного пара в азоте воздуха при его поступлении в ПСА. Физика эффекта теплоты смешения состоит в следующем. В реальных газах, каким является влажный воздух, внутренняя энергия определяется суммой $v = E_k + E_p$, где E_k и E_p — кинетическая и потенциальная энергия газа соответственно. Если при смешении газов нет обмена энергией с внешней системой, то внутренняя энергия смеси газов должна оставаться постоянной. Следовательно, изменение одного из видов энергии должно приводить к соответствующему изменению другого вида. При поступлении водяного пара с поверхности моря в атмосферу под действием силы Архимеда он будет подниматься вверх и смешиваться с воздухом (азотом), что приведет к выделению теплоты смешения. Оценка эффекта на основе уравнения состояния реальных газов дает величину изменения температуры на 0,3 К, что по порядку величин соответствует реально наблюдаемым перепадам.

Наряду с указанной моделью были предложены и другие, в сущности сводящиеся к одной и той же схеме, которая заключается в

следующем. Предполагается, что над поверхностью водоема зарождаются теплые неустойчивые конвективные структуры — пузыри, или “термики”, которые, всплывая, образуют инверсию температуры. Однако такая модель не может объяснить многочисленные случаи, когда температура поверхности моря и, следовательно, термиком ниже, чем в слое инверсии. Тогда, естественно, тепло не может быть перенесено термиками в теплый слой от холодной поверхности моря (см. рис. 3.27).

Поскольку температура поверхности океана определяет интенсивность испарения, то в суточном цикле ее изменения должно наблюдаться и изменение в структуре ПСА, особенно в слое инверсии. Измерения показывают, что повышение ТПО ведет к повышению градиента температуры в слое инверсии. Это хорошо видно из рис. 3.27, где приведены профили температуры в инверсионном слое в разное время суток.

Одним из центральных вопросов в исследовании теплообмена океана с атмосферой является изучение зависимости структуры ПСА от скорости ветра. Усиление ветра должно увеличивать поток водяного пара с поверхности моря и приводить к росту перепада температуры в слое инверсии. В то же время усиление ветра вызывает развитие динамической турбулентности, что приводит к перемешиванию воздуха в ПСА и может разрушить слой инверсии температуры.

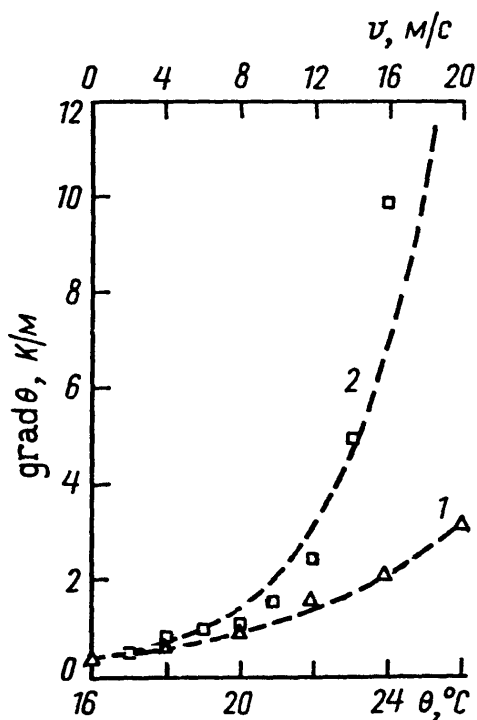


Рис. 3.28. Кривые изменения градиента температуры между уровнями 0,25 и 0,5 м (1) и скорости ветра (2) в суточном цикле

Исследования влияния ветра (вплоть до шквального) и температуры поверхности океана (ТПО) на интенсивность теплообмена проводились на Черном и Каспийском морях. Приведенные на рис. 3.28 данные наблюдений показывают, что при скорости ветра больше 10 м/с слой инверсии температуры не разрушается, а градиент температуры в нем возрастает до 10 К/м, что на три порядка превышает устойчивый адиабатический градиент. Выше слоя инверсии из-за турбулентности происходит выравнивание профиля температуры.

Таким образом, процесс образования инверсии есть реакция приводного слоя атмосферы на изменение потока водяного пара. Увеличение последнего из-за усиления ветра или повышения ТПО приводит к увеличению степени устойчивости инверсионного слоя. Это затрудняет поступление водяного пара в атмосферу. И наоборот,

уменьшение потока пара ведет к уменьшению устойчивости запирающегося слоя. Следовательно, можно заключить, что слой инверсии является своеобразной термодинамической структурой, регулирующей скорость поступления влаги и тепла в атмосферу.

Систематические наблюдения, проведенные при помощи новой малоинерционной аппаратуры разными авторами в различных районах Мирового океана, позволяют сформулировать следующие основные выводы.

1. Выхолаживание поверхности океана процессами обмена и затухание турбулентности у границ контакта вода–воздух приводят к образованию универсальной устойчивой структуры — холодной пленки океана с инверсионным распределением температуры, огромными градиентами и молекулярным механизмом переноса тепла у границы. Холодная пленка, являющаяся результатом теплообмена с атмосферой, представляет собой устойчивый структурный элемент, ограничивающий подвод тепла к радиационному слою до возможных скоростей переноса молекулярными процессами.

2. Тепломассообмен океана с атмосферой, состоящий в испарении, ИК-излучении поверхности океана и контактной передаче тепла, в конечном счете реализуется молекулярными процессами переноса тепла от квазиоднородного слоя океана к его поверхности через тонкий ламинарный подслой холодной пленки океана.

3. В результате термического эффекта смешения водяного пара с азотом воздуха на начальном участке приводного слоя атмосферы формируется слой с устойчивой стратификацией, что приводит к ограничению скорости поступления водяного пара в атмосферу.

4. Загрязнение поверхности океана ПАВ приводит к значительному уменьшению потока тепла и влаги от океана в атмосферу (до 75%), что при загрязнении больших районов может вызвать перестройку термодинамического режима этих районов.

5. При больших скоростях ветра (характерных для грозových шквалов) холодная пленка океана и слой инверсии температуры ПСА не разрушаются. Усиление ветра приводит к увеличению градиентов температуры в холодной пленке в несколько десятков раз, а в слое инверсии ПСА до трех порядков.

6. Интенсивность тепломассообмена океана с атмосферой зависит от температуры поверхности океана и скорости ветра над ним. Коэффициент корреляции между потоком тепла и температурой поверхности океана достигает высокого значения ($\approx 0,9$), а величина потока тепла в дневные часы в 5–6 раз превышает значение, полученное в ночное время суток. Существенно изменение интенсивности теплообмена при увеличении ветра. Например, при шквальном ветре поток может увеличиваться от обычных значений $0,3\text{--}0,5 \text{ кВт/м}^2$ до десятков кВт/м^2 .

Полученные выводы дают основание представить в общих чертах механизм теплообмена океана с атмосферой следующим образом. Радиационный теплообмен между Солнцем, Землей и Космосом приводит океан и атмосферу в термически неравновесное состояние. В результате на поверхности теплого океана спонтанно возникают процессы обмена, состоящие из испарения, ИК-излучения и конвекции. Потoki тепла и вещества через границу раздела вода–воздух вызывают перестройку динамической структуры пограничных слоев океана и атмосферы, заключающуюся в затухании турбулентности у поверхности океана. В свою очередь это приводит к формированию самоорганизующихся устойчивых диссипативных структур — холодной пленки океана и инверсии температуры ПСА, регулирующих скорость поступления тепла и влаги в атмосферу.

ОБЩАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ АТМОСФЕРЫ

Тепловой баланс системы океан–атмосфера показывает, что основное тепло атмосфера получает из океана в результате конденсации водяного пара, поступающего с поверхности океана в зону образования облаков (высота 1 ÷ 6 км). Механизмом переноса водяного пара в зону конденсации является конвекция, заполняющая всю нижнюю тропосферу, ее интенсивность определяется меридиональным изменением ТПО.

В отличие от нее в экваториальной зоне развивается мощная конвекция, которая проникает во всю толщину тропосферы и приводит к формированию грозовых кучево-дождевых облаков. Выделяющееся здесь в процессе конденсации водяного пара огромное количество тепла служит основным энергетическим источником для процессов глобального переноса воздушных масс на Земле.

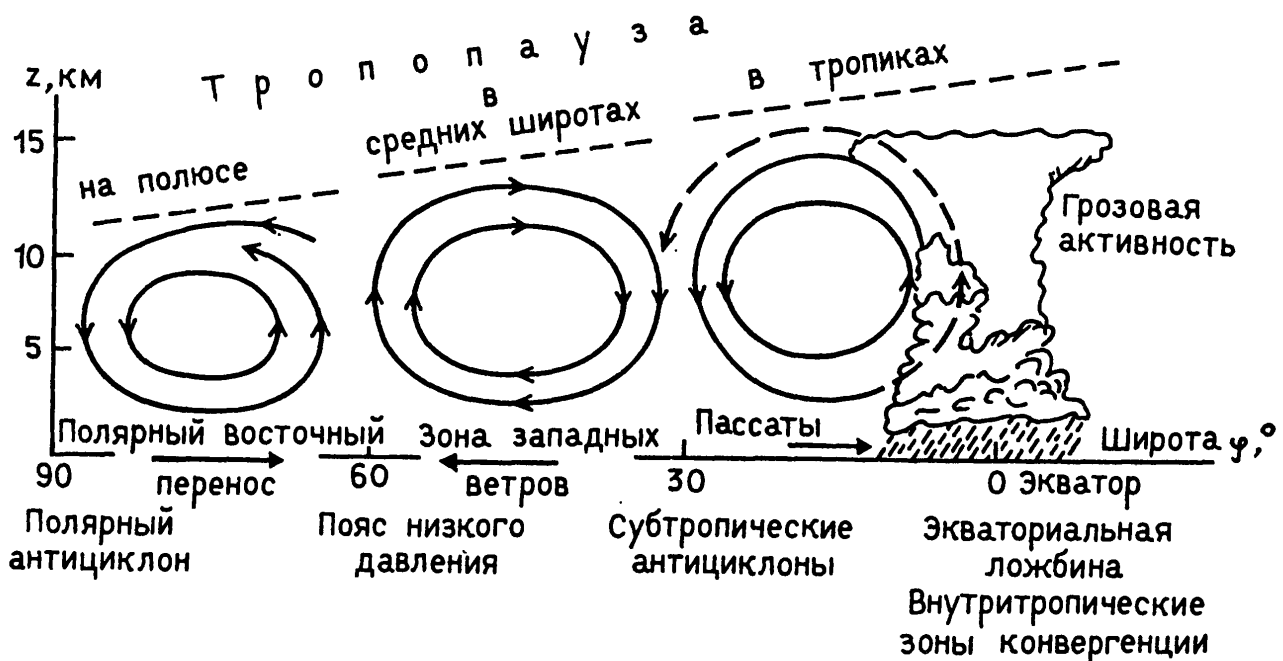


Рис. 3.29. Схема вертикального разреза общей циркуляции атмосферы

В атмосфере, помимо конвективных (вертикальных) переносов масс, имеют место процессы переноса тепла от низких широт в высокие. Эти крупномасштабные переносы почти горизонтальны и, следовательно, подвержены воздействию сил Кориолиса.

Суммарный эффект указанных конвективных процессов переноса тепла и влаги приводит к формированию общей циркуляции атмосферы, представляющей собой структуры взаимодействующих замкнутых циркуляционных ячеек (рис. 3.29).

Ключевую роль в энергетике атмосферы играет конвекция, которая развивается следующим образом. Над экватором из-за высокого значения ТПО влажность воздуха повышена. Следовательно, средняя молекулярная масса воздуха низкая ($\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 18 < \mu_a = 29$) и удельный вес экваториальных воздушных масс меньше, чем в средних широтах. Указанный факт приводит к конвекции в экваториальной зоне. При подъеме воздушные массы, расширяясь, охлаждаются. На определенной высоте при достижении температуры точки росы начинается конденсация водяного пара и формирование мощных кучево-дождевых облаков. Дальнейший подъем воздушных масс поддерживается выделением теплоты конденсации. Достигая тропопаузы, воздушные массы растекаются от экватора на полюса Северный и Южный. Влажность растекающихся потоков низкая, так как почти вся влага остается в зоне образования облаков.

При растекании воздушные массы теряют тепло на излучение, и плотность их повышается. В области 30° северной и южной широт происходит опускание воздушных масс по всей толще тропосферы, за исключением нижнего 2-километрового слоя, где господствует мелко-масштабная конвекция. В зоне 30° широты давление у поверхности океана выше, чем в экваториальной области. Этот перепад давления приводит к переносу воздушных масс ветровыми системами — пассатами. Пассаты замыкают первую циркуляционную ячейку (ячейку Гадлея). В Северном полушарии из-за действия сил Кориолиса пассаты имеют северо-восточное направление, а в южном полушарии — юго-восточное. Вблизи экватора пассаты обоих полушарий сходятся в так называемую внутритропическую зону конвергенции.

В северных широтах, в районе $30-60^\circ$, реализуется ячейка Ферреля. В этой зоне под действием субтропических антициклонов преобладают западные ветры и погода определяется движущимися циклонами и антициклонами (рис. 3.30).

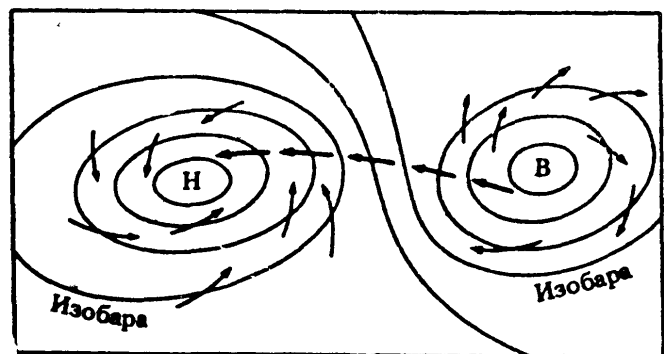


Рис. 3.30. Перемещение воздушных масс из зоны высокого давления (В) в область низкого (Н)

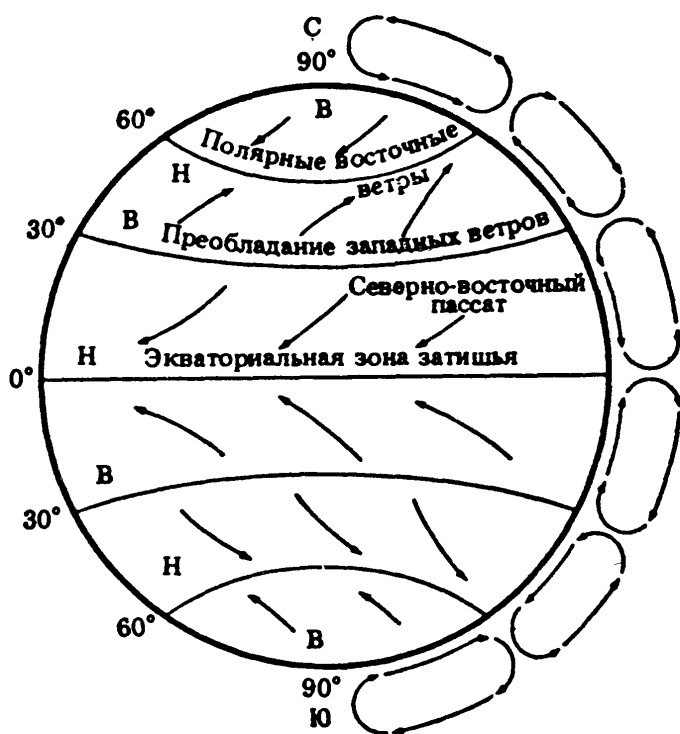


Рис. 3.31. Схема распределения поясов высокого (В) и низкого (Н) давления и ветра на земном шаре

В полярных областях радиационные потери тепла приводят к выхолаживанию и опусканию воздушных масс. Это, в свою очередь, повышает давление у подстилающей поверхности. Перепад давления между зоной полярного антициклона и поясом низкого давления в зоне 60° Северного (и соответственно Южного) полушария определяет перемещение воздушных масс от полюса, которые под действием сил Кориолиса приобретают восточную составляющую скорости.

На рис. 3.31 приведена схема распределения поясов давления и ветра над поверхностью земного

шара, определяющих общую циркуляцию атмосферных масс (полное изложение циркуляционных процессов можно найти во многих монографиях, например у Э.Н.Лоренца, 1970). Следует отметить, что принятая схема общей циркуляции описывает только усредненную картину переносов атмосферных масс. Отклонения могут быть вызваны различными факторами: значением альбедо для водной и твердой оболочек Земли, орографией суши, состоянием метеорологических условий и др.

Исследование общей циркуляции атмосферы в целях дальнейшего уточнения ее влияния на климат представляет собой одну из главных проблем века. В последние десятилетия уже разработаны и реализуются такие международные и национальные научные программы, как "Всемирная программа исследования климата" (ВПИК), "Тропический океан и глобальная атмосфера" (ТОГА), WOCE, "Разрезы" и др. В этих программах принимают участие все ведущие научные организации географического профиля РАН, а также университеты Российской Федерации и других государств СНГ.

В России ведущей организацией по изучению роли процессов взаимодействия в энергоактивных зонах Мирового океана является Государственный океанографический институт.

Проведенные в последнее время научными силами Российской Федерации исследования представляют особый интерес, так как они выполнялись по комплексной программе, последовательно охватывая всю цепочку пространственно-временных масштабов взаимодействия от глобальных до мелкомасштабных. Такой подход обеспечил получение новых представлений о переносе тепла в системе океан-атмосфера. (Более подробно см. монографию С.С. Лаппо и др., 1990.)

Наша Земля из Космоса выглядит бело-голубой. Голубоватый цвет — это цвет океанов, занимающих около двух третей поверхности Земли. Белый цвет — рассеянное от облаков солнечное излучение. Помимо водяных капель облаков (рис. 4.1) в атмосфере находятся невидимые массы водяного пара, поступающего в атмосферу в результате испарения воды с поверхности Мирового океана и вод суши (реки и озера), а также сублимации с ледовых покрытий и транспирации влаги растениями. Поднимаясь вверх в атмосферу, водяной пар охлаждается, переходит в жидкую или твердую фазу и в конечном счете выпадает в виде осадков — дождя или снега. Часть осадков возвращается в океан, а часть — на поверхность литосферы, где через стоки и фильтрацию вновь поступает в океан. Весь этот цикл в системе океан–атмосфера–литосфера–океан называется гидрологическим циклом Земли (рис. 4.2).

Замечательным свойством этого цикла является сохранение на Земле общего количества влаги и восстановление ее пригодности к новому употреблению.

При своем “круговороте” вода испытывает фазовые превращения. При существующих на Земле значениях температуры и давления вода может находиться в трех агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном. Если бы земной шар не находился на расстоянии

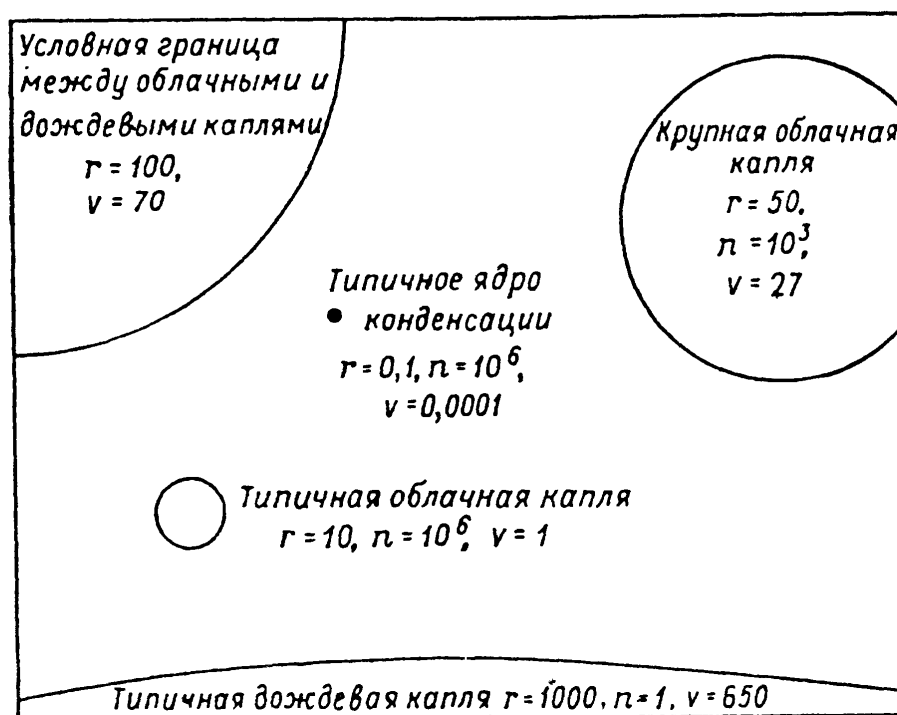


Рис. 4.1. Сравнительные размеры, концентрация и скорости падения частиц, участвующих в процессах облако- и осадкообразования (по Мак-Дональду, 1958): r — радиус (мкм), n — число частиц ($л^{-1}$), v — установившаяся скорость падения (см/с)

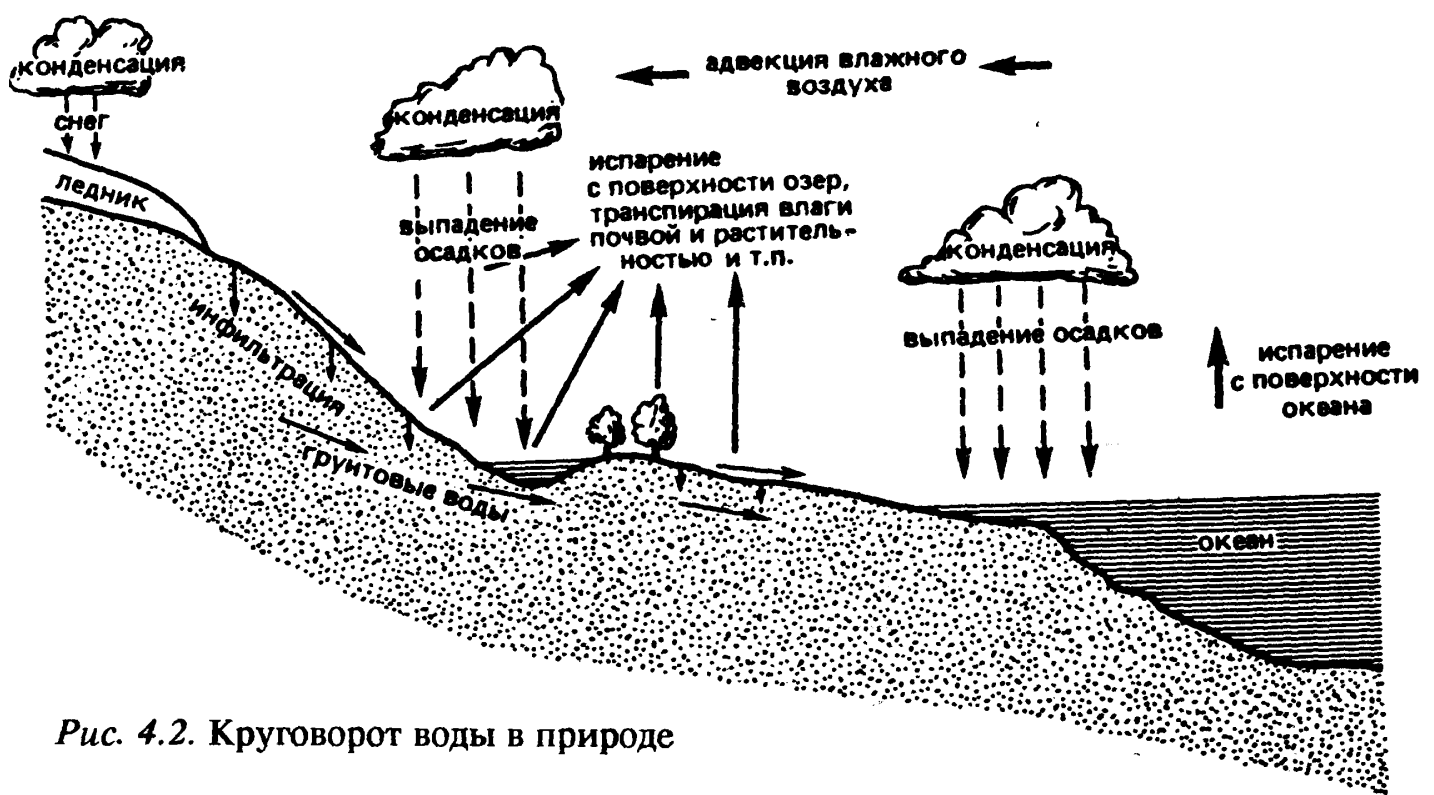


Рис. 4.2. Круговорот воды в природе

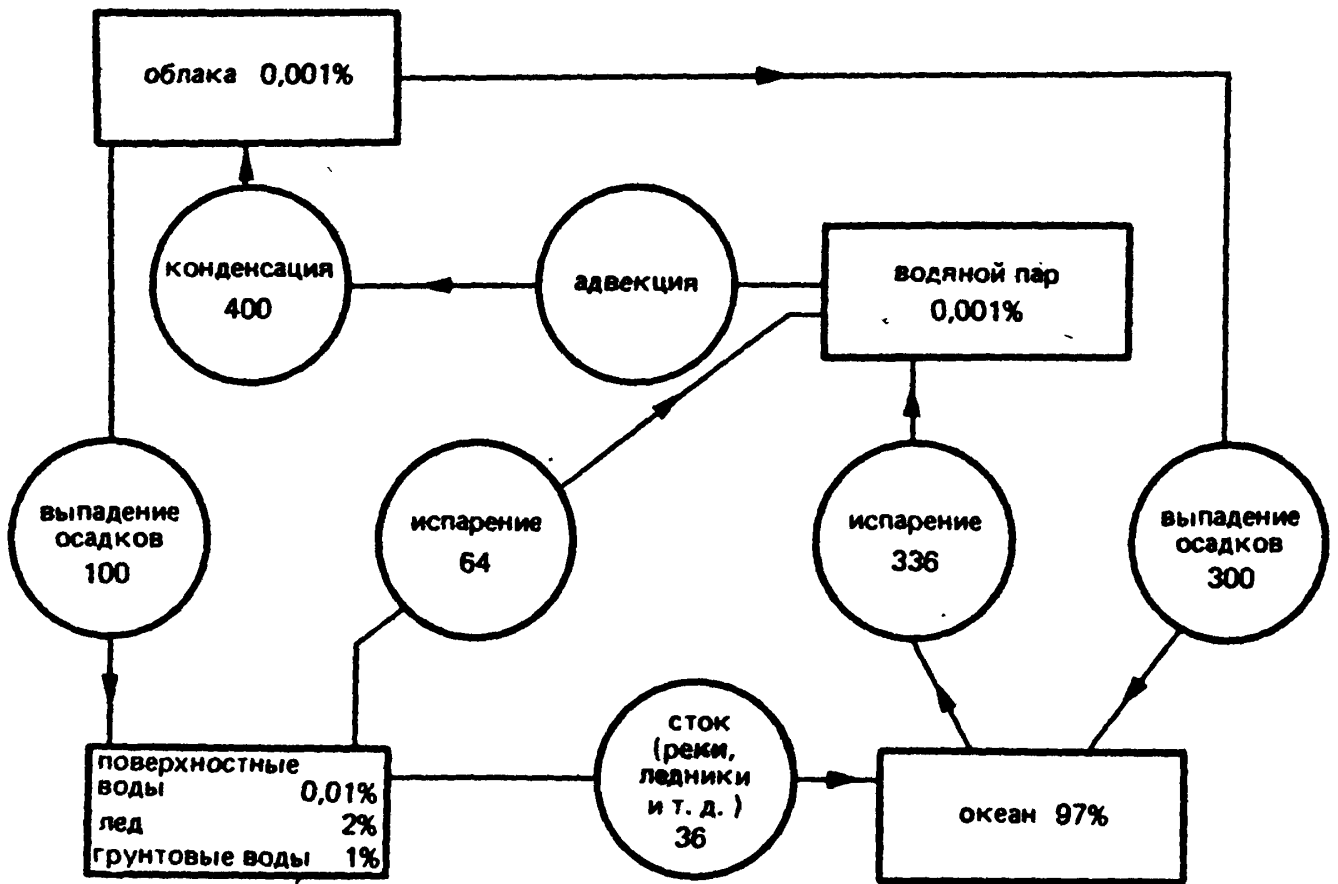


Рис. 4.3. Стадии (прямоугольники) и процессы (кружки) круговорота воды. Числа (в процентах) показывают количество воды, присутствующей в настоящее время в каждой стадии. Скорости процессов даны в 10^{15} кг/год (по Гарвею, 1982)

1,5 · 10⁸ км от Солнца, то вода не могла бы существовать в трех состояниях. Расчеты показывают, что изменение расстояния до Солнца примерно на ± 11% привело бы к полному испарению или замерзанию воды. Гидрологический цикл состоит из серии переходов воды из одного агрегатного состояния в другое. Поскольку в среднегодовом бюджете круговорот воды можно рассматривать как установившийся процесс, то источники и стоки воды для каждого состояния должны быть равны между собой (закон сохранения вещества). Следовательно, время пребывания молекул воды в каждом состоянии определяется отношением массы воды в указанном состоянии на массовую скорость: $\tau = m/u_m$. Схема состояний (стадий) и процессов гидрологического цикла приведена на рис. 4.3. Исходя из общей массы воды на Земле, равной 1,4 · 10²¹ кг, время пребывания молекул воды в каждом состоянии составляет следующие значения: в океане — 4 · 10³ лет, в литосфере (все воды суши) — 4 · 10² лет, в атмосфере (водяной пар и облака) — 10 дней. Из приведенной схемы также следует, что практически вся вода (97%) находится в Мировом океане.

Любое изменение фазового состояния требует затраты энергии. На рис. 4.4 приведены переходы в различные фазы и соответствующие им температуры и количества теплоты. Особо обращают на себя внимание большие значения величины теплоты испарения и теплоты таяния. Это то свойство воды, которое позволяет ей играть определяющую роль в энергетике атмосферы и океана.

Рассмотрим физику процессов фазового перехода воды.

ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ

В природе испарение является единственным процессом переноса влаги в атмосферу с поверхности Мирового океана и суши. Физический механизм испарения состоит в том, что часть молекул воды в результате хаотического движения приобретает значительные скорости, позволяющие им преодолеть силы притяжения соседних молекул и покинуть жидкость. При этом совершается работа, состоящая

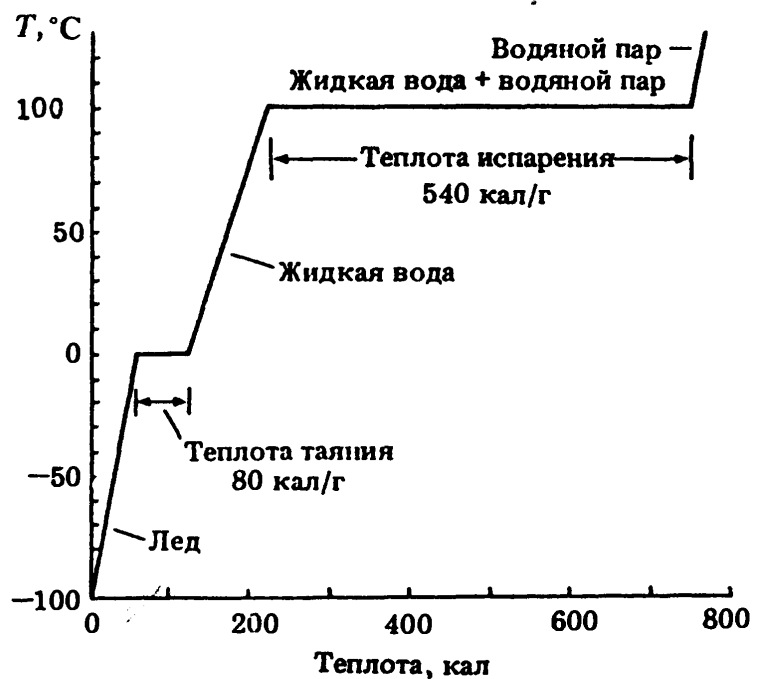


Рис. 4.4. Фазовые переходы воды (по Вайсбергу, 1980)

из работы против сил сцепления и работы против внешнего давления образовавшегося пара. Указанная работа в конечном итоге совершается за счет кинетической энергии теплового движения молекул, что приводит к охлаждению жидкости. Поэтому для поддержания процесса испарения при постоянной температуре необходимо подводить к жидкости тепло. Как уже указывалось, это тепло, отнесенное к единице массы, есть теплота испарения ($L = Q/m$ [Дж/кг]).

Обратный испарению процесс — конденсация — состоит в переходе пара в жидкое состояние. При этом выделяется теплота, количество которой равно теплу, затраченному на испарение сконденсированной влаги.

Вследствие теплового движения молекул испарение происходит при любой температуре. Естественно, что при повышении температуры жидкости скорость испарения возрастает. Если жидкость поместить в замкнутый сосуд, то через некоторое время между жидкостью и паром над ней установится динамическое равновесие, состоящее в том, что число вылетающих в единицу времени из жидкости молекул воды будет равно числу возвращающихся в жидкость молекул пара. Таким образом, в указанных условиях одновременно с испарением происходит конденсация, чем и обеспечивается взаимная компенсация этих процессов. Пар, находящийся в динамическом равновесии со своей жидкостью, называется насыщенным паром. Давление, которое оказывает насыщенный пар, называется упругостью (или давлением) насыщенного пара по отношению к водной поверхности (e_w). Поскольку кинетическая энергия молекул воды определяется температурой, упругость насыщенного пара также зависит от температуры жидкости. Скорость изменения давления насыщения от температуры описывается уравнением Клапейрона–Клаузиуса.

Обычно это уравнение получают из рассмотрения бесконечно малого обратимого процесса Карно для двухфазной системы. На рис. 4.5

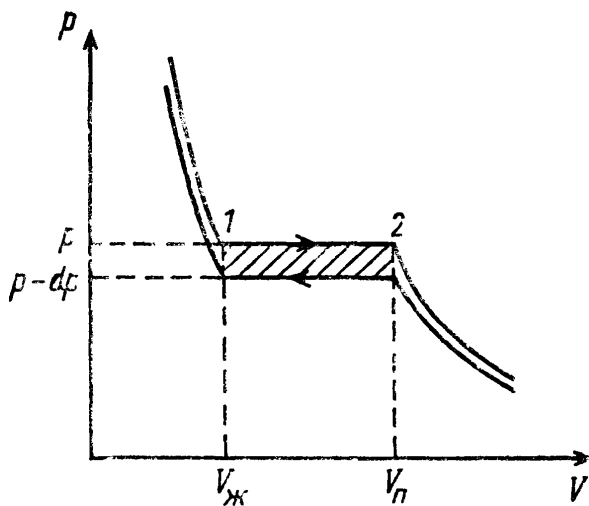


Рис. 4.5. График изотермического процесса для изотерм T и $T + dT$

в координатах p, V показан график изотермического процесса для изотерм T и $T + dT$ реального газа. В промежутке точек 1 и 2 жидкость находится в равновесии со своим насыщенным паром. Работу в цикле (заштрихованная область) приближенно можно выразить в виде $\Delta A \approx m(V_{п} - V_{ж}) \Delta p$. Тогда коэффициент полезного действия цикла будет $\eta = \Delta A / Q = [(V_{п} - V_{ж}) / L] \cdot \Delta p$, где L — теплота испарения, а Q — подведенное тепло ($Q = mL$). В свою

очередь КПД можно выразить в виде $\eta = \Delta T/T$. Из последних двух выражений получаем

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_{\text{п}} - V_{\text{ж}})};$$

так как $V_{\text{п}} \gg V_{\text{ж}}$, то окончательно

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{TV_{\text{п}}}. \quad (4.1)$$

Это уравнение Клапейрона–Клаузиуса, связывающее давление и температуру, при которых двухфазная система жидкость–пар находится в равновесии.

При температурах, близких к нормальной, плотность насыщенного водяного пара понижается настолько, что его можно принять за идеальный газ. Теперь, если еще учесть, что изменение теплоты испарения в диапазоне нескольких десятков градусов составляет малую величину (меньше 10%), т.е. положить $L = \text{const}$, то уравнение (4.1) ввиду того, что $pV = RT$, можно записать как

$$\frac{dp}{p} = -d\left(\frac{L}{RT}\right).$$

После интегрирования получим

$$p = C \exp\left(-\frac{L}{RT}\right), \quad (4.2)$$

где C — постоянный коэффициент. Из графика зависимости давления насыщения от температуры жидкости (рис. 4.6) видно, что давление насыщения пара растет с температурой очень быстро — по экспоненциальному закону. Зная зависимость давления насыщенного пара от температуры, можно определить точку росы — температуру, при которой водяной пар становится насыщенным. Из рис. 4.6 видно, что если единичный объем пара, состояние которого характеризуется точкой A , охла-

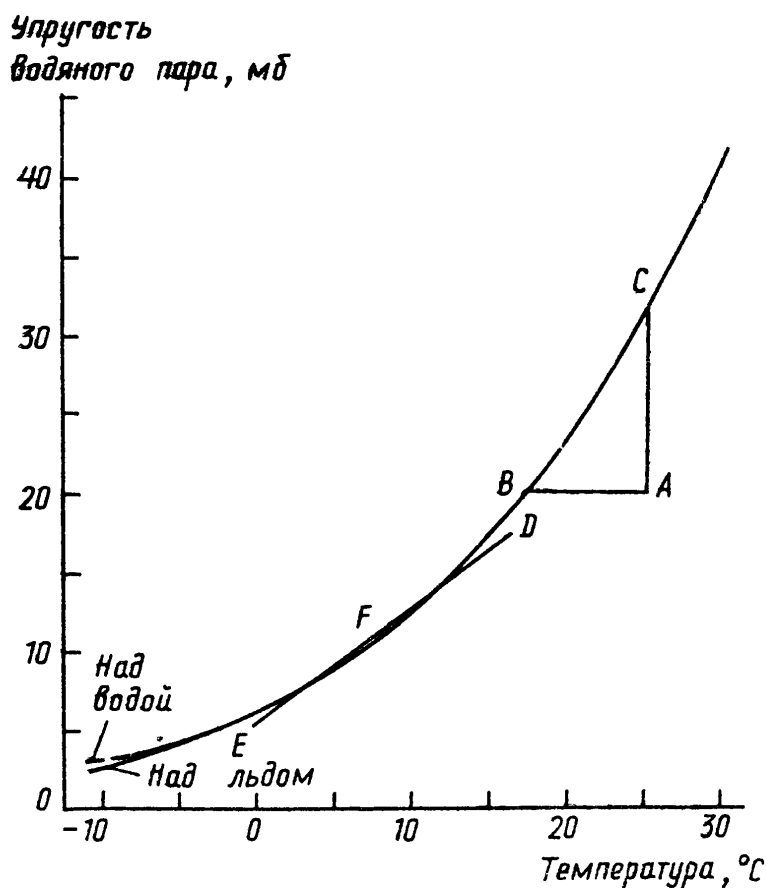


Рис. 4.6. Упругость насыщенных паров воды как функция температуры

дать при постоянном давлении, то при достижении точки B , лежащей на кривой насыщения, пар сконденсируется. Температура, соответствующая точке B , — так называемая точка росы θ_p . При охлаждении пара до точки росы начинается его конденсация. В атмосфере появляются туманы, выпадает роса.

Кривая давления насыщения дает возможность определить относительную влажность. Для состояния пара в точке A давление водяного пара определяется ординатой e_a (в приведенных на рис. 4.6 значениях координат $e_a = 20$ мб), а давление насыщения e_w определяется ординатой точки C на кривой насыщения (в указанном на графике случае $e_w = 31,5$ мб для температуры 25°C). Теперь можно рассчитать относительную влажность:

$$f = (e_a/e_w) \cdot 100\% = (20/31,5) \cdot 100\% \approx 63,5\%.$$

Относительная влажность возрастает не только при увеличении водяного пара, но и при уменьшении температуры.

Интенсивность испарения помимо температуры воды определяется еще и другими метеорологическими факторами. В атмосфере испарение воды происходит не в вакууме, а в воздушной среде с внешним барометрическим давлением p_0 . В результате молекулы пара испытывают дополнительное соударение с молекулами воздуха и часть водяного пара вновь возвращается на поверхность жидкости, где происходит конденсация. Эмпирически было показано, что интенсивность испарения и внешнее барометрическое давление p_0 связаны соотношением

$$u = \frac{CS}{p_0} (e_w - e), \quad (4.3)$$

где C — постоянная, определяемая из эксперимента, S — площадь свободной поверхности.

Наблюдения и расчеты показывают, что давление паров воды в слое воздуха, непосредственно прилегающем к поверхности океана, близко к насыщенному при температуре, равной температуре поверхности океана (ТПО). С высотой давление паров в атмосфере падает. Это приводит к диффузии водяного пара вверх, в область меньшего давления паров. Подъем водяного пара в атмосферу и его перемешивание с газами воздуха ведет к испарению новой порции воды. В свою очередь скорость переноса пара в приводном слое зависит от интенсивности турбулентности, следовательно, от скорости ветра и его градиента по высоте. Как можно было ожидать, испарение сильно зависит от скорости ветра, что было показано ранее, в гл. III.

Особо следует отметить, что испарение резко уменьшается при загрязнении океана поверхностно-активными веществами (ПАВ).

Прямыми измерениями в океане было показано, что потоки влаги в зонах нефтяного загрязнения уменьшаются на 80÷90%. Это резко снижает поступление тепла и влаги в атмосферу и может вызвать экологически неблагоприятную обстановку в локальных регионах океана.

ПРОЦЕССЫ КОНДЕНСАЦИИ В АТМОСФЕРЕ И ОБРАЗОВАНИЕ ТУМАНОВ

Конденсация водяного пара в атмосфере происходит в результате охлаждения воздушных масс. Охлаждение может иметь место при контакте с холодной поверхностью океана или суши и при подъеме воздуха вверх после достижения температуры точки росы. Процесс конденсации может развиваться только при достижении парами воды давления насыщения ($w/w_s = 1$).

При подъеме воздушной массы конденсация происходит в объеме. Для начала объемной конденсации пар должен быть пересыщен, т.е. $w/w_s > 1$. Степень пересыщения зависит от наличия в атмосфере так называемых ядер (центров) конденсации — частиц водяного и твердого аэрозоля, а также ионизированных атомов. Обычно в атмосфере содержится достаточное количество центров конденсации, чтобы конденсация началась сразу же при превышении влажности уровня насыщения.

Конденсация также может иметь место при смешении воздушных масс. На рис. 4.6 приведены точки *D* и *E* в разных состояниях. При смешении объемов в равных количествах смесь перейдет в область жидкого состояния и произойдет конденсация (точка *F*).

Процессы конденсации в атмосфере приводят к образованию туманов и облаков. Различают следующие виды туманов.

1. Радиационный туман. Образуется над поверхностью суши в результате потери тепла на длинноволновое излучение в ночное время. Такие туманы по понятным причинам чаще всего наблюдаются при безоблачном небе.

2. Адвективный туман. Образуется в результате натекания теплого и влажного воздуха на более холодные воды океана и суши. Большинство морских туманов — это адвективные туманы.

3. Фронтальный туман. Образуется при смешении воздушных масс с различной температурой и влажностью (рис. 4.6, точка *F*).

ОБРАЗОВАНИЕ ОБЛАКОВ

Облака — это одна из стадий гидрологического цикла воды. Они представляют собой систему крошечных водных частиц, взвешенных в воздухе (в среднем 10^8 частиц/ m^3).

При подъеме влажных воздушных масс они из-за расширения охлаждаются. Понижение температуры приводит к насыщению водяного пара и его конденсации на аэрозольных частицах. Рост капель вследствие конденсации и слияния их между собой вызывает падение таких капель. При переходе на более низкий уровень высоты капли могут испариться. Такой процесс конденсации и испарения постоянно происходит в облаках. Большие капли достигают земной поверхности, однако, как показывают расчеты, высота облака при этом должна быть не менее $4 \cdot 10^3$ м.

Облака могут образоваться при подъеме воздушных масс вследствие обтекания горных систем и образования атмосферных волн (см. рис. 1.11), при конвективном подъеме воздуха вверх, а также при смешении воздушных масс с разными характеристиками (состояние F на рис. 4.6).

Облака классифицируют по высоте расположения в атмосфере, по составу (капли воды или кристаллы льда), а также по степени вертикального развития.

На рис. 4.7 приведена схема указанной классификации облаков с трехъярусным распределением по высоте: нижний ярус — до 2 км высоты, средний — до 6 и верхний — до 10 км. В настоящее время типы облаков определяются с использованием атласа, где приведены цветные фотографии различных типов облачных систем. Кроме того, вводятся различные наименования облаков, которые помогают представить себе внешний вид облачных систем. Например, приставка “strato” указывает на то, что облако слоистообразное и вытянуто по горизонтали, “cumulo” относится к облакам-башням, вытянутым по вертикали, и, наконец, “nimbus” — относится к дождевым обла-

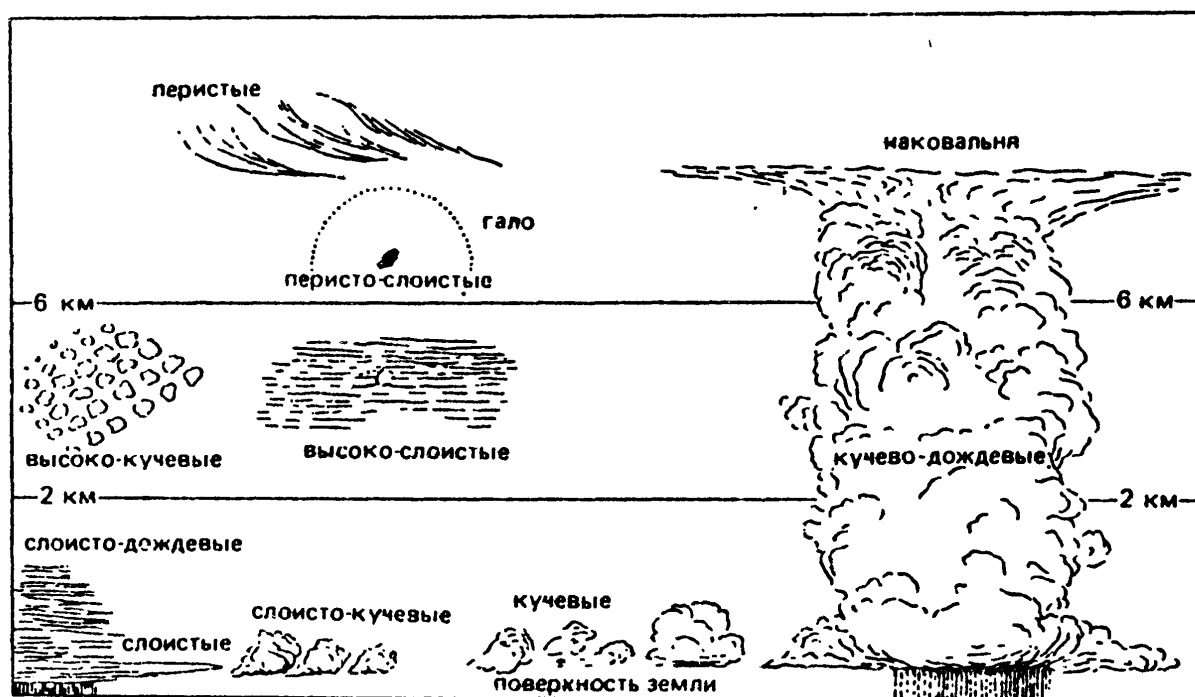


Рис. 4.7. Типы облаков и высота, на которой они образуются в средних широтах

кам. Особо следует отметить кучево-дождевые облака, занимающие по высоте все три яруса. Если в зоне нижнего яруса они состоят из водяных капель, то верхняя часть их состоит из ледяных кристаллов. Следует еще упомянуть перистые и перисто-слоистые облака верхнего яруса. Эти облака состоят из ледяных кристаллов и вызывают гало вокруг Солнца и Луны.

Особый интерес представляет влияние облаков на перенос длинноволновой радиации в атмосфере. Это можно продемонстрировать на примере изменения спектра поглощения (испускания) атмосферы в зависимости от состояния облачного покрова (рис. 4.8). При увеличении облачности (по Больцу, 1949) окно прозрачности атмосферы уменьшается (пунктирные линии) и излучение (поглощение) переходит в черное, т.е. эффективное излучение практически падает до нуля, что меняет режим радиационного баланса атмосферы и океана и ведет к перестройке теплообмена между океаном и атмосферой.

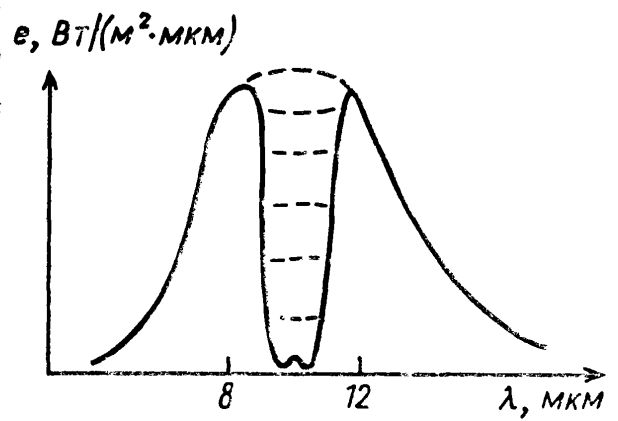


Рис. 4.8. Спектральное распределение противозлучения атмосферы и стадии его трансформации в спектр излучения черного тела

ГЛАВА 5

ОСНОВЫ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ В АТМОСФЕРЕ И ГИДРОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Движущими силами в атмосфере Земли являются сила градиента давления и сила тяжести. В гидросфере Земли движущей силой оказывается также и сила трения. Сила Кориолиса, центробежные силы, существующие при криволинейном движении, и внутреннее трение между слоями жидкости являются силами, лишь отклоняющими и тормозящими движение.

Рассмотрим идеальную, т.е. невязкую, жидкость и выделим в ней объем $dx dy dz$ (рис. 5.1). На выделенный объем в направлении оси x будет действовать сила

$$\left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] dy dz = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz. \quad (5.1)$$

Если силу градиента давления отнести к единице массы, то для составляющих этой силы в направлениях осей координат x , y , z будут справедливы выражения

$$G_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad G_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad G_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g. \quad (5.2)$$

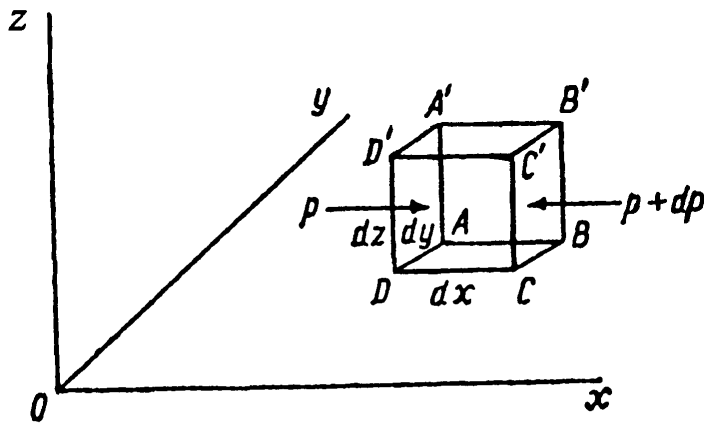


Рис. 5.1. Расчет силы, обусловленной градиентом давления

Выражение для составляющей по вертикальной оси G_z учитывает силу тяжести, направленную вниз. При статическом равновесии жидкости $G_z = 0$. Это соотношение будет также выполняться, когда жидкость движется горизонтально, т.е. если отсутствует вертикальное ускорение.

Атмосфера и гидросфера участвуют во вращении Земли с угловой скоростью ω , при этом на каждую частицу жидкости, движущуюся со скоростью v по отношению к земной поверхности, действует сила Кориолиса. Отнесенная к единице массы, эта сила выражается следующим образом:

$$F_K = [v \cdot 2\omega].$$

Выберем на поверхности Земли точку M и поместим в нее правую систему координат: ось x направлена к югу, ось y ориентирована на восток и ось z — вверх. В этом случае составляющие силы Кориолиса имеют вид

$$\begin{aligned} F_{Kx} &= 2(v\omega_z - w\omega_y) = 2\omega v \sin \varphi, \\ F_{Ky} &= 2(w\omega_x - u\omega_z) = -2\omega w \cos \varphi - 2\omega u \sin \varphi, \\ F_{Kz} &= 2(u\omega_y - v\omega_x) = 2\omega v \cos \varphi. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Здесь φ — географическая широта, (u, v, w) и $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ — проекции векторов v и ω по осям x , y и z соответственно.

Наибольший интерес представляет горизонтальная составляющая силы Кориолиса F_{Ks} . В выражениях для F_{Kx} и F_{Ky} можно пренебречь слагаемыми, содержащими вертикальную скорость w , так как она в атмосфере и гидросфере в десятки раз меньше u и v . Тогда можно записать

$$F_{Ks} = \sqrt{F_{Kx}^2 + F_{Ky}^2} = 2\rho V \omega_z, \quad (5.4)$$

где

$$V = \sqrt{u^2 + v^2}, \quad \omega_z = \omega \sin \varphi.$$

Так как для Северного полушария параметр Кориолиса $l = 2\omega_z > 0$, а для Южного — $2\omega_z < 0$, то в Северном полушарии сила Кориолиса будет отклонять движущиеся частицы вправо от направления их движения, а в Южном — влево.

Силы вязкости или трения между движущимися слоями жидкости формируют непрерывное поле скорости и необратимо переводят часть кинетической энергии в тепло. В состоянии покоя силы вязкости себя проявить не могут. Напряжение трения, обусловленное действием молекулярной вязкости, пропорционально градиенту скорости:

$$\tau_{zx} = + \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0}, \quad (5.5)$$

где η — коэффициент динамической вязкости воздуха. Сила же, обусловленная вязким трением, приложенная к единице массы слоя толщиной dz и действующая в направлении оси x , будет иметь вид

$$F_{\text{тр } x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial z} \eta \frac{\partial u_{zx}}{\partial z} \right). \quad (5.6)$$

Согласно выражению (5.5), силы трения наиболее ярко проявляются в пограничных слоях, где значения градиентов скорости велики. При постоянном значении коэффициента $\eta = \text{const}$ и в случае, когда скорость есть функция всех трех координат, составляющая силы трения по оси x равна

$$F_{\text{тр } x} = \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 u = \nu \Delta u. \quad (5.7)$$

Аналогично можно получить выражения для сил трения, действующих в направлениях осей y и z .

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ И УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ

Для объема жидкости единичной массы справедливы соотношения

$$\frac{du}{dt} = \sum F_x, \quad \frac{dv}{dt} = \sum F_y, \quad \frac{dw}{dt} = \sum F_z; \quad (5.8)$$

здесь t — время.

Учитывая сказанное выше о силах, действующих в атмосфере и гидросфере, и считая, что составляющие скорости являются функциями координат и времени, выражения (5.8) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\omega v \cos \varphi + \frac{\eta}{\rho} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - g.\end{aligned}\quad (5.9)$$

Как показывает количественная оценка порядка величин различных членов в выражениях (5.9), третье уравнение движения в большинстве случаев сводится к основному уравнению статики

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (5.10)$$

выражающему равновесие двух сил — градиента давления и силы тяжести. В первых двух уравнениях системы (5.9) члены, содержащие вертикальную проекцию скорости, малы по сравнению с другими членами. С учетом отмеченного система (5.9) примет вид

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v + \nu \Delta u, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2\omega_z u + \nu \Delta v, \\ \frac{dp}{dz} &= -\rho g.\end{aligned}\quad (5.11)$$

Свойство жидкости двигаться без образования пустот, непрерывно заполняя определенную часть пространства, описывается уравнением неразрывности. Выделим в жидкости некоторый элементарный объем \tilde{V} , ограниченный поверхностью $\delta\sigma$. Поскольку жидкость движется без образования пустот, то при $\rho = \text{const}$ поток вектора скорости через поверхность, ограничивающую выделенный элементарный объем, будет равен нулю, т.е.

$$\int_{\sigma} n_j v_j d\sigma = 0, \quad (5.12)$$

где n_j — нормаль к поверхности σ , v_j — составляющие скорости.

Используя переход от поверхностного интеграла к объемному, получим

$$\int_{\sigma} n_j v_j d\sigma = \int_{\tilde{V}} \frac{\partial v_j}{\partial x_j} d\tilde{V} = 0. \quad (5.13)$$

Поскольку выделенный объем \tilde{V} является произвольным, из (5.13) следует

$$\frac{\partial v_j}{\partial x_j} = \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (5.14)$$

Это условие неразрывности несжимаемой жидкости. Если плотность жидкости зависит от времени и координат, то уравнение неразрывности примет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (5.15)$$

Уравнения (5.9) и уравнение (5.15) представляют собой основную систему уравнений движения несжимаемой жидкости и носят название уравнений Навье—Стокса. Система эта является замкнутой. Система уравнений динамики без учета силы Кориолиса может быть представлена в векторной форме:

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right] = - \nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} - \rho g \mathbf{k}; \quad (5.16)$$

здесь \mathbf{k} — единичный вертикальный вектор.

При решении задач динамики атмосферы и гидросферы к уравнениям (5.9) и (5.15) следует добавить уравнения состояния для воздуха и морской воды соответственно.

ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ДИНАМИКИ

При изучении конкретных явлений систему уравнений динамики упрощают на основе различных предположений, так как решить ее в полном виде практически невозможно. Рассмотрим наиболее употребляемые упрощения.

Если считать, что плотность жидкости определяется только ее температурой, то справедливо соотношение

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta T'), \quad (5.17)$$

где ρ_0 — некоторое среднее значение плотности, $\beta = - (1/\rho) \times \times (d\rho/dT)_p$ — коэффициент теплового расширения жидкости. Подставив выражение (5.17) в уравнение (5.16), получим

$$\rho_0 (1 - \beta T') \frac{d\mathbf{v}}{dt} = - \nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} - \rho_0 (1 - \beta T') g \mathbf{k}. \quad (5.18)$$

Представим теперь давление в виде суммы $p = \tilde{p} + p'$, где \tilde{p} определяется уравнением статики $\nabla \tilde{p} = -\rho_0 g$, а p' — отклонение давления от этого значения. Тогда правую часть уравнения (5.18) можно переписать в виде

$$-\nabla p' + \eta \Delta v + \rho_0 \beta T' g k. \quad (5.19)$$

В левой же части уравнения (5.18) можно пренебречь членом, содержащим $\beta T'$, что возможно, если вертикальное ускорение dw/dt мало по сравнению с ускорением силы тяжести. Это условие выполняется при свободноконвективном движении. Поделив уравнение (5.18) на ρ_0 , можно записать

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \nu \Delta v + g \beta T' k. \quad (5.20)$$

Такая форма записи уравнений динамики носит название *приближения Буссинеска* и используется при описании конвективных процессов.

Для областей атмосферы и океана, лежащих вне пограничных слоев, достаточно хорошо выполняется так называемое геострофическое приближение:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi &= 0, \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi &= 0. \end{aligned} \quad (5.21)$$

В этом случае движение формируется под действием двух сил — силы градиента давления и силы Кориолиса. Определенные по (5.21) скорости u_r и v_r носят название составляющих *геострофического течения*. Разность между действительным течением и геострофическим называется *агеострофическим отклонением*.

На изменении геострофического ветра с высотой сказывается наличие горизонтальных неоднородностей в поле температуры. Приращение геострофического течения в атмосфере, обусловленное горизонтальным градиентом температуры, называется *термическим ветром*. Направление термического ветра перпендикулярно горизонтальному температурному градиенту.

В мощных вихревых системах, где траектории движения частиц существенно криволинейны (например, в циклонах и антициклонах), помимо двух сил, указанных в уравнении (5.21), важную роль играет и центробежная сила. Уравнение движения в этом случае, записанное в цилиндрических координатах, примет вид

$$\frac{v^2}{r} + 2\omega v \sin \varphi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (5.22)$$

здесь r — радиус вихревой системы. Движение, описываемое этим уравнением, называется *градиентным течением в океане* или *градиентным ветром в атмосфере*.

Если размер вихревой системы таков, что ускорением Кориолиса по сравнению с центробежным ускорением можно пренебречь (например, центральная часть тропического циклона), то движение жидкости будет находиться в циклострофическом балансе. *Циклострофическое приближение* можно записать так:

$$\frac{v^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (5.23)$$

Жидкость называется *баротропной*, если ее плотность ρ есть функция только от давления p , и *бароклинной* в случае, когда плотность зависит также от температуры и солёности. Реальная атмосфера бароклинна, для нее ρ зависит не только от p , но и от температуры T .

Баротропной воздушной массой (атмосферой) называют такую, в которой температура — однозначная функция давления, изотермические поверхности параллельны изобарическим и изотермы на синоптических картах параллельны изобарам. Поскольку тогда термический ветер параллелен геострофическому при $z = 0$, вся баротропная воздушная масса движется в одном направлении, хотя и с линейно меняющейся по высоте скоростью.

Бароклинной называют жидкость, у которой изотермические поверхности не параллельны изобарическим, вдоль последних имеются градиенты температур и плотность жидкости определяется самостоятельными полями давления и температуры.

Баротропные и бароклинные приближения позволяют решить ряд конкретных задач в метеорологии и в гидрофизике.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И УРАВНЕНИЯ РЕЙНОЛЬДСА, УРАВНЕНИЯ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА

Все существующие в природе водные и воздушные потоки можно разбить на два качественно отличных типа — ламинарный и турбулентный. Первый из них характеризуется плавным изменением всех характеристик от точки к точке. Особенность же второго проявляется в неупорядоченности движения как во времени, так и в пространстве, существовании случайных пульсаций скорости больших и малых масштабов, между которыми происходит непрерывный обмен энергией. Турбулентное движение переносит импульс, тепло, влагу, соль и т.д. В наиболее мелких турбулентных образова-

ниях кинетическая энергия превращается в тепло, т.е. происходит ее диссипация.

В ламинарном потоке траектории частиц также содержат случайные пульсации. Это броуновское движение. Однако оно не имеет отношения к основному потоку и существует даже тогда, когда жидкость находится в состоянии покоя. Турбулентное движение включает спектр случайных колебаний скорости. Центральной теоретической проблемой турбулентности является исследование источников этих колебаний и их влияния на среднее движение. Теория турбулентности по самому своему существу не может не быть статистической: индивидуальное описание полей скорости, температуры, давления, примесей и др. в турбулентном потоке принципиально невозможно и было бы даже бесполезно, так как запутанный, хаотический характер этих полей не позволяет использовать точные данные о них в практических задачах. При изучении турбулентных потоков используются методы статистической механики.

Свойством, присущим только турбулентным потокам, является взаимная обусловленность всех гидродинамических полей. Активно участвуя во всех физических процессах, протекающих в атмосфере и гидросфере Земли, турбулентный обмен организует эти процессы в целостную систему и вместе с тем в каждый данный момент отражает элементы системы в тех исключительных комбинациях, составлять которые умеет только Природа. Вот почему изучение закономерностей турбулентного движения природных водных и воздушных потоков позволит понять физическую сущность разнородных геофизических процессов в их взаимосвязи.

Большое осложнение в исследовании турбулентного движения вносит стратификация плотности, характерная для атмосферы и гидросферы. Математическая теория в случае переменного градиента плотности гораздо сложнее, нежели для однородной жидкости.

Исследованием процесса перехода ламинарного течения в турбулентное занимался Рейнольдс, установивший общий критерий динамического подобия течений вязкой несжимаемой жидкости. Ламинарное движение переходит в турбулентное при достижении критерием Рейнольдса $Re = uh/\nu$ (u и h — масштабы скорости и длины) некоторого критического значения $Re = Re_{кр}$. При этом поток теряет устойчивость по отношению к малым возмущениям, скорость начинает беспорядочно пульсировать во времени и пространстве. Значение $Re_{кр}$ зависит от степени возмущенности ламинарного потока. С динамической точки зрения число Рейнольдса есть отношение сил инерции и сил вязкости, действующих внутри жидкости.

Рейнольдс разделял все движения на молекулярные, или тепловые, и на механические, которые в применении к жидкости он называл молярными. Причем периоды молярного движения несоизмеримо больше периодов теплового движения. Различают среднее молярное и относительное молярное движение. Основная идея Рейнольдса состоит в следующем: при установившемся движении передача энергии от осредненного движения к пульсационному равновелика передаче энергии от пульсационного движения к молекулярному. Рейнольдс использовал для описания турбулентного движения осредненные уравнения динамики (уравнения Навье—Стокса) и уравнение неразрывности. Он представил скорость как сумму среднего значения \bar{v} и пульсационного отклонения v' : $v_j = \bar{v}_j + v'_j$. Здесь v_j , \bar{v}_j и v'_j — компоненты мгновенной, осредненной и пульсационной скорости в потоке соответственно. Значение \bar{v}_j находят с помощью осреднения скорости по времени t или по пространству в определенный момент времени. Осреднив уравнения Навье—Стокса и уравнение неразрывности для установившегося потока, Рейнольдс получил уравнения для переноса количества движения, справедливые для турбулентного потока несжимаемой жидкости:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + l\bar{v} + \frac{1}{\rho} \left\{ \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u' u'} \right] + \right. \\
&+ \left. \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho u' v'} \right] + \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho u' w'} \right] \right\}, \\
\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - l\bar{u} + \frac{1}{\rho} \left\{ \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho v' u'} \right] + \right. \\
&+ \left. \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho v' v'} \right] + \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho v' w'} \right] \right\}, \\
\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{w}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \frac{1}{\rho} \left\{ \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho w' u'} \right] + \right. \\
&+ \left. \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho w' v'} \right] + \left[\eta \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\rho w' w'} \right] \right\}.
\end{aligned} \tag{5.24}$$

В дальнейшем, говоря о средних значениях различных величин, будем иметь в виду осреднение по времени.

Для природных потоков понятие среднего значения любой гидродинамической величины зависит от масштаба осреднения. При различных масштабах осреднения одни и те же колебания скорости могут рассматриваться как пульсации или как плавное изменение ее среднего значения. Следовательно, от выбора периода или области осреднения существенно зависят результаты расчетов.

В уравнениях Рейнольдса (5.24) появляются члены вида $(-\overline{\rho u_i' u_j'})$, где $i, j = 1, 2, 3$, характеризующие перенос количества движения пульсациями скорости. Эти члены называют напряжениями Рейнольдса или турбулентными напряжениями. Система уравнений Рейнольдса не замкнута, так как в ней число неизвестных превышает число уравнений: на 4 уравнения приходится 10 неизвестных — три компоненты скорости, шесть турбулентных напряжений и давление.

Проблема замыкания системы уравнений Рейнольдса решается с помощью так называемых полуэмпирических теорий турбулентности. Различные модификации такого подхода стремятся выразить турбулентные потоки какой-либо субстанции через осредненные характеристики среды. На основе аналогии между хаотическим тепловым движением молекул и случайными перемещениями конечных объемов жидкости в турбулентном потоке в полуэмпирических теориях турбулентности вводятся такие понятия, как путь перемешивания (аналог среднего пути свободного пробега молекул), интенсивность турбулентности (аналог средней скорости движения молекул), коэффициенты турбулентной вязкости, температуропроводности и диффузии — коэффициенты турбулентного обмена (аналоги молекулярной вязкости, температуропроводности и диффузии), обратно пропорциональные градиентам соответствующих средних величин. Турбулентные коэффициенты вязкости, температуропроводности и диффузии в отличие от их молекулярных аналогов не являются физическими константами среды, а меняются от точки к точке потока и зависят от его характеристик.

Коэффициенты горизонтального турбулентного обмена в гидросфере и атмосфере на несколько порядков превышают соответствующие коэффициенты вертикального обмена. Это объясняется прежде всего огромным преобладанием горизонтальных областей, охваченных турбулентным обменом, над вертикальными. Кроме того, вертикальный градиент плотности, существующий во всех природных потоках, влияет главным образом на интенсивность вертикальной турбулентности. Столь существенное различие в вертикальном и горизонтальном турбулентном обмене привело к тому, что в гидро-

сфере и атмосфере процессы горизонтального и вертикального перемешивания обычно рассматриваются отдельно.

Из полуэмпирических теорий турбулентности наибольшее распространение получили гипотезы Буссинеска, введшего понятие коэффициента турбулентного обмена, теория Прандтля, предложившего гипотезу пути смещения, которая позволила получить логарифмический закон распределения с высотой средней скорости, хорошо оправдывающийся данными натуральных наблюдений, и теория Кармана, позволившая выразить путь перемешивания через осредненные характеристики поля скорости. Полуэмпирические теории турбулентности оказались весьма плодотворными и не потеряли своего значения по сей день. Однако они не могут раскрыть механизмы турбулентного движения, внутреннюю структуру пульсационного поля в турбулентном потоке.

Помимо уравнений Рейнольдса для описания турбулентного движения используется уравнение баланса турбулентной энергии несжимаемой жидкости, позволяющее оценить вклад различных механизмов в генерацию и релаксацию турбулентной энергии потока:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \tilde{G} + P + \Phi + D, \quad (5.25)$$

здесь E — средняя плотность кинетической энергии пульсационного движения. Первый член в правой части характеризует генерацию турбулентной энергии за счет осредненного движения или, наоборот, переход энергии пульсационного движения в энергию среднего течения. Последняя ситуация получила название эффекта отрицательной вязкости. Второй член характеризует генерацию турбулентной энергии за счет сил плавучести (сил Архимеда). Третий член обусловлен диффузией турбулентной энергии за счет ее неравномерного распределения в потоке. Четвертый член отражает потери турбулентной энергии за счет диссипативных процессов.

Уравнение баланса турбулентной энергии в последнее время все чаще привлекается для замыкания системы уравнений Рейнольдса. Однако это уравнение, позволяющее полнее понять процессы, протекающие в турбулентном потоке, содержит ряд новых неизвестных. Таким образом, этот путь не приводит к замыканию системы уравнений турбулентности и требует привлечения дополнительных гипотез, позволяющих выразить эти неизвестные через осредненные характеристики потока.

Для описания процессов тепло- и массопереноса в гидросфере и атмосфере одних уравнений динамики недостаточно. В этом случае привлекается уравнение диффузии примеси:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{s}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} = \lambda \Delta \bar{s}. \quad (5.26)$$

В качестве примеси s могут выступать теплосодержание $c_p \rho T$, соленость жидкости S , ‰, влажность воздуха q , концентрация взвесей d и т.д. Коэффициент λ является коэффициентом молекулярной диффузии того свойства, которое рассматривается в конкретном случае. Уравнения диффузии примеси для турбулентного потока получаются из уравнения (5.26) аналогично тому, как получены уравнения Рейнольдса из уравнений Навье—Стокса.

ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ В ГЕОФИЗИКЕ

Как уже отмечалось, ключевым моментом в исследовании турбулентного движения является изучение процесса генерации турбулентности, т.е. механизма вихреобразования, и именно в тех областях потока, где эти явления наиболее интенсивны.

Из наблюдений, выполненных в природе, и экспериментальных работ известно, что преобладающая часть турбулентной энергии, генерируемой потоком, приходится на пограничные слои ($\sim 80\%$). Пограничные слои формируются в контактных зонах литосфера—гидросфера—атмосфера и на границах раздела водных и воздушных масс с различными физическими характеристиками. Интегральные характеристики потоков находятся в прямой зависимости от процессов, протекающих в пограничных слоях. Таким образом, пограничным слоям принадлежит ведущая роль в формировании турбулентной структуры потоков в целом. Изучение пограничных слоев, исследование их структуры, генерации и релаксации в них вихревых образований и, наконец, выявление ведущего механизма и основных закономерностей процесса обмена в них имеет особую значимость.

Роль пограничных слоев в геофизике исключительна еще и в силу их широкой распространенности. Пограничные слои не только существуют в приземном слое атмосферы и в придонных слоях океана, формируются на границе раздела вода—воздух и на границах водных и воздушных течений, но буквально пронизывают всю толщу океанических вод и атмосферы, проявляясь в виде тонкой термохалинной структуры океана и метеорологических фронтов. Наиболее распространенными типами пограничных слоев в геофизике являются следующие: динамические и тепловые пограничные слои на гладких и шероховатых поверхностях; плоские турбулентные слои смешения, формирующиеся на границе раздела слоев жидкости, движущихся относительно друг друга; отрывные течения, возникающие за плохо обтекаемыми телами. И наконец, это наиболее сложный и играющий важнейшую роль в геофизических процессах пограничный слой вода—воздух, характеризующийся энергетически прозрачной, подвижной и легкодеформируемой границей раздела. Как пра-

вило, все пограничные слои, реализующиеся в геофизических объектах, осложнены наличием неравномерного распределения плотности, что в значительной степени затрудняет исследование их структуры и протекающих в них процессов.

Характернейшей особенностью всех перечисленных турбулентных пограничных слоев является общность механизма обмена в них. Это так называемый “взрывной” механизм обмена, при котором сравнительно медленная стадия развития пограничного слоя сменяется быстрой стадией его разрушения. При этом в пограничных слоях генерируются вихревые структуры, которые затем проникают в основной поток. После разрушения пограничный слой вновь начинает формироваться и весь процесс повторяется, приобретая как бы пилообразный характер.

Таким образом, турбулентным пограничным слоям свойственна квазипериодическая форма движения, характеризующаяся наличием структурных образований, которые и дают главный вклад в производство пульсационной энергии.

В настоящее время наиболее изучены приземный и приводный пограничные слои атмосферы. Отличительной чертой этих пограничных слоев является постоянство по высоте потоков импульса, тепла и массы. Для пограничных слоев существенен учет молекулярных механизмов тепло-, массо- и энергообмена.

ГЛАВА 6

ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ

ВОЗДУШНЫЕ МАССЫ

И ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА В АТМОСФЕРЕ

Воздушные массы различают по областям (очагам), где формировались их свойства. В высоких широтах формируются арктические воздушные массы, которые временами могут проникать далеко в умеренные широты, принося резкие похолодания, высокую прозрачность воздуха и повышенное содержание озона. В более низких широтах формируется воздушная масса, называемая полярной или, точнее, умеренной. Обширная область низких широт занята тропическим воздухом. Тропический воздух отличается, кроме высокой температуры, также малой прозрачностью, низким содержанием озона и характерной облачностью: высокими и тонкими облаками в континентальном тропическом воздухе и сильной конвективной облачностью в морском воздухе. Тропический воздух, временами вторгаясь далеко на север, приносит потепление, характерную дымку и ясную погоду.

Иногда особо выделяют и экваториальную воздушную массу — очень теплую и влажную в течение всего года. Границы воздушных масс и, следовательно, сами воздушные массы находятся в постоянном движении и перемещении. Распространяясь в далекие от своего очага области, они становятся там причиной резкого изменения погоды. Большое значение для сельского хозяйства имеют летние вторжения очень теплого и сухого континентального тропического воздуха, называемые суховеями, на европейскую территорию и в степи Казахстана.

При дальнейшем распространении воздушная масса изменяет свои свойства. Дольше всех при трансформации воздушной массы сохраняются ее оптические свойства и типичное содержание озона.

Главные и большие изменения погоды в умеренных и высоких широтах связаны с атмосферными фронтами. Фронты возникают как области сходимости воздушных течений и представляют собой поверхность раздела двух воздушных масс по температуре, влажности, облачности, осадкам, ветру и т.д. При своем движении фронт вызывает быстрые изменения всех этих свойств. Пересечение поверхности фронта с поверхностью Земли или уровнем $p = \text{const}$ называется линией фронта.

Частичное смешивание воздуха двух воздушных масс у поверхности фронта превращает ее в переходную — фронтальную — зону заметной толщины (иногда приблизительно 100 км), в которой, например, температура меняется постепенно от значения в теплой воздушной массе до значения в холодной.

Рассмотрим равновесие двух воздушных масс, разделяемых стационарным фронтом (рис. 6.1). В любой точке A фронта давления со стороны теплой воздушной массы p_1 и холодной p_2 равны и должны быть равны нормальные к фронту (вдоль оси x) составляющие ветра $u_1 = u_2$. Взяв две точки A и B на фронте на расстоянии ds , имеем, очевидно, вдоль ds , что $dp_1 = dp_2$ или

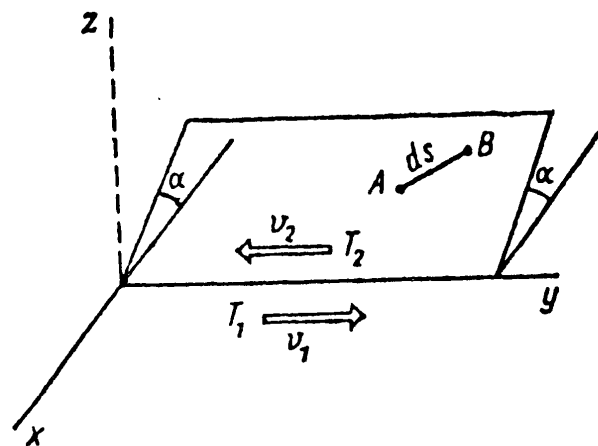


Рис. 6.1. Поверхность раздела (фронта), параллельная оси y и наклоненная под углом α к оси x . T_1, v_1 — температура и скорость движения теплого воздуха, T_2, v_2 — температура и скорость движения холодного воздуха

$$\left(\frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_2}{\partial x} \right) dx + \left(\frac{\partial p_1}{\partial y} - \frac{\partial p_2}{\partial y} \right) dy + \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{\partial p_2}{\partial z} \right) dz = 0, \quad (6.1)$$

где dx, dy, dz — проекции ds на оси координат. Если ось y направлена вдоль линии фронта и A и B выбраны в плоскости, параллель-

ной ZOX, то $dy = 0$. Тогда для тангенса угла наклона поверхности раздела фронта можно записать

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{dz}{dx} = \frac{\partial p_1 / \partial x - \partial p_2 / \partial x}{\partial p_1 / \partial z - \partial p_2 / \partial z} = \frac{\partial p_1 / \partial x - \partial p_2 / \partial x}{g(\rho_1 - \rho_2)}, \quad (6.2)$$

где, заменив $\partial p_1 / \partial z$ на $-\rho_1 g$ и $\partial p_2 / \partial z$ на $-\rho_2 g$, мы пренебрегли вертикальными ускорениями dw/dt (приближение гидростатики). Если нет горизонтальных ускорений и ветер геострофический (нет трения), то $\partial p_1 / \partial x = \rho_1 v_1$ и $\partial p_2 / \partial x = \rho_2 v_2$, где $\rho = p/RT$. Отсюда имеем формулу Маргулеса

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{l}{g} \frac{\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{l}{g} \frac{T_1 v_2 - T_2 v_1}{T_2 - T_1}. \quad (6.3)$$

В частности, для Москвы $\alpha = 1/115$.

Если теплая воздушная масса, перемещаясь, оттесняет более холодную, то разделяющий их участок фронта называется теплым фронтом. Он, таким образом, движется в сторону холодного воздуха. В холодной воздушной массе с приближением фронта давление падает и величина изменения давления за три часа достигает иногда 7 мбар, а за фронтом давление растет. При наличии фронтальной зоны, однако, этот скачок $\partial p / \partial t$ несколько смазан.

Когда холодная масса оттесняет теплую, то участок фронта, разделяющий их, называется холодным фронтом. Приток холодной массы, кроме понижения температуры, создает неустойчивость, резкие изменения погоды, нередко ливни, снегопады и т.д.

Наклон холодного фронта в среднем 1/85, однако в пограничном слое он много круче. Холодный воздух здесь интенсивно вытесняет вверх теплый, в котором близ линии фронта развиваются конвекция и мощные облака. Они дают сильные ливневые осадки, грозы, порывы ветра и т.д. Различают холодные фронты двух типов: пассивный, над которым теплый воздух отстает от движения фронта, и активный холодный фронт, над которым скорость движения теплого воздуха больше, чем скорость фронта. Во втором случае верхний поток обгоняет фронт и опускается иногда даже до земли, принося туда сухой и теплый воздух. Однако чаще всего этот теплый воздух не доходит до земли и оттесняется вверх мощным восходящим потоком, развивающимся над головной частью холодного фронта вместе с высокими грозовыми облаками. Иногда у фронта грозовое облако или несколько таких облаков с низким основанием порождают смерч (торнадо) — вихрь в виде опускающейся из облака воронки либо столба диаметром 3–300 м. Он видим благодаря конденса-

ции в нем водяного пара, вызванной падением давления. Навстречу с земли может подняться аналогичная воронка из пыли или брызг воды над морем.

Смерч возникает при большой неустойчивости атмосферы, летом или осенью, и импульс ему может дать нисходящий поток воздуха, охлажденный выпадающим дождем. Скорость течения в смерче может достигать 40–100 м/с, и, опустившись до земли, он вызывает большие разрушения зданий, поломки леса вдоль сравнительно узкой полосы своего движения.

Если холодный фронт движется быстрее теплого, он может догнать последний и объединиться с ним. Так образуется комплексный фронт, называемый фронтом окклюзии. Наблюдения со спутников показывают, что вдоль фронта окклюзии имеется длинная полоса облаков (в меньшей степени, чем у других фронтов, замаскированная перистыми облаками), которая со временем закручивается — “загибается” в циклоническом вихре и распадается на несколько вихрей.

Когда холодный фронт подходит к простирающемуся параллельно ему горному хребту, фронт задерживается и холодный воздух накапливается перед ним, а из вытесняемого вверх теплого воздуха выпадают сильные осадки. При этом другая часть холодного фронта может обойти хребет сбоку у его конца и затечь с другой его стороны.

Фронтальные явления служат причиной почти 60% всех осадков.

ЦИКЛОНЫ И АНТИЦИКЛОНЫ

Для прогноза поля давления, ветра и погоды, зависящей от явления у фронта, используется понятие о вихре. Обозначим через Ω вертикальную составляющую вихря скорости: $\Omega = (\partial v / \partial x - \partial u / \partial y)$. Очевидно (рис. 6.2), возрастание v с ростом x ($\partial v / \partial x > 0$) создает вращение против часовой стрелки, равно как и убывание u с ростом y .

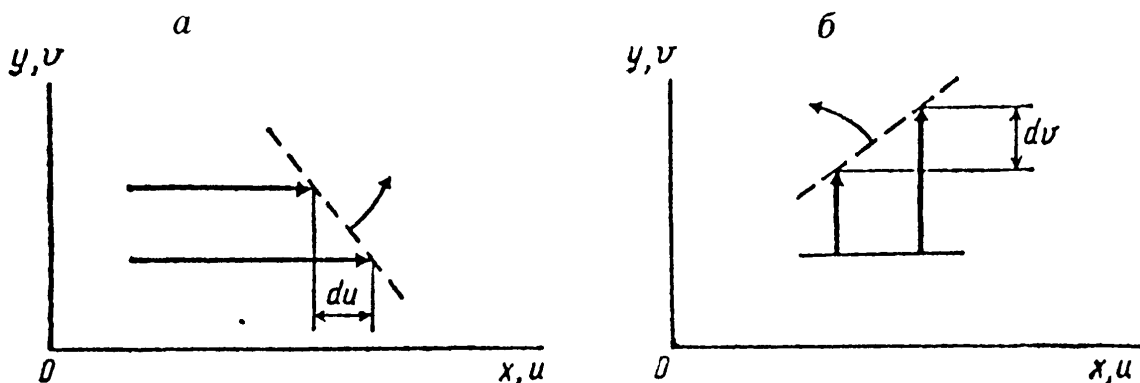


Рис. 6.2. Составляющие вихря: а — $\frac{du}{dy} < 0$, б — $\frac{dv}{dx} > 0$

Дифференцируя первое уравнение динамики (5.9) по y , а второе по x , вычитая первое из второго и имея в виду, что при движении по оси x (на юг или север) параметр Кориолиса $l = 2\omega_z$ меняется и в то же время $\partial l / \partial y = 0$, получаем с учетом выражения для полной производной

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y} + w \frac{\partial \Omega}{\partial z} = - (\Omega + l) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - u \frac{\partial l}{\partial x} + \\ + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + F_{\text{тр}}, \end{aligned} \quad (6.4)$$

где $F_{\text{тр}}$ зависит от сил трения. Величину $(\Omega + l) = \xi$ называют абсолютным вихрем скорости. В циклонах Северного полушария $\xi > 0$, поскольку $l > 0$. Так как величина абсолютного вихря существенно больше дивергенции $\text{div } v$, его расчет и анализ более надежны и наглядны. Обозначив через $\Delta / \Delta t$ операцию $\partial / \partial t + u (\partial / \partial x) + v (\partial / \partial y)$, находим, пренебрегая пока членами с w ,

$$\frac{\Delta}{\Delta t} \xi = - (\Omega + l) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left[\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + F_{\text{тр}}, \quad (6.5)$$

член в квадратных скобках описывает горизонтальную бароклинность атмосферы. Там, где она слаба (вдали от фронтов, гор, побережий), можно, используя уравнение непрерывности (5.14), записать:

$$\frac{\Delta}{\Delta t} \xi = \xi \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (6.6)$$

В областях восходящих движений абсолютный вихрь нарастает, в частности у линий сходимости, в областях общего прогрева воздушных масс, около больших облаков и т.д. Везде, где $\Omega > 0$ и вихрь возрастает, можно ожидать углубления области низкого давления и усиления ветра.

Возвращаясь к уравнению (6.4), мы видим, что оно описывает изменения одного из свойств поля ветра в функции самого ветра. Индивидуальное изменение вихря (левая часть) зависит прежде всего от дивергенции, определяющей первый член правой части. Второй член в (6.4) — $u (\partial l / \partial x)$ — описывает увеличение Ω при смещении воздуха к югу. Этот член имеет тот же порядок, что и первый. Третий член зависит от горизонтальной бароклинности атмосферы. Оценка четвертого члена в (6.4) зависит от формы и скорости вертикальных движений, от рельефа и т.д. Он может быть велик в смерчах и других малых явлениях при больших w . Последний член в (6.4) описывает

эффект трения, тормозящего все движение. Наблюдения показывают, что даже мощные тропические ураганы, выходя с моря на сушу с ее шероховатой поверхностью, затухают иногда за один день.

Циклоны — атмосферные вихри больших размеров, связанные с областями пониженного давления воздуха. В них образуются обширные системы облаков и осадков и происходят большие и важные изменения погоды.

Иногда над более теплыми районами Земли могут возникать термические циклоны, где давление понижено благодаря присутствию более теплого и легкого воздуха. Так, над жаркой Передней Азией летом развивается большая “термическая депрессия”.

Намного чаще наблюдаются и являются гораздо более активными циклоны, возникающие вместе с волной на атмосферном фронте. Существующая близ фронта сходимос ть, согласно (6.4), благоприятна для циклогенеза — зарождения вихря с $\Omega > 0$, в области которого постепенно формируется область низкого давления (рис. 6.3). Если фронт простирался, как это чаще бывает, с запада на восток, то в восточной части этой области участок фронта начинает смещаться к северу, в западной — к югу и образуется фронтальная волна — первая стадия жизни циклона. Перед участком теплого фронта на востоке давление падает, за холодным фронтом на западе (в “тылу”) — растет, и волна смещается постепенно к востоку. В дальнейшем сходимос ть (с ростом величины $\Omega + l$) и адвекция холода в тылу циклона увеличивают амплитуду волны и углубляют область низ-

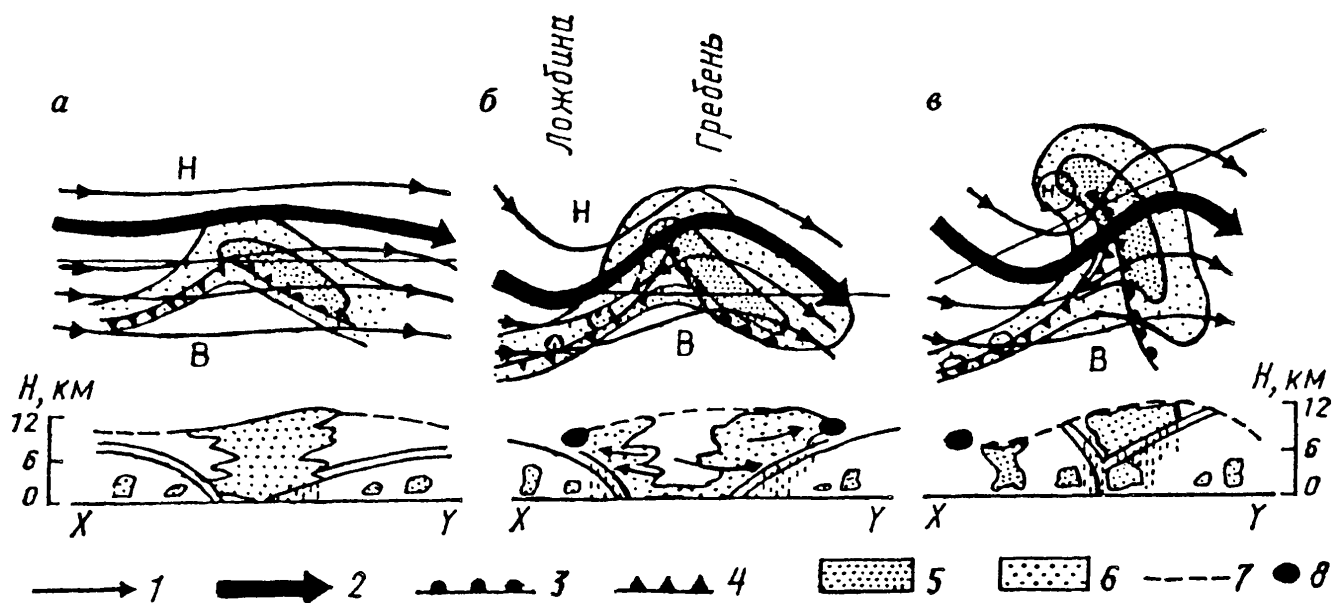


Рис. 6.3. Стадии развития (а, б) и окклюдирования (в) циклона. Верхний ряд — эволюция циклона на синоптической карте. Нижний ряд — вертикальные разрезы циклона по линиям xu , указанным на верхних рисунках тонкими прямыми линиями. 1 — линии верхних течений, 2 — струйное течение, 3 — теплый фронт, 4 — холодный фронт, 5 — области осадков, 6 — облачность без осадков, 7 — тропопауза, 8 — сечение струйного течения; Н — низкое давление, В — высокое давление

кого давления. Постепенно развиваются большие облачные системы обоих фронтов, наступает вторая стадия молодого циклона, движущегося обычно к востоку.

Когда более быстро движущийся холодный фронт догоняет теплый и, начиная от центра циклона, постепенно смыкается с ним, наступает третья стадия жизни циклона — стадия окклюзии. Система облаков принимает вид отдельных спиральных полос, сходящихся в “голове” облачного вихря над центром циклона.

В четвертой стадии, когда смыкание фронтов распространится далеко от центра, начинается заполнение циклона, давление в нем растет и ветры ослабевают благодаря работе сил трения. Система его облаков, однако, может на несколько дней пережить циклон.

Поскольку новые вихри легче образуются на холодных фронтах уже развитых циклонов — вслед за ними, то иногда наблюдается серия из 4–5 циклонов, идущих один за другим. Такие серии более часты над Средиземным морем, над теплым Гольфстримом, над севером Европы и др.

Чаще всего циклоны образуются либо проходят в областях больших контрастов температуры: у окраин теплых морских течений (рядом с Исландией, Алеутскими островами) или близ теплых морей и озер (Средиземного и Каспийского морей, Великих озер в США). Летом там циклогенез ослабевает, но возникает пояс тропических циклонов — над океанами, над Африкой, Индией, Индокитаем.

Антициклон — область повышенного давления воздуха и отрицательного вихря ($\Omega < 0$), вращающегося по часовой стрелке в Северном полушарии. Образование антициклонов связано с существованием циклонов, поскольку конвергенция, развитие положительного вихря и убыль массы в одних местах должны компенсироваться дивергенцией, отрицательным вихрем и прибылью массы — в других.

Дивергенция течений из антициклона уменьшает вихрь согласно уравнению

$$\frac{\Delta}{\Delta t} (\Omega + l) = - (\Omega + l) \operatorname{div} v, \quad (6.7)$$

пока величина $\Omega + l$ в правой его части не станет меньше нуля. Поэтому большие значения $|\Omega|$ в антициклонах редки.

В центральной части антициклона градиенты давления должны быть слабы. Соответствующая им скорость (тангенциальная) — скорость $v_{\text{гр}}$ градиентного ветра — должна быть близка к нулю и расти с удалением r от центра антициклона.

Тропические циклоны (ураганы над Атлантикой и тайфуны на Дальнем Востоке и над Тихим океаном) являются особым родом очень мощных циклонических вихрей. Обычно они наблюдаются над тропическими зонами океанов. Они зарождаются вместе с облачными скоплениями (кластерами) как возмущения внутритропической зоны конвергенции примерно между $7-10^\circ$ с.ш. или $5-15^\circ$ ю.ш. Обычно во внутритропической зоне конвергенции имеется одновременно несколько таких возмущений, но лишь часть из них развивается в вихри.

На следующей стадии их жизни начинается быстрое падение давления в вихре (рис. 6.4), хотя центральная область сильных ветров еще мала. Окружающие ее разбросанные облака формируют постепенно спиральные облачные полосы, сходящиеся к циклону. Циркуляция его распространяется вверх. В третьей стадии (зрелой) радиус области ураганных ветров достигает 400 км, изредка 650 км.

В тропическом циклоне очень велики тангенциальные, или касательные (перпендикулярные к радиусу-вектору), составляющие скорости v_t . Они максимальны на расстоянии в среднем 45 км от центра циклона. Далее они постепенно убывают и на расстоянии 200 км от центра составляют $\approx 35\%$ от максимальной. До высоты 4–5 км v_t меняется мало. От поверхности океана до уровня 300 мб наблюдается конвергенция, а выше него — дивергенция течений.

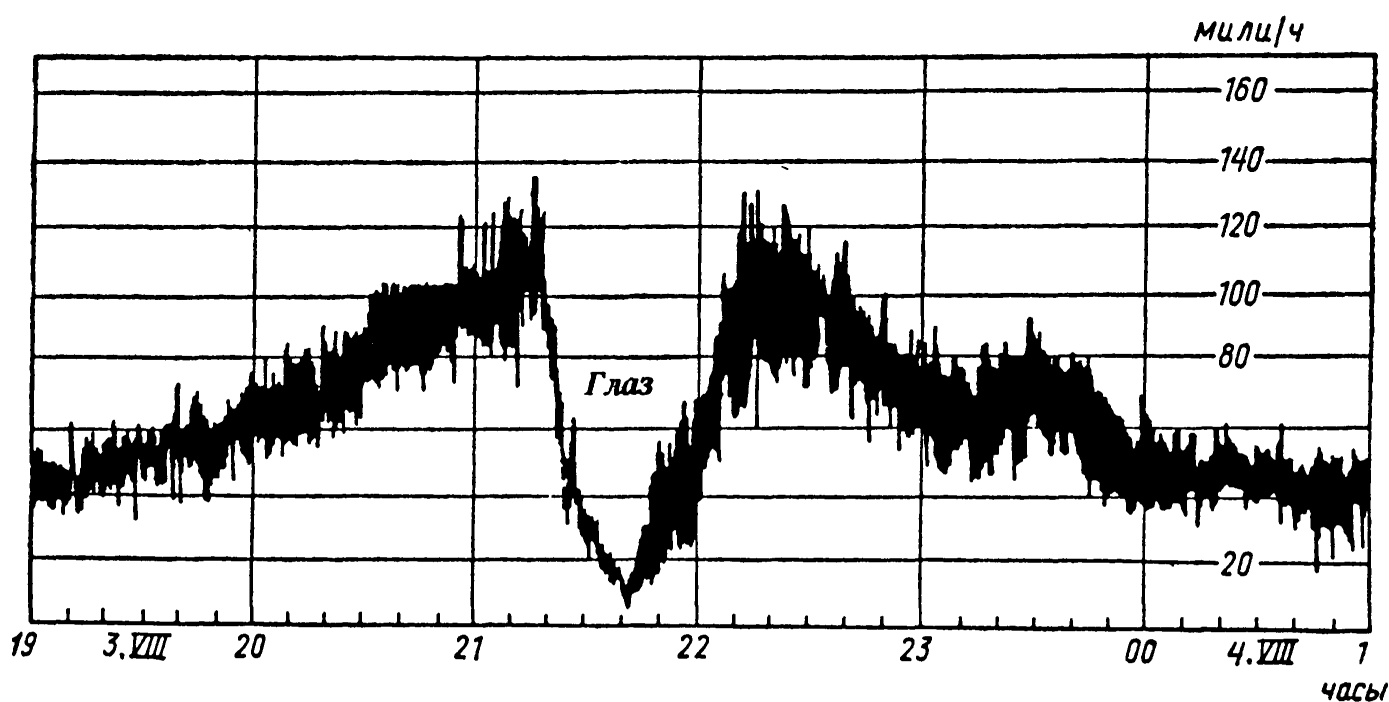


Рис. 6.4. Запись скорости ветра при прохождении урагана "Целия" 3–4 августа 1970 г. над Грегори, штат Техас, США (28° с.ш., 97° з.д.). Глаз урагана прошел непосредственно над метеорологической станцией

Замечательной особенностью более глубоких тропических циклонов является “глаз бури” — центральная область штиля, малой облачности и повышенной (иногда на 10°C) температуры, диаметром от 5 до 60 км. Прохождение “глаза” над данным пунктом может продолжаться более часа.

Благодаря существованию радиальной составляющей скорости v_r , к центру циклона сходятся длинные полосы облаков и осадков, закручивающиеся по спиралям с углом 18° к изобаре. В центре циклона “глаз” окружен очень высокой стеной облаков — кольцеобразной областью сильнейших восходящих движений (рис. 6.5).

Ураганные порывистые ветры вызывают в области циклона сильное волнение. У побережий циклон создает высокую нагонную волну, в особенности в заливах и устьях рек.

Циклоны, вступившие на материк, сравнительно быстро затухают из-за повышенного трения, меньшего испарения и теплоотдачи с поверхности суши. Однако они успевают дать на суше большое количество осадков.

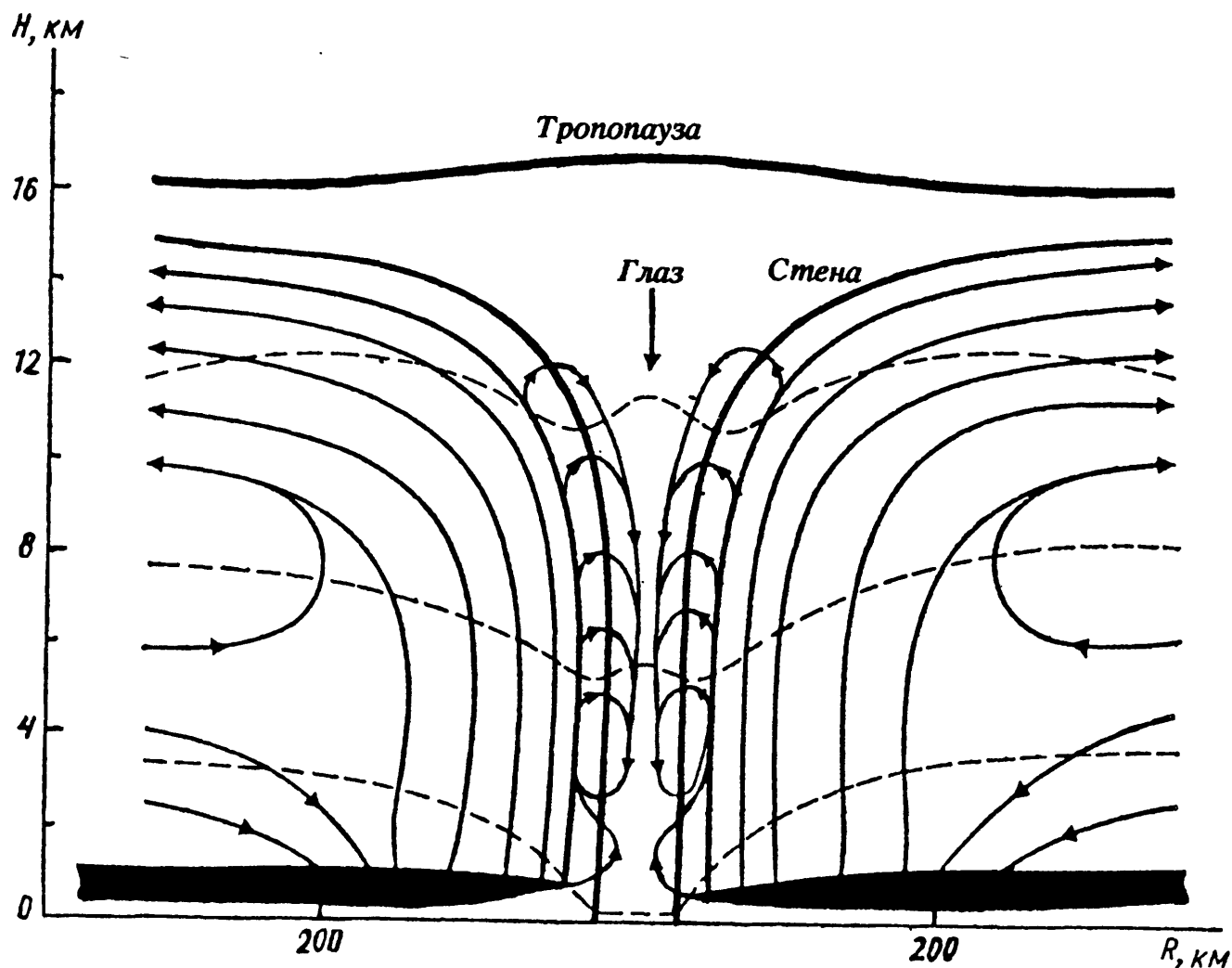


Рис. 6.5. Схематическое вертикальное сечение тропического циклона. Жирные линии в центре урагана — облачные стены. Черные полосы внизу — приток воздуха к центру циклона, пунктир — схематические изобарические поверхности

Местными ветрами называют воздушные течения небольшого горизонтального (до 100 км) и вертикального протяжения, создаваемые особенностями рельефа или нагревания подстилающей поверхности — суши либо воды.

Местные ветры заметно влияют на погоду и климат прибрежных и в особенности горных областей во всех широтах во все времена года.

Широкий воздушный поток, встречая горный хребет, отклоняется им не только вверх, но и в стороны, так что линии тока сгущаются у оконечности хребта.

Когда в антициклоне притекающий с севера или северо-востока холодный воздух задерживается и накапливается перед горным хребтом, он может затем начать переваливать через хребет в виде сильного холодного ветра — боры. Ей, очевидно, благоприятствует существование области низкого давления с подветренной стороны гор — над морем.

ПОДВЕТРЕННЫЕ ВОЛНЫ

Когда воздушный поток со скоростью v натекает на препятствие (горный хребет), с подветренной стороны могут возникнуть гравитационные волны, имеющие частоту

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{T} (\Gamma_a - \Gamma)},$$

если атмосфера термодинамически устойчива. Однако амплитуда этих колебаний будет сложной функцией формы препятствия и высоты z в атмосфере, так что система образующихся волн будет тоже сложной.

Когда влажность воздуха достаточно велика, то в волнах образуются характерные чечевицеобразные облака, позволяющие легко наблюдать положение и размеры волн. Длина последних бывает порядка 10–40 км и увеличивается со скоростью ветра. Развитию волн способствует неустойчивость нижней атмосферы. Подветренные волны могут распространяться высоко в стратосферу. Наблюдения перламутровых облаков обнаруживают такие волны на высотах 23–30 км над горами Скандинавии высотой всего 2,5 км.

Для склонов и долин характерны нисходящие ветры, когда склон охлаждается излучением, и восходящие течения, когда склон либо дно долины обращены к нагревающим их солнечным лучам. Воздушные течения с гор и из долины, таким образом, меняются со временем дня и с сезоном. В больших горных долинах структура ветров сложна: например, днем поток ветра расходится вверх по склонам, сильнее над освещенным солнцем склоном и т.д.

Ветры на побережьях морей, озер, а иногда и больших рек, дующие днем с воды на сушу, а ночью обратно, называются бризами.

В тропических странах бризы сильнее и дуют весь год, в умеренной зоне — слабее и заметны обычно лишь летом. Бризы наблюдаются, например, на побережьях Черного и Каспийского морей, на Ладожском озере и Братском водохранилище.

Дневной бриз возникает, когда суша нагревается сильнее моря и небольшой (~ 1 мбар/50 км) градиент давления направлен с моря на сушу. Поток ветра зарождается в открытом море сравнительно тонким слоем и постепенно приближается к берегу. Вторжение морского воздуха образует над берегом хорошо выраженный, хотя и небольшой, холодный фронт с наклоном $1/10$ – $1/60$, продвигающийся со скоростью 2 м/с. За ним температура понижается на 3 – 4°C ,

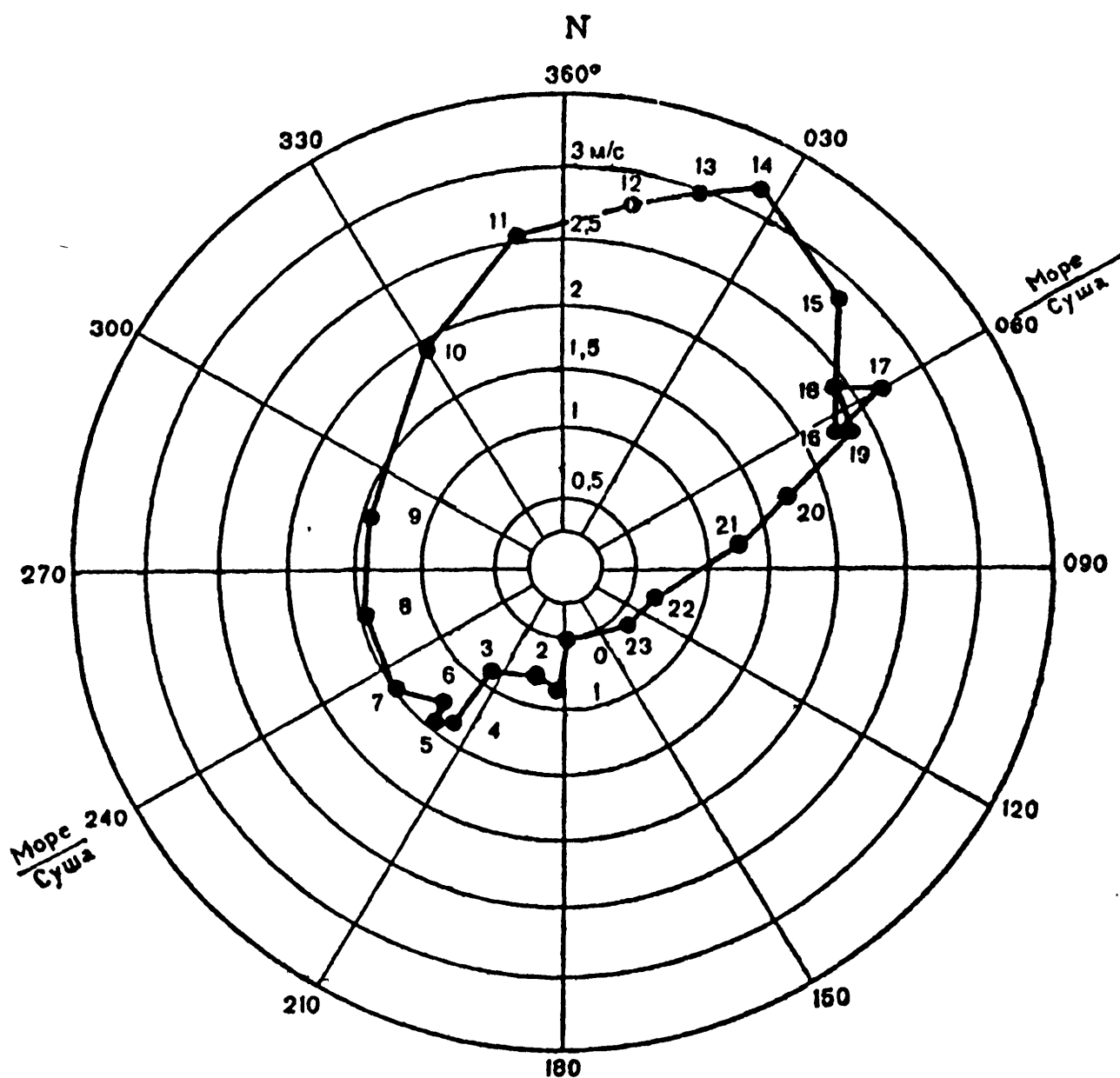


Рис. 6.6. Средние ежечасные векторы ветра при бризе. Май, 1958–1962 гг., Кинлос, Шотландия. Восход солнца — 4 ч 30 мин, заход — 19 ч 30 мин. Направление ветра — от точек к центру графика; цифры у точек обозначают часы дня и ночи

иногда на 8°C , и упругость водяного пара, например, в тропическом бризе повышается на 7–8 мбар. В тропиках он существенно смягчает черты жаркого климата.

В умеренной зоне максимум скорости дневного бриза (4–7 м/с) наблюдается на высоте 60–150 м, в тропиках (5–11 м/с) — на высоте 200–250 м. Вертикальные мощности его потока соответственно 150–800 м и 1–2 км. Над ним существует обратный поток, также довольно мощный. Бриз постепенно продвигается на сушу до 25–60 км (в тропиках до 100–120 км).

Одна из замечательных черт морского бриза — это поворот его направления в течение дня за Солнцем (рис. 6.6), т.е. вправо. Поворот продолжается и после того, как дневной бриз сменяется ночным, более слабым (скорость 1–2 м/с). Поворот бриза со временем означает, что на его развитие влияет и сила Кориолиса. Гидродинамическая теория бриза сложна, много сложнее, чем теория ветров склонов, поскольку бриз — трехмерное явление, зависящее и от времени.

ОБЩАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ АТМОСФЕРЫ

Общей циркуляцией атмосферы называют совокупность (систему) устойчивых воздушных течений большого масштаба — соизмеримого с размерами материков и океанов, охватывающих значительные слои атмосферы. Изучать ее следует с учетом глобального взаимодействия атмосферы с океанами и континентами. Возмущения — волны, циклоны и т.п. — также входят в понятие циркуляции, хотя относятся к движениям среднего масштаба.

Общая циркуляция меняется с сезоном, и возмущения ее эволюционируют ото дня ко дню. Эти изменения существенны для прогноза погоды, долгосрочного и краткосрочного.

Поле течения воздуха зависит прежде всего от распределения температуры. В тропосфере до высоты ≈ 10 км температура в общем понижается от экватора (области тепла) к полюсу (области холода). При этом горизонтальный градиент температуры dT/dn , определяющий термический ветер, зимой примерно вдвое больше, чем летом. Стратосфера, наоборот, холодна над тропическим поясом ($\approx -80^{\circ}\text{C}$), и градиент температуры направлен в общем на юг, кроме полярной области зимой, где есть вторичная область холода (до -70°C).

От поля температур зависит и поле давления. Зона низкого давления находится близ экватора, летом в Северном полушарии под $\approx 12^{\circ}$ с.ш. Около 30° широты в обоих полушариях имеется субтропический пояс повышенного давления. Градиент давления, направ-

ленный от этого пояса к экватору, создает пассаты — ветры в Северном и Южном полушариях.

В более высоких широтах имеются пояса пониженного давления, особенно глубокие в Южном полушарии. Там материк Антарктики как бы окружен цепью циклонических областей (обычно имеется 6–7 центров их).

Циркуляция верхней тропосферы и нижней стратосферы распадается на три зоны: тропическую зону повышенного давления с малыми градиентами давления, с разреженными изогипсами и большими, но не сильными антициклонами над океанами и две зоны высоких широт, в которых давление уменьшается быстро к полюсам и ветры (в основном западные) усиливаются с высотой. Потoki “западного переноса” окружают каждый полюс обширным и сильным вихрем — околполярным циклоном.

ЦИРКУЛЯЦИЯ ТРОПИЧЕСКОЙ ЗОНЫ

Циркуляция тропической зоны охватывает почти половину поверхности земного шара. Она является большой термодинамической машиной, превращающей тепло океана (в том числе скрытое тепло водяного пара) в кинетическую энергию атмосферы. Циркуляция эта включает нисходящее движение в упомянутых ранее субтропических антициклонах, потоки очень устойчивых пассатных ветров и восходящее движение в областях северной и южной конвергенции. Вместе с расходящимся от внутритропической зоны конвергенции верхним течением такая схематизированная циркуляция называется иногда ячейкой Гадлея, как в Северном, так и в Южном полушарии.

В области внутритропической зоны конвергенции осредненная примерно по квадрату 300×300 км в слое 1000–850 мбар дивергенция скорости $\text{div } \vec{v}$ составляет $\approx -1,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и скорость w восходящего движения на уровне 900 мбар — около 1 см/с. Последнее переносит вверх около 390 Вт/м^2 тепла конденсации, что соответствовало бы испарению “на месте” около 480 см воды в год. Очевидно, во внутритропической зоне конвергенции с большой площади поверхности океана собирается и уносится вверх пар. Положение и смещение указанной зоны, таким образом, определяют и работу упомянутой термодинамической машины, и взаимодействие тропической атмосферы и океана. Между южной и северной внутритропическими зонами конвергенции имеется сравнительно сухая зона. Пассаты в общем устойчивые ветры. Из-за малости силы Кориолиса в тропической зоне пассаты дуют в направлении, составляющем большой угол к изобарам. Их

вертикальная мощность сильно меняется с сезоном, увеличиваясь зимой (до 9 км) и уменьшаясь летом близ внутритропической зоны конвергенции с ее переменными и слабыми ветрами. В потоке пассата иногда возникают возмущения. В частности, там наблюдаются восточные волны — ложбины пониженного давления, движущиеся к западу со скоростью 7–12 м/с. Средняя длина таких волн $L \approx 3100$ км и период $\tau \approx 3$ сут.

Сходны с восточными волнами также муссонные депрессии, летом проходящие над Индией на запад и слабо выраженные в поле давления. Они дают много осадков.

В тропической стратосфере существует смена восточных и западных ветров с 26-месячным периодом. Западный поток со скоростью около 15 м/с формируется в средней стратосфере выше 30 км и распространяется вниз, постепенно затухая и уступая потом место аналогичному восточному потоку.

ЦИРКУЛЯЦИЯ УМЕРЕННЫХ ШИРОТ

Западный ветер, преобладающий в значительной части тропосферы и нижней стратосферы за пределами 30–34° ю.ш. и с.ш., можно рассматривать как термический ветер, создаваемый направленным к полюсам градиентом температур, наибольшим между 30 и 70° с.ш. Ближе к полюсу и градиенты и ветры ослабевают.

Заметим, что всякий меридиональный обмен воздухом между тропиками и полярной областью должен создавать западные составляющие ветра в высоких широтах и восточные — в низких. Действительно, например, в переносимых к полюсу потоках должен сохраняться момент вращения около земной оси, направленный на восток и наибольший в низких широтах. Аналогично восточная составляющая возникает в течениях, направленных от полюса.

Зональный западный поток, т.е. поток вдоль параллели, может быть устойчивым, если возникшее в какой-либо области малое его возмущение — от более теплой подстилающей поверхности, горного хребта и т.д. — вскоре затухает. Он будет неустойчивым там, где такие возмущения вырастают в большие волны или циклоны. И неустойчивость и поведение возмущения зависят при этом от поля геострофического ветра — от бароклинности атмосферы.

Пусть в бароклинной атмосфере поверхности равной потенциальной температуры (изэнтропические поверхности) поднимаются под небольшим углом к северу, т.е. в направлении отрицательных x . Положим, что геострофический поток направлен к востоку и скорость его равна v . Пусть частица воздуха в некотором возмущении в этом потоке может двигаться и колебаться в плоскости ξy , где ось $o\xi$

направлена к северу вдоль изэнтропической поверхности. Составляющие ускорения будут тогда пропорциональны агеострофическим отклонениям и равны, если считать, что угол осей (x, ξ) близок к π ,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = l(v - v_r); \quad \frac{\partial u}{\partial t} = lu_\xi, \quad (6.8)$$

а изменения геострофического ветра, окружающего колеблющуюся частицу, равны

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = u_\xi \frac{\partial v_r}{\partial \xi}. \quad (6.9)$$

Предположим, что $u_\xi > 0$. Если

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} > \frac{\partial v}{\partial t}, \quad \text{т.е.} \quad \frac{\partial v_r}{\partial \xi} > l, \quad (6.10)$$

то частица приобретает добавочное ускорение $\partial u / \partial t = l(v - v_r) < 0$, направленное в ту же сторону, что и скорость u_ξ начального смещения. Малые возмущения поэтому могут вырастать в большие волны, или волны Рособи.

Пусть в зональном потоке со скоростью \bar{v} возникает малое возмущение с составляющими скорости u', v' . Если поток горизонтальный, бездивергентный ($w = 0, \operatorname{div} \mathbf{v} = 0$) и баротропный ($\partial \rho / \partial x \cdot \partial p / \partial y - \partial \rho / \partial y \cdot \partial p / \partial x = 0$), то уравнение сохранения вихря имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \beta u = 0, \quad (6.11)$$

где $\beta = -2\omega \cos \varphi / r$ (r — радиус Земли).

Подставляя $u = u', v = \bar{v} + v'$ и пренебрегая малыми произведениями $u'v'$ и u'^2 , получим:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial v'}{\partial y} \right) + \beta u' = 0. \quad (6.12)$$

Обозначим через $\Psi(x, y)$ функцию тока возмущения, такую, что $u' = -\partial \Psi / \partial y, v' = \partial \Psi / \partial x$. Подставляя в (6.12), находим

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) - \beta \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0. \quad (6.13)$$

Решением этого уравнения является, в частности, выражение

$$\Psi = B \cos \frac{2\pi}{L} (y - ct) \cos \frac{2\pi}{d} x, \quad (6.14)$$

где B — амплитуда, L — длина волны, d — ширина пояса, в котором происходят колебания, c — фазовая скорость волны. Подставляя (6.14) в (6.13), имеем

$$c = \bar{v} + \frac{\beta}{4\pi^2} \frac{d^2 L^2}{L^2 + d^2}. \quad (6.15)$$

Так как $\beta < 0$, то скорость c тем меньше, чем больше L . В низких широтах, где скорость \bar{v} направлена к западу и параметр $|\beta|$ велик, фазовая скорость волны $c < 0$ и волны распространяются к западу (как восточные волны). В умеренных широтах $0 < c < \bar{v}$ и циклоны движутся на восток. При длине волны

$$L = \left(-\frac{\beta}{4\pi^2 \bar{v}} - \frac{1}{d^2} \right)^{-0,5}$$

$c = 0$ и возмущения будут неподвижны. Таковыми могут быть либо очень длинные волны, либо волны при малой \bar{v} — слабом общем потоке, например, в окклюдирующемся циклоне. Таковы же устойчивые динамические антициклоны, в частности Азорский и Гонулульский в северном тропическом поясе, для которых $L = 18\,000$ км.

Число волн, укладывающихся на широтном круге φ , можно назвать волновым числом k ($k = 2\pi r \cos \varphi / L$). Карты барической топографии уровней 700, 500 мбар и более высоких уровней всегда обнаруживают несколько ($k = 5-6$ и более) таких волн. Весьма давно существует в синоптике правило о повторяемости изменений погоды через $T = 5-5,5$ дня ($T = L/\bar{v}$), хотя оправдываемость этого правила и невысока. Над небольшими источниками тепла, такими, как Средиземное или Черное море, длина волн L мала (k до 30).

Волна в верхней тропосфере, создающая, в частности, прорыв холодного воздуха далеко на юг в ложбине волны, может быть причиной образования циклонов в нижней тропосфере из-за холодной адвекции, уменьшения l в низких широтах и усиления конвергенции. Аналогично прорыв теплого воздуха на север — теплая адвекция — ведет там к антициклогенезу. Циркуляция тропосферы распадается на разбросанные вихри.

СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Одной из особенностей циркуляции тропосферы и иногда стратосферы являются струйные течения. Так называют узкое течение большой скорости, чаще всего западное, небольшого вертикального протяжения и значительной длины — иногда более 10 000 км, вре-

менами возникающее в атмосфере. В плане струйное течение нередко “змеится”, следуя изогипсам — линиям тока длинных волн, их гребням и ложбинам. Максимальное значение скорости на оси струйного течения может достигать 150–160 м/с. При таких скоростях — около половины скорости звука — динамическое давление в струе сильно уменьшается и струя сжимается в соответствии с теоремой Бернулли.

Струйные течения возникают при большом сближении изогипс — больших $\partial p / \partial n$ и $\partial T / \partial n$ — близ границ теплых и холодных масс воздуха, теплых морских течений, границ степи и тайги в Азии и пр. Скорость в струйных течениях может быть отлична от геострофической. Вертикальные градиенты $\partial v / \partial z$ в струйных течениях очень велики и могут достигать 64 м/(с · км). Они создают значительную турбулентность, “болтанку” самолетов, волнистые формы облаков и т.д.

Сравнительно постоянное субтропическое западное струйное течение находится над континентами между 25 и 35° с.ш. с осью на высоте 10–11 км и максимальной скоростью $v_{\max} = 40\text{--}50$ м/с. Гораздо более изменчиво и в пространстве и во времени полярное струйное течение — между 45–70° с.ш. с осью в среднем на высоте 9 км и $v_{\max} = 39\text{--}48$ м/с. Такое струйное течение, направленное от Японии к Камчатке, дает временами над Южно-Сахалинском ветер до 128 м/с. Еще большие скорости (до 137 м/с) наблюдались на о. Визе в Центральном Арктике.

МУССОНЫ

Муссонами называют воздушные течения большого масштаба, зимой направленные с континента на океан, летом — с океана на континент, достаточно устойчивые, иногда сильные, иногда умеренной скорости. Выше уже указывалось, что муссоны зависят от неодинакового нагревания суши и моря (суша зимой заметно холоднее, а летом теплее, чем море) и от возникающей, таким образом, разности давлений. Однако зависимость между волнами давления и температурой в атмосфере при муссоне гораздо сложнее, чем при бризе, прежде всего из-за влияния силы Кориолиса, существенно меняющейся с широтой. Действительно, обширные области муссонов расположены в тропических зонах Африки, Азии и Австралии — зонах, где муссон взаимодействует с потоками пассатов обоих полушарий при $l < 0$ и $l > 0$.

Кроме упомянутых областей муссоны существуют и над Восточной Азией: зимой холодный сухой ветер дует из области Сибирс-

кого антициклона над Дальним Востоком и Китаем. Летний муссон в Восточной Азии, гораздо более слабый и менее устойчивый, возникает при формировании небольших циклонов, например, над Маньчжурией.

Многие свойства муссона пока еще изучены недостаточно. Особенно трудно объяснима и непредсказуема большая изменчивость муссона.

ЧАСТЬ III

ФИЗИКА ГИДРОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Со школьной скамьи все мы знаем, что вода покрывает 75% поверхности земного шара. Это и ослепительно синие огромные океаны и моря, и нежно-голубые озера и водохранилища, и многочисленные реки, серебристыми лентами пересекающие территорию всех материков. Каждый водный объект, будь то океан, море, озеро, искусственное водохранилище или река, можно уподобить сложному организму, в котором одновременно протекают многочисленные физические, химические и биологические процессы. Изучением физических процессов в гидросфере Земли занимается физика моря и вод суши.

ГЛАВА I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МИРОВОМ ОКЕАНЕ

Мировой океан состоит из четырех океанов: Тихого, Атлантического, Индийского и Северного Ледовитого. Части океана, примыкающие к материкам, составляют окраинные моря. Это, например, Карское, Баренцево, Охотское и др. В отдельную группу выделяются внутренние моря, которые соединяются с Мировым океаном проливами или представляют части океана, отделенные от него цепями островов. В качестве примера внутренних морей можно назвать Средиземное и Черное моря. Полностью изолированным от Мирового океана является Каспийское море.

Рельеф океана весьма сложен. К основным формам рельефа относятся шельф, или материковая отмель, материковое подножие и само ложе океана. Последнее разделяется на срединно-океанические хребты, глубоководные желоба и впадины и на отдельные котловины. Таких котловин в Мировом океане насчитывается чуть меньше 100. Их обособленное расположение по отношению друг к другу и определяет неоднородность распределения физических свойств воды в придонной области Мирового океана.

Одна из важнейших областей Мирового океана с точки зрения практического использования — его шельф. Вместе с тем именно в шельфовой зоне особенно ярко проявляется вся сложность физических процессов, протекающих в гидросфере Земли.

Химически чистая вода представляет собой соединение кислорода с водородом H_2O и в природных условиях встречается в трех фазах: жидкой — океаны, моря, реки, озера, водохранилища, подземные воды; газообразной — в атмосфере и под землей и твердой — льды и снежный покров. Вода обладает рядом аномалий, из которых с точки зрения физических процессов, протекающих в гидросфере Земли, наиболее важны следующие. В отличие от огромного большинства веществ, для которых твердая фаза является более плотной, чем жидкая, плотность льда существенно меньше плотности воды (примерно на 10%). Максимальной плотностью пресная вода обладает при температуре + 4°C, а не при нулевой температуре. Во всех естественных водоемах помимо обычной воды H_2O в ничтожных долях (порядка десятитысячных долей) присутствует тяжелая вода, представляющая собой окись дейтерия. Для тяжелой воды температура максимальной плотности составляет 11,6°C. Вода естественных водоемов — это основной вид сырья для получения тяжелой воды, необходимой для атомной промышленности.

СОЛЕНОСТЬ ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА

Характернейшей особенностью вод Мирового океана является их соленость, т.е. наличие в воде растворенных минеральных солей. Соленость — величина безразмерная, ее измеряют в промилле — тысячных долях (‰). Соленость вод открытого океана от района к району меняется от 31 до 38‰. Экстремальные значения солености (минимальные и максимальные) наблюдаются во внутренних морях. Если во внутреннем море осадки и речной сток преобладают над испарением с его поверхности, то соленость такого моря будет ниже, чем в Мировом океане. Примером могут служить Черное и Балтийское моря, соленость которых составляет 23 и 20‰ соответственно. Если же в водном балансе внутреннего моря преобладает испарение, то соленость такого моря будет выше, чем в океане. Так, например, в Средиземном море она составляет 38‰, а в Красном — 41‰. Крупномасштабные неоднородности распределения солености в океане обусловлены распределением испарения и осадков, а также вертикальной и горизонтальной циркуляцией вод Мирового океана.

Интересной особенностью распределения солености вод Мирового океана является наличие промежуточного, относительно распресненного слоя воды, существующего в трех океанах (Атлантическом, Тихом, Индийском) на глубине 500–1500 м и имеющего форму антарктического кольца. Прослойка слабосоленого слоя воды существует также и в северной половине Тихого океана, где она формируется в верхнем слое океана. Эта особенность в распределении солености вод Мирового океана все еще недостаточно изучена и понята. Проникновение в Атлантику через глубинную часть Гибралтарского пролива средиземноморской воды формирует в Атлантическом океане прослойку вод с относительно высокой соленостью.

ТЕМПЕРАТУРА ВОД МИРОВОГО ОКЕАНА

Температурный режим Мирового океана определяется в основном двумя процессами: поверхностным и объемным поглощением солнечной радиации и испарением с его поверхности. Перераспределение температуры в водах океанов и морей связано с крупномасштабными океанскими течениями, горизонтальным и вертикальным турбулентным перемешиванием.

Основной особенностью вертикального распределения температуры в водоемах является наличие так называемого слоя скачка температуры — сезонного термоклина. Выше этого слоя лежит слой почти однородной температуры — верхний квазиоднородный слой. Ниже сезонного термоклина расположена область главного термоклина, охватывающего основную толщу вод Мирового океана. И наконец, к океанскому дну примыкает придонный пограничный слой океана. Толщина верхнего квазиоднородного по температуре слоя океана летом составляет 60–70 м, достигая за счет испарения в тропиках и субтропиках 100 м и более. Перепад температуры в сезонном термоклинe в период максимального прогрева вод океана может составлять 10–15°C. В экваториальных районах Мирового океана, где сезонные колебания температуры невелики, сезонный слой скачка также выражен слабо и верхний квазиоднородный слой океана непосредственно подстилается главным термоклином.

На рис. 1.1 хорошо прослеживаются основные черты, свойственные распределению температуры и плотности по глубине океана. Тонкий приповерхностный слой воды составляют теплые тропические воды. Основная толща океана занята холодными водами полярного происхождения, которые отделяются от теплых поверхностных слоев скачка, где температура падает примерно

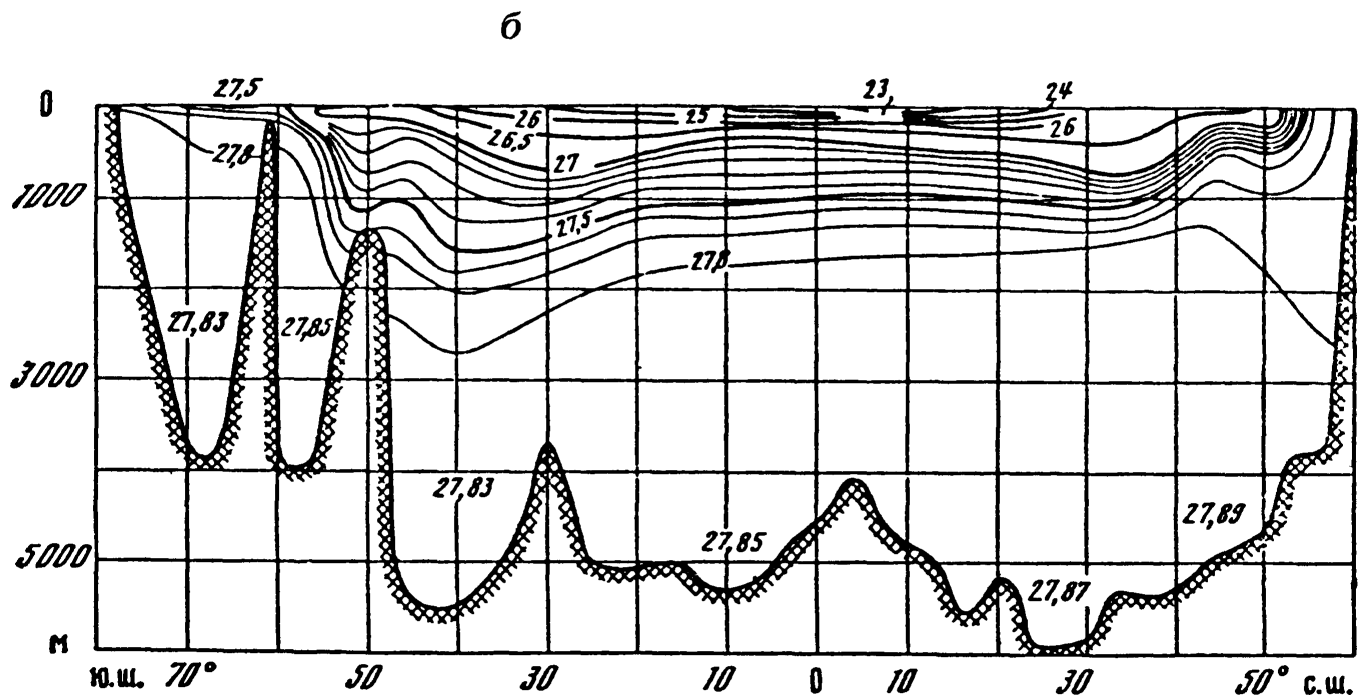
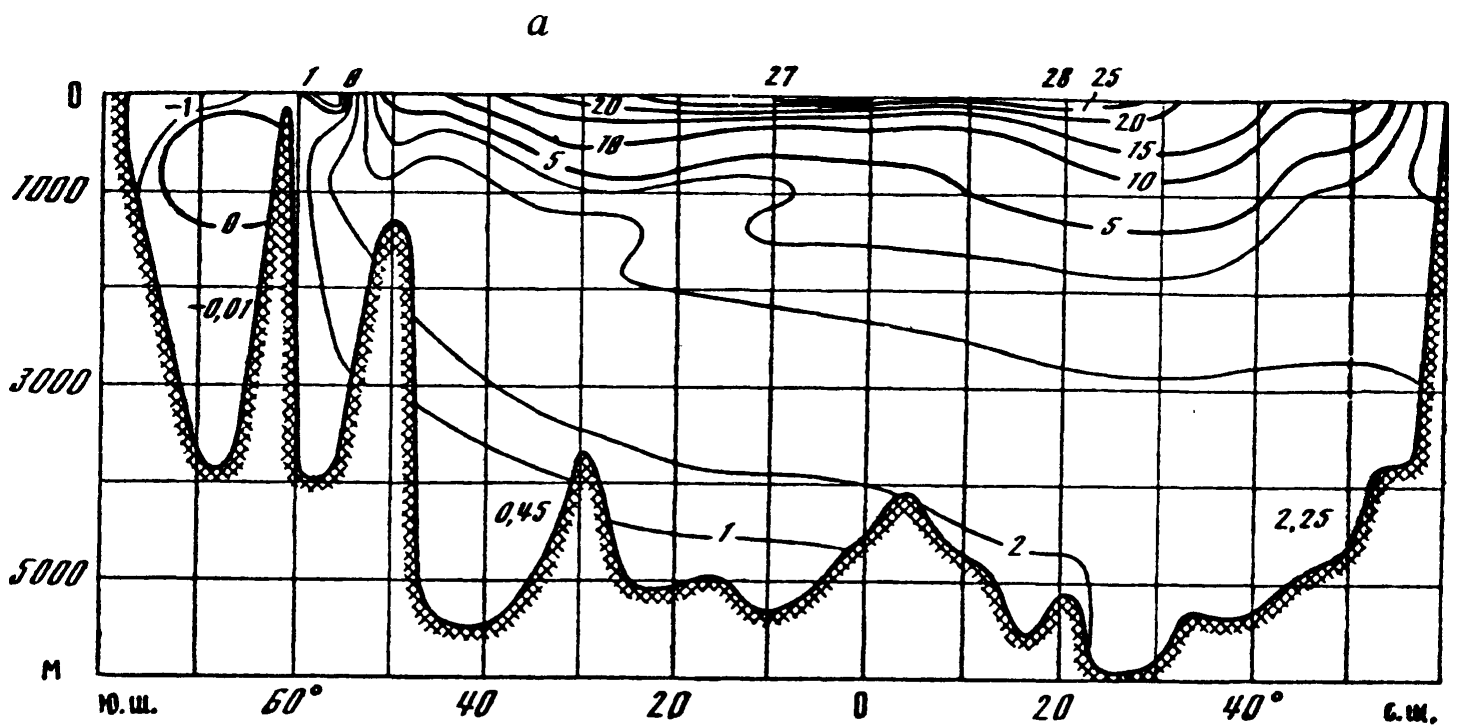


Рис. 1.1. Распределение температуры T в $^{\circ}\text{C}$ (а) и плотности σ_t (б) на квазимеридиональном разрезе через Западную Атлантику (Океанология. Физика моря, 1978)

от 17 до 7°C . Из рис. 1.1 видно также, что термоклин (слой скачка) приподнят на экваторе, заглубляется в субтропиках и выходит к поверхности океана в умеренных широтах, что обусловлено связью поля плотности с полем крупномасштабных океанских течений.

При описании глубинного температурного режима вод океана удобнее использовать не обычную температуру, а потенциаль-

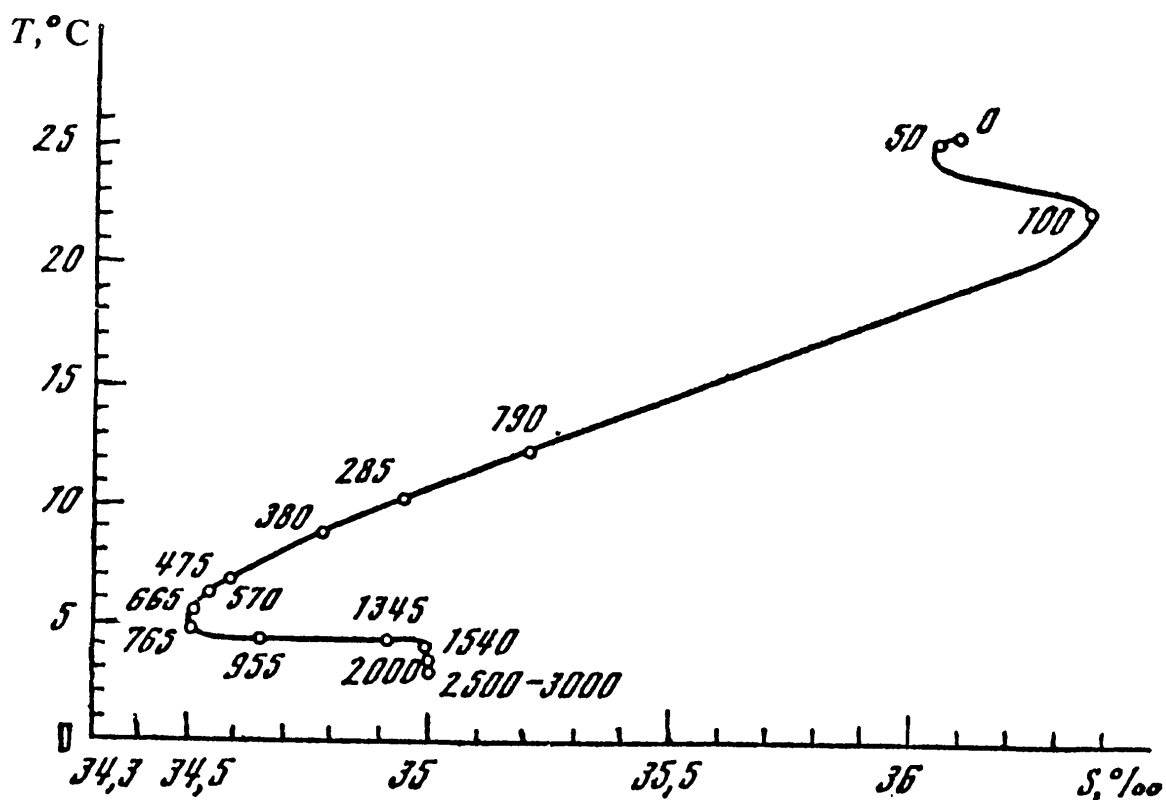


Рис. 1.2. T - s -кривая для экваториальной области Атлантики по данным "Кроуфорда" 23 ноября 1958 г. Числа показывают значения глубины в метрах, соответствующие выделенным точкам кривой (Океанология. Физика моря, 1978)

ную, так как при этом исключается влияние давления на температуру.

Средняя температура вод Мирового океана равна $3,8^{\circ}\text{C}$, а средняя потенциальная — $3,59^{\circ}\text{C}$. Максимальная температура океанических вод наблюдается в Персидском заливе и составляет $33,0^{\circ}\text{C}$. Минимальные температуры имеют место в полярных областях. Температура замерзания океанических вод зависит от их солености.

Широко используемым методом изображения осредненной вертикальной термохалинной структуры вод океанов и морей является метод T - s -диаграмм. При этом в качестве декартовых координат используется температура и соленость, а глубина отмечается точками на кривых. Пример T - s -диаграммы для экваториальной области Атлантики представлен на рис. 1.2, на котором хорошо прослеживается поверхностная вода южноатлантического происхождения с ядром на глубине 100 м, антарктическая промежуточная вода, ядро которой расположено на глубине 700 м, и глубинная вода, поступающая из Северной Атлантики, с ядром на глубине 3 000 м.

ПЛОТНОСТЬ МОРСКОЙ ВОДЫ

Плотность морской воды является функцией температуры, солености и давления: $\rho_w = \rho_w(T, s, p)$. В отличие от атмосферы для

морской воды аналитической формы записи уравнения состояния не существует. До настоящего времени океанологи оперируют главным образом с зависимостями, полученными эмпирическим путем. Зависимость плотности морской воды от давления адекватна ее зависимости от глубины и, следовательно, не сказывается на движении океанских вод. Поэтому вместо $\rho_w(T, s, p)$ используют величину плотности, приведенной к атмосферному давлению p_a при постоянной температуре и солёности $\rho_t(T, s, p_a)$.

Поскольку изменение плотности происходит только в третьем знаке после запятой, употребляют понятие условной плотности

$$\sigma_t(T, s, p_a) = \left\{ \frac{\rho_t(T, s, p_a)}{\rho(4, 0, p_a)} - 1 \right\} \cdot 10^3, \quad (1.1)$$

здесь $\rho(4, 0, p_a)$ — плотность пресной воды при температуре 4°C и давлении p_a , равная 1 г/см^3 .

Для морской воды, так же как и для атмосферы, используется понятие потенциальной температуры (см. ч. II, гл. 1).

Влияние температуры на плотность морской воды несколько больше, чем влияние солёности, вследствие этого положения термоклина и пикноклина (скачка плотности), как правило, совпадают друг с другом.

В среднем океан — устойчиво стратифицированная среда. Для характеристики степени устойчивости океанских вод используется величина, называемая частотой Вьяйсяля, представляющая собой частоту колебаний частицы жидкости, выведенной из положения равновесия в условиях устойчивой стратификации плотности:

$$N^2 = \left\{ \frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dz} \right)_p + \frac{g^2}{c_{зв}^2} \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \right\}, \quad (1.2)$$

здесь $c_{зв}$ — скорость звука в океане, c_p и c_v — удельные теплоемкости воды при постоянном давлении и объеме соответственно.

Структура вод Мирового океана и его динамический режим определяются в значительной степени общей циркуляцией водных масс. Причиной возникновения общей циркуляции могут служить нагревание, охлаждение, осадки и испарение, касательное напряжение ветра, атмосферное давление. На крупномасштабные течения, возникающие в океане, оказывает влияние сила Кориолиса.

Примечательной особенностью водных масс Мирового океана является открытая сравнительно недавно их тонкая термохалинная структура. Измерения, выполненные с помощью высокочувствительных зондов, показали, что вертикальные распределения температуры, плотности, солёности, электропроводности воды, скорости звука и скорости течения в океане чрезвычайно изрезаны (рис. 1.3, 1.4). На вертикальных профилях перечисленных величин хорошо прослеживаются структурные детали, масштаб которых может меняться от нескольких сантиметров до десятков метров. Структурные особенности, вертикальный масштаб которых превышает метр, хорошо воспроизводятся при повторном зондировании и, следовательно, являются относительно долгоживущими образованиями, сохраняющимися в течение времени от нескольких часов до нескольких суток.

Если обозначить в момент τ в точке (x, y) мгновенные распределения по вертикали температуры, солёности и плотности как $T_{x,y,\tau}(z)$, $s_{x,y,\tau}(z)$, $\rho_{x,y,\tau}(z)$, то для этих величин можно записать следующие выражения:

$$\begin{aligned} T_{x,y,\tau}(z) &= \langle T(z) \rangle + T'_{L,\tilde{\tau}}(z) + T''_{x,y,\tau}(z), \\ s_{x,y,\tau}(z) &= \langle s(z) \rangle + s'_{L,\tilde{\tau}}(z) + s''_{x,y,\tau}(z), \\ \rho_{x,y,\tau}(z) &= \langle \rho(z) \rangle + \rho'_{L,\tilde{\tau}}(z) + \rho''_{x,y,\tau}(z). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь $\tilde{\tau}$ и L — значения временного и пространственного масштабов, разграничивающие структурные элементы, обусловленные тонкой слоистой структурой и весьма изменчивой турбулентной микроструктурой.

Первые члены в правой части (1.3) соответствуют стационарному и однородному в горизонтальной плоскости значению рассматриваемой величины и характеризуют класс явлений, который изучается классической океанографией. Третьи члены в правой части (1.3) отражают неоднородности, связанные с микротурбулентностью и получившие название “микроструктура”. Вторые же члены правой части выражений (1.3) соответствуют тем неоднородностям, которые относятся к явлению тонкой термохалинной стратификации океанических вод, определяемому как “тонкая структура”.

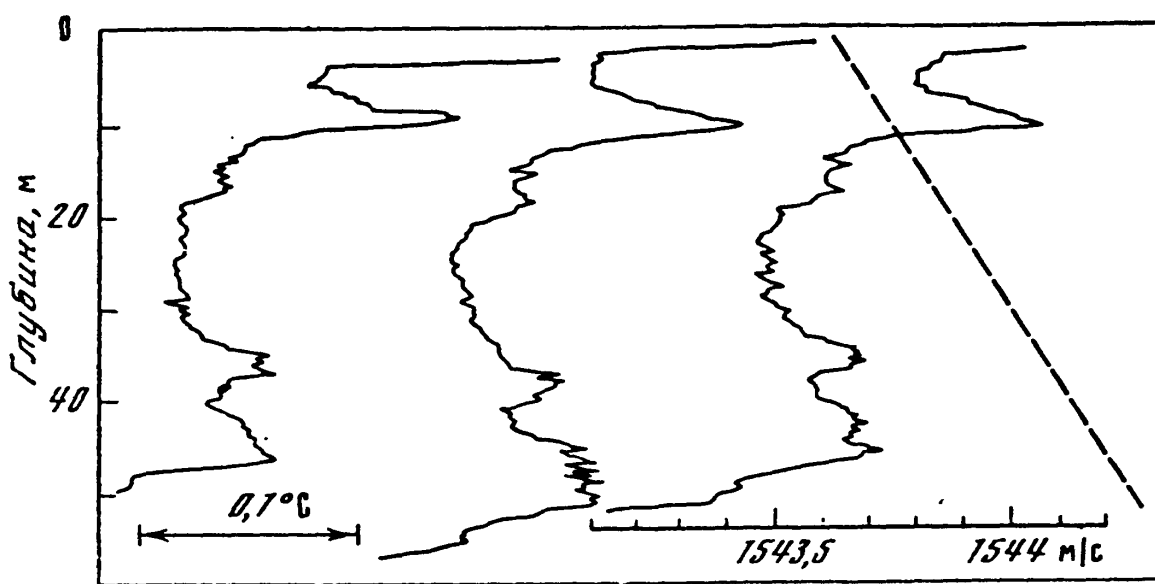


Рис. 1.3. Результаты измерения вертикального профиля скорости звука (с интервалом 10 мин) в верхнем квазиоднородном слое Индийского океана

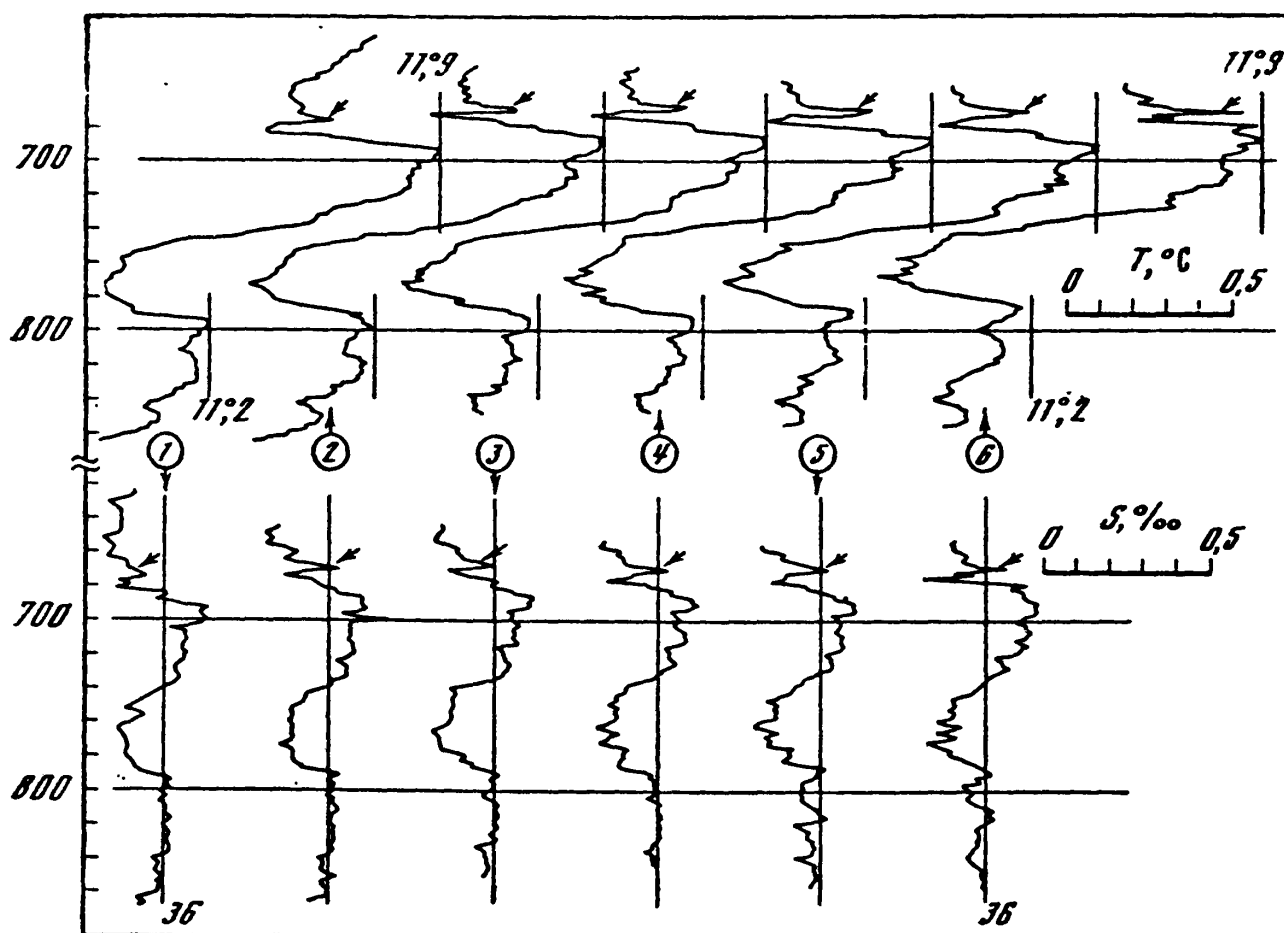


Рис. 1.4. Вертикальные профили температуры и солёности по данным многократного зондирования с дрейфующего судна с интервалом в 6 мин в слое красноморских вод, распространяющихся в толще вод Аравийского моря (Океанология. Физика моря, 1978)

Наряду с чередованием в океане участков с низкими и высокими вертикальными градиентами того или иного свойства здесь часто наблюдаются и изотермические слои, где вертикальные градиенты свойств равны нулю. Океаническим водам свойственно также наличие участков с инверсионным ходом плотности по глубине. Примером такого инверсионного слоя в распределении плотности с глубиной может служить поверхностная пленка в океане, где градиент температуры на 1–2 порядка выше, чем самые резкие градиенты, наблюдаемые в термоклине (см. ч. II).

Изрезанность вертикальных профилей солености в океане, как правило, больше изрезанности аналогичных профилей температуры. Известно, что скорости молекулярной диффузии тепла и соли в воде различаются на два порядка. Это обстоятельство приводит к возникновению в морской воде такого интересного явления, как дифференциально-диффузионная конвекция, которая также обуславливает расслоение жидкости. Возможно, что и коэффициенты турбулентного обмена теплом и солью в океане также не равны друг другу. И хотя для некоторых специфических конвективных процессов это уже доказано, для окончательного выяснения вопроса требуется проведение дальнейших исследований.

Тонкая термохалинная структура в океане формируется на фоне гидростатической устойчивости водных масс. Для изменения гидростатически устойчивого поля плотности необходимо либо затратить энергию против архимедовых сил, что приведет к повышению потенциальной энергии жидкости, либо высвободить часть потенциальной энергии и перевести ее в кинетическую.

Таким образом, существует два класса процессов, приводящих к образованию тонкой структуры океана. В первом случае для ее формирования необходимо наличие внешних источников кинетической энергии, расходуемой на повышение потенциальной энергии жидкости. В качестве таких источников могут выступать течения, приливные явления, инерционные колебания и внутренние гравитационные волны. Во втором случае происходит расход доступной потенциальной энергии жидкости, при этом часть освобожденной потенциальной энергии безвозвратно теряется (например, вязкая диссипация при конвекции), а гидростатическая устойчивость жидкости повышается.

Возникнув по той или иной причине, тонкая термохалинная стратификация определяет генерацию и распределение микротурбулентности в толще вод Мирового океана.

ДИНАМИКА ОКЕАНА И ВОД СУШИ. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ ТЕЧЕНИЙ В ГИДРОСФЕРЕ. ВОЛНЫ

Течения в Мировом океане интересны не только сами по себе, но и вследствие того, что они оказывают существенное влияние на перераспределение водных масс по земной поверхности.

В зависимости от причин, порождающих течения, последние подразделяются на дрейфовые, градиентные, конвекционные, приливные, суспензионные. Существуют также течения, вызванные сейшмами и волнами цунами.

ДРЕЙФОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Основной причиной всех движений в океане является ветер. Под действием ветра в океанах, морях и пресных водоемах возникают дрейфовые течения. Силой, вызывающей дрейфовое течение, служит сила трения $F_{тр}$ воздушного потока о подстилающую водную поверхность. Рассмотрим случай установившегося движения в бесконечно глубоком море и будем считать, что плотность воды всюду постоянна и вода несжимаема. В этом случае уравнения динамики будут иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u}{dz^2} + 2a^2 v &= 0, \\ \frac{d^2 v}{dz^2} - 2a^2 u &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $a^2 = \omega \sin \varphi / \nu$, u и v — продольная и поперечная составляющие горизонтальной скорости, ν — кинематическая вязкость воды.

Граничные условия на поверхности задаются следующим образом:

$$\rho \nu \left(\frac{du}{dz} \right)_{z=0} = F_{тр}, \quad \rho \nu \left(\frac{dv}{dz} \right)_{z=0} = 0. \quad (2.2)$$

Ось x направлена по ветру.

Решение системы уравнений (2.1) с граничными условиями (2.2) можно представить в виде

$$u = V_0 e^{-az} \sin(45^\circ - az),$$

$$v = V_0 e^{-az} \cos(45^\circ - az), \quad (2.3)$$

$$V_0 = \sqrt{2} F_{\text{тр}} / \rho \nu a.$$

Отсюда видно, что абсолютная величина скорости дрейфа V_0 на поверхности океана прямо пропорциональна силе трения $F_{\text{тр}}$. Направление же дрейфового течения на поверхности океана не совпадает с направлением ветра и составляет с последним угол 45° . Отклонение реального направления дрейфового течения от направления ветрового потока определяется действием силы Кориолиса. При этом в Северном полушарии дрейфовое течение отклоняется вправо от направления ветра, а в Южном — влево. По мере увеличения глубины z абсолютная величина вектора скорости дрейфового течения уменьшается по экспоненциальному закону, а сам вектор все более и более поворачивается вправо. На некоторой глубине, которая получила название глубины трения ($z = D$), вектор скорости дрейфового течения будет направлен в сторону, прямо противоположную направлению вектора скорости дрейфового течения на поверхности океана. Из (2.3) следует, что глубина трения равна

$$D = \frac{\pi}{a} = \pi \sqrt{\frac{\nu}{\omega \sin \varphi}}. \quad (2.4)$$

На горизонте, равном удвоенной глубине трения, направления векторов скорости дрейфового течения на этой глубине и на поверхности океана совпадут. Полярная диаграмма скоростей дрейфового течения представлена на рис. 2.1. Логарифмическая спираль, являющаяся годографом векторов дрейфового течения, получила название спирали Экмана, по имени ученого, впервые предложившего теорию дрейфового течения. При расчете дрейфовых течений в неглубоких водоемах необходимо учитывать силу трения о

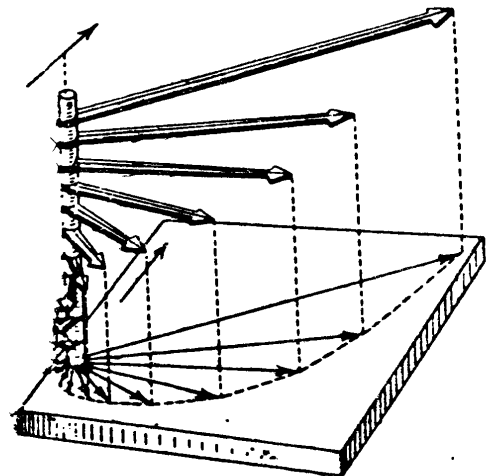


Рис. 2.1. Изменение величины и направления вектора скорости дрейфового течения с глубиной

дно. В таких водоемах угол отклонения вектора поверхностной скорости дрейфового течения от направления ветра не обязательно составляет 45° . Если глубина водоема в рассматриваемом районе больше глубины трения, то такой водоем следует считать бесконечно глубоким. В приэкваториальной области, где значение широты φ мало, величина глубины трения очень велика и с приближением к экватору стремится к бесконечности. Таким образом, в приэкваториальной зоне Мирового океана глубины вне зависимости от их реального значения следует считать малыми и рассматривать дрейфовые течения как течения в неглубоком море. Теоретическим путем можно проследить за развитием дрейфового течения во времени, т.е. решить задачу о развитии течения под действием постоянного ветра в первоначально покоящемся океане. В случае неустановившегося дрейфового течения соотношение между скоростями на различных горизонтах отличается от аналогичных соотношений для установившегося течения.

Дрейфовые течения наблюдаются и в северных морях, поверхность которых покрыта льдом. В этом случае ветер действует не непосредственно на водную поверхность, а на плавучие ледяные поля, которые за счет трения увлекают за собой водные массы.

Следует отметить, что чисто дрейфовые течения могут реализовываться только в районах открытого океана, вдали от берегов. В прибрежных же областях дрейф приводит к понижению или повышению уровня воды, что является одной из причин возникновения так называемых градиентных течений.

ГРАДИЕНТНЫЕ И КОНВЕКЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Течения в океане часто возникают под действием силы градиента давления. Такая ситуация может реализоваться в следующих случаях: при образовании у берегов сгона или нагона воды; при возникновении в отдельных районах Мирового океана зон конвергенции или дивергенции водных потоков; при подъеме или падении уровня воды в одном из водоемов, что может вызываться, например, изменением стока рек; при неоднородном горизонтальном распределении плотности воды, что возможно при вторжении в море водных масс, плотность которых отлична от плотности окружающей воды. В случае, когда ветер дует в течение некоторого промежутка времени, в море возникает наклон уровня, наиболее четко выраженный вблизи береговой черты. Естественно, что наклон поверхности создаст градиент давления, который и явится причиной возникнове-

ния стонного или нагонного течения — одного из типов градиентных течений.

Допустим, что в некоторый момент времени работа ветра прекратилась. Тогда течение, которое возникает под действием градиента давления, можно описать с помощью уравнений вида

$$\frac{d^2u}{dz^2} + 2a^2v = 0,$$

$$\frac{d^2v}{dz^2} - 2a^2u + \frac{g \sin \gamma}{\nu} = 0, \quad (2.5)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0.$$

Здесь γ — угол наклона морской поверхности вдоль направления действия ветра (вдоль оси x). Граничные условия на водной поверхности будут равны

$$\left(\frac{du}{dz}\right)_{z=0} = \left(\frac{dv}{dz}\right)_{z=0} = 0. \quad (2.6)$$

На дне задается условие прилипания, т.е. равенство нулю составляющих скорости.

Естественно, что для градиентных течений, так же как и для дрейфового, должна существовать глубина трения, но отсчитывается она в этом случае не от поверхности, а от дна и называется нижней глубиной трения (D'). Толща же воды, расположенная выше нижней глубины трения D' , как показывает решение задачи, движется в одном и том же направлении перпендикулярно действующему градиенту давления (рис. 2.2). В этом и состоит отличие градиентного течения от дрейфового, которое с глубиной затухает.

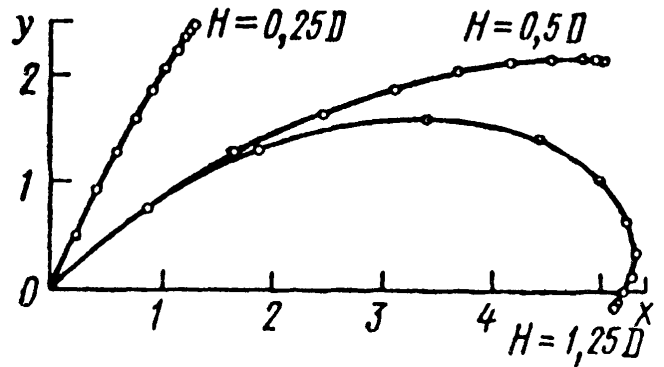


Рис. 2.2. Зависимость распределения по глубине скорости градиентного течения от соотношения глубины моря H и глубины трения D

Таким образом, движение вод Мирового океана по вертикали можно разбить на три главные части: 1) придонное течение, реализующееся в слое толщиной D' над дном и имеющее скорости, различные по величине и направлению (D' — нижняя глубина трения); 2) основное, или глубинное, течение, которое охватывает глубины от $z = D'$ до поверхности и скорость в котором практически не меня-

ется с глубиной; 3) поверхностное течение, скорость которого равна сумме чисто дрейфового и глубинного течений. Поверхностное течение проникает до глубины $z = D$, которая называется верхней глубиной трения.

Полное решение задачи о стонно-нагонных течениях представляет большие трудности в связи с необходимостью учета граничных условий, связанных с наклонным дном. Последнее делает важным учет вертикальной составляющей скорости течения, т.е. задача становится трехмерной.

Теоретическое описание нестационарных градиентных течений существенно сложнее, нежели описание нестационарных дрейфовых движений.

Примером градиентных течений являются также бароградиентные течения, которые обусловлены различием атмосферного давления над отдельными участками Мирового океана. Бароградиентные течения, в отличие от дрейфовых, распространяются до дна океана и изменяются в соответствии с изменением поля атмосферного давления. Причиной их возникновения служат главным образом циклоны и антициклоны. Эти воздушные вихри сопровождаются, как правило, сильными ветрами, под действием которых на фоне бароградиентных течений развиваются и дрейфовые течения. Для описания бароградиентных течений используются системы уравнений (2.1) и (2.5). Система уравнений (2.5) служит также и для описания так называемых суспензионных, или мутьевых, потоков, которые возникают при стекании по склону подводных гор водных масс с большим содержанием илистых наносов, а также наблюдаются в устьях больших рек при их впадении в моря и океаны.

Одной из разновидностей градиентных течений являются конвекционные течения. Они возникают вследствие различия плотности морской воды на одной и той же глубине, что создает действующий горизонтальный градиент давления. Расчет конвекционных течений может быть выполнен с помощью широко распространенного динамического метода. Этот метод основан на анализе положения и формы трех семейств поверхностей в толще вод Мирового океана: эквипотенциальных (поверхностей равной величины потенциала силы тяжести), изобарических (поверхностей равного давления) и изостерических (поверхностей равного удельного объема). Примером эквипотенциальной поверхности может служить поверхность абсолютно спокойного океана. Принимается, что поверхность океана на определенном его участке является горизонтальной. В этом случае

поверхности с фиксированными значениями потенциала силы тяжести $\Gamma = -gh$ будут горизонтальны и параллельны друг другу. На поверхности океана значение потенциала силы тяжести принимается равным нулю.

Сила гидростатического давления в океане определяется как

$$p = \bar{\rho}gh = \bar{\rho}D^*, \quad (2.7)$$

где $\bar{\rho}$ — средняя плотность морской воды, h — глубина, D^* — величина, получившая в океанологии название “динамическая глубина”.

В случае статического равновесия воды изостеры, изобары и эквипотенциальные поверхности совпадают друг с другом.

Если же в океане существует движение водных масс, т.е. течения, то это с неизбежностью отразится на положении изостер и изобар: они будут наклонены по отношению друг к другу и к линиям эквипотенциальных поверхностей. Положение изобар и изостер рассчитывается по данным измерений. Для расчета течений динамическим методом рассматривается некоторый контур, ограниченный двумя вертикальными разрезами и двумя глубинами (рис. 2.3). Скорость в таком контуре можно оценить с помощью гидродинамической теории циркуляции, записав следующее соотношение:

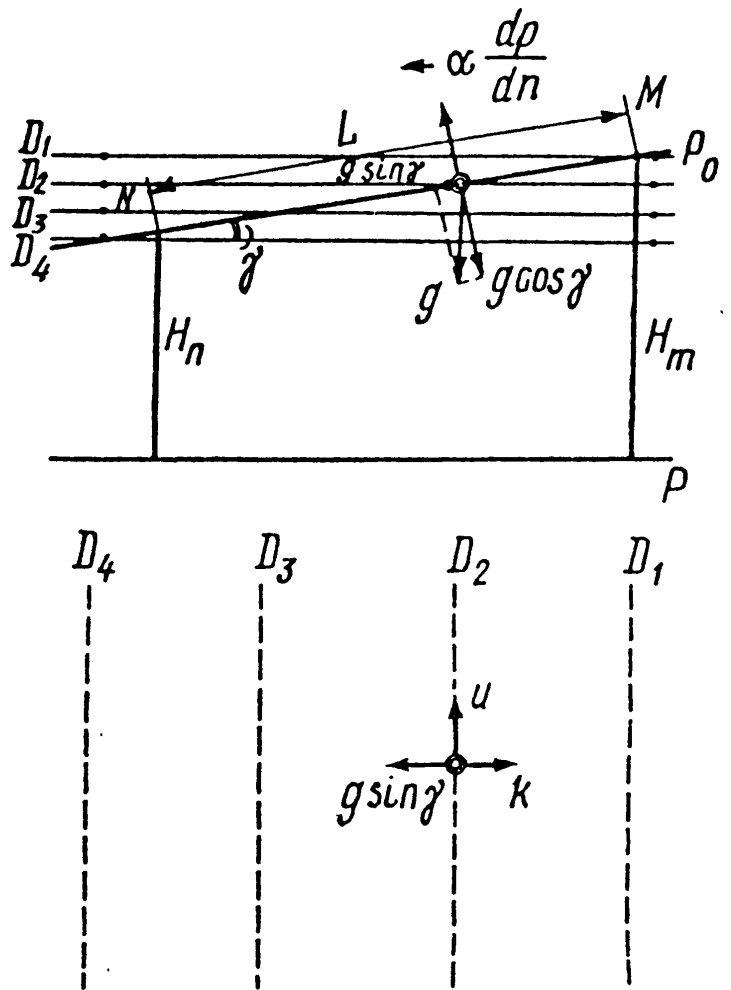


Рис. 2.3. Схема, поясняющая динамический метод измерения морских течений

$$C = \oint v \cos (v, d\lambda) d\lambda; \quad (2.8)$$

здесь v — скорость, $(v, d\lambda)$ — угол между вектором скорости и направлением элемента контура длиной $d\lambda$. Можно сказать, что изменение циркуляции во времени с учетом действия силы Кориоли-

са и сил вязкости зависит от удельного объема морской воды и давления следующим образом:

$$\frac{dC}{dt} = - \oint v dp - 2\omega \frac{dF_{\text{э}}}{dt} - F_{\text{тр}}, \quad (2.9)$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, $dF_{\text{э}}/dt$ — изменение площади проекции контура на плоскость экватора (учет влияния силы Кориолиса), $F_{\text{тр}}$ — сила трения.

Если в качестве верхней и нижней границ рассматриваемого контура выбраны две изобары, интегрирование по которым даст ноль, то интеграл, стоящий в выражении (2.9), будет равен

$$\oint v dp = D_1 - D_2. \quad (2.10)$$

В случае установившегося течения, т.е. при $dC/dt = 0$, и в отсутствие силы трения получим

$$\begin{aligned} 0 &= D_1 - D_2 - 2(u_0 - u_1) L\omega \sin \varphi, \\ u_0 - u_1 &= (D_1 - D_2)/2L\omega \sin \varphi; \end{aligned} \quad (2.11)$$

здесь L — расстояние между двумя гидрологическими станциями.

Формула (2.11) позволяет определить разность скоростей на глубинах, соответствующих двум изобарам. Если на одной из глубин скорость течения известна, то с помощью выражения (2.11) можно вычислить скорости для других глубин. Динамический метод, как уже упоминалось, позволяет рассчитать скорость конвекционного течения.

Дальнейшее развитие теории морских течений связано с учетом топографии морского дна. Как показали наблюдения, в условиях крупномасштабных неоднородностей морского дна при расчете течений необходимо учитывать эффект бокового трения, гораздо более существенного, чем трение между горизонтальными слоями воды. Сила бокового трения играет особенно большую роль в мощных морских течениях, вторгающихся в виде струи в окружающие воды Мирового океана. Примером такой струи является течение Гольфстрим. Внедряясь в относительно спокойную воду, Гольфстрим постепенно засасывает с боков все новые и новые водные массы, формируясь как мощная река в океане, на границах ко-

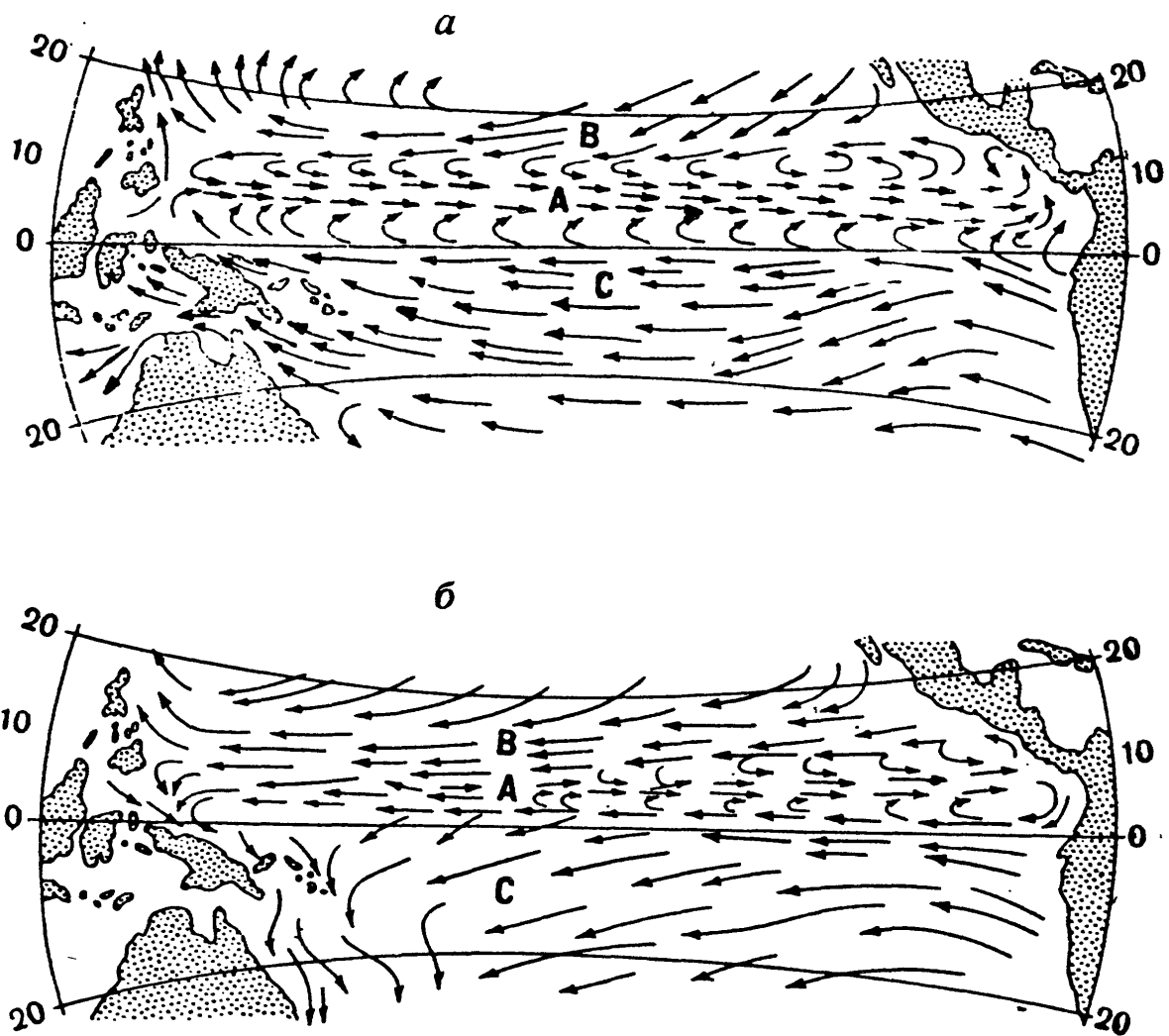


Рис. 2.4. Противотечение в Тихом океане (по Ю.М. Шокальскому): *а* — лето Северного полушария, *б* — зима Северного полушария

торой образуются мощные вихри с вертикальной осью, известные как ринги Гольфстрима и обладающие большой живучестью (см. ниже).

Особенностью циркуляции вод Мирового океана является наличие экваториальных противотечений (рис. 2.4). Отличительная черта экваториального противотечения — его относительно большие скорости, достигающие 60 см/с на широте около 10° с.ш. При этом южное и северное пассатные течения имеют скорости 40 и 20 см/с соответственно.

Как показали работы последних лет, при расчете экваториальной циркуляции помимо действия ветра необходимо учитывать и термохалинные эффекты.

Изучая течения Мирового океана, нельзя пренебрегать широтной изменчивостью силы Кориолиса. Изменение этого параметра с широтой приводит к таким особенностям наиболее мощных дрейфовых течений, как сгущение линий тока около западных берегов и разрежение около восточных берегов океана в Северном и

Южном полушариях, поскольку то, что было левым относительно меридиана в Северном полушарии, становится правым в Южном и наоборот.

Мощности современных вычислительных машин сделали возможной постановку гидродинамической задачи о течениях в переслоенном океане во всей полноте и сложности с использованием граничных условий на поверхности и дне океана. Такие работы в настоящее время интенсивно развиваются.

Вместе с тем до настоящего времени продолжают оставаться актуальными и непосредственные измерения поля течений в различных районах Мирового океана. Именно инструментальным путем в 60-х гг. XX в. в Атлантическом океане советскими учеными было открыто течение Ломоносова, максимальная скорость которого достигает 120 см/с.

СИНОПТИЧЕСКИЕ ВИХРИ В ОКЕАНЕ

Характерной особенностью циркуляции вод Мирового океана являются так называемые синоптические вихри. Это нестационарные вихреобразные возмущения поля скорости с горизонтальными размерами порядка 300–400 км, охватывающие водные массы от поверхности до глубин в сотни и тысячи метров, нередко проникая до дна или почти до дна океана. Поступательная скорость движения синоптических вихрей невелика, не превышает нескольких сантиметров в секунду. Океанские вихри такого масштаба делятся на вихри открытого океана и фронтальные, возникающие во фронтальных течениях типа Гольфстрима или Куроисио.

Фронтальные вихри Гольфстрима (ринги) рождаются при отсечении меандров от основной струи течения. Сами меандры возникают в процессе развития неустойчивых волнообразных движений, существующих в основной струе Гольфстрима и характеризующихся длиной волны в 300–400 км и фазовой скоростью порядка 6–10 см/с. Меандры, отколовшиеся от основного течения, превращаются в теплые антициклонические или холодные циклонические вихри, располагающиеся соответственно слева и справа от основной струи. Пример трансформации циклонического меандра в синоптический вихрь приведен на рис. 2.5. Скорость поверхностного течения в меандре перед его отрывом от течения может достигать нескольких метров в секунду.

Фронтальный синоптический вихрь, отделившись от течения, может вести сепаратное, независимое существование на протяже-

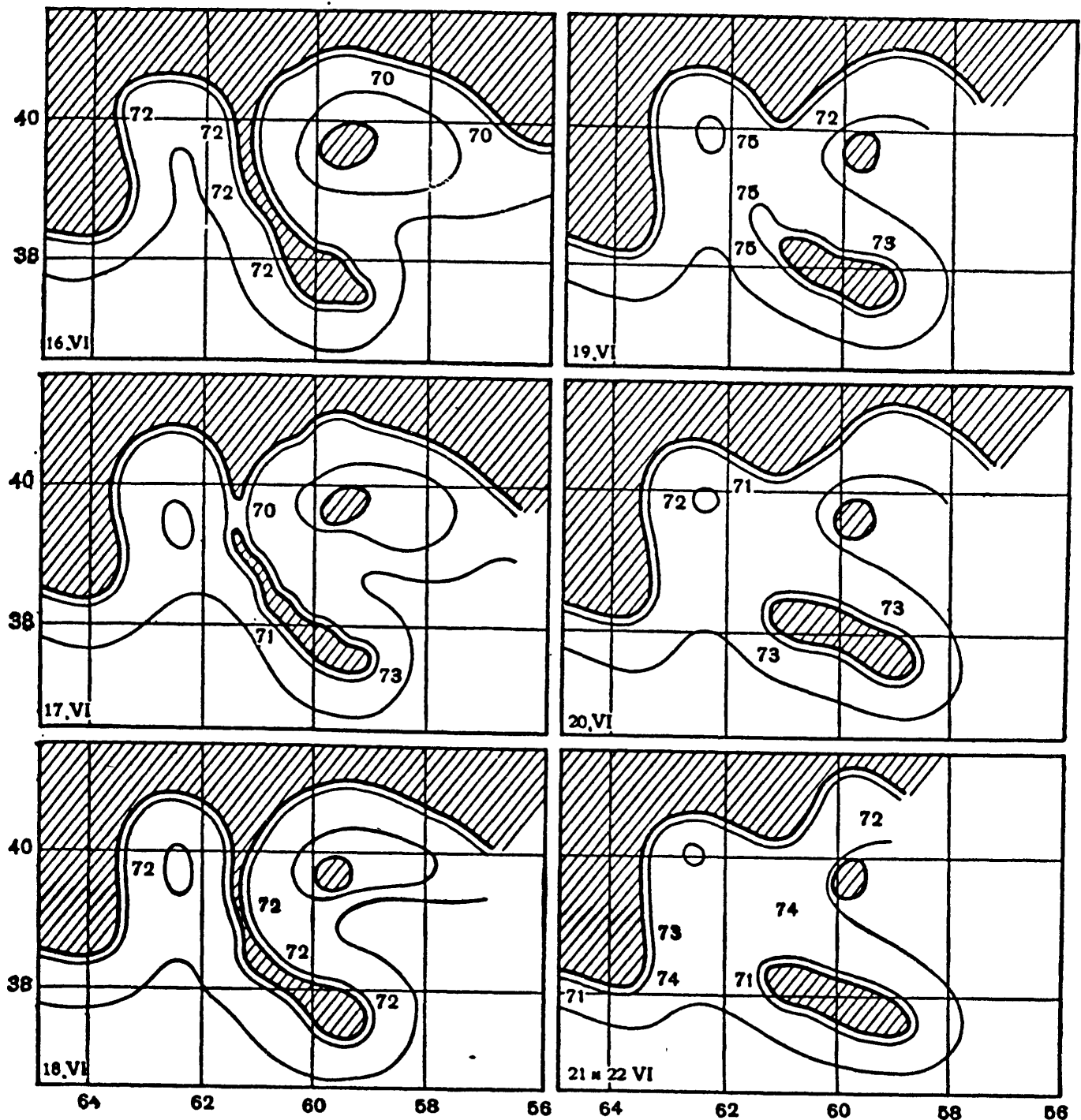


Рис. 2.5. Распределение температуры ($^{\circ}\text{F}$) на глубине 200 м в районе Гольфстрима с 16 по 22 июня 1950 г. Заштрихованы области с температурой менее 65°F (18°C) (Океанология. Физика моря, 1978)

нии нескольких лет, покрыв при этом в океане огромные расстояния (рис. 2.6).

Часть циклонов Гольфстрима, не успев затухнуть, поглощается Флоридским течением, а часть — очень медленно угасает в океане. Со временем диаметр вихря уменьшается, убывает его кинетическая и доступная потенциальная энергия. Наблюдения и расчеты показали, что основной запас доступной потенциальной энергии циклонов Гольфстрима содержится в области главного термоклина и примерно в 10 раз превышает их полную кинетическую энергию. Для антициклонов Гольфстрима это соотношение еще больше: их

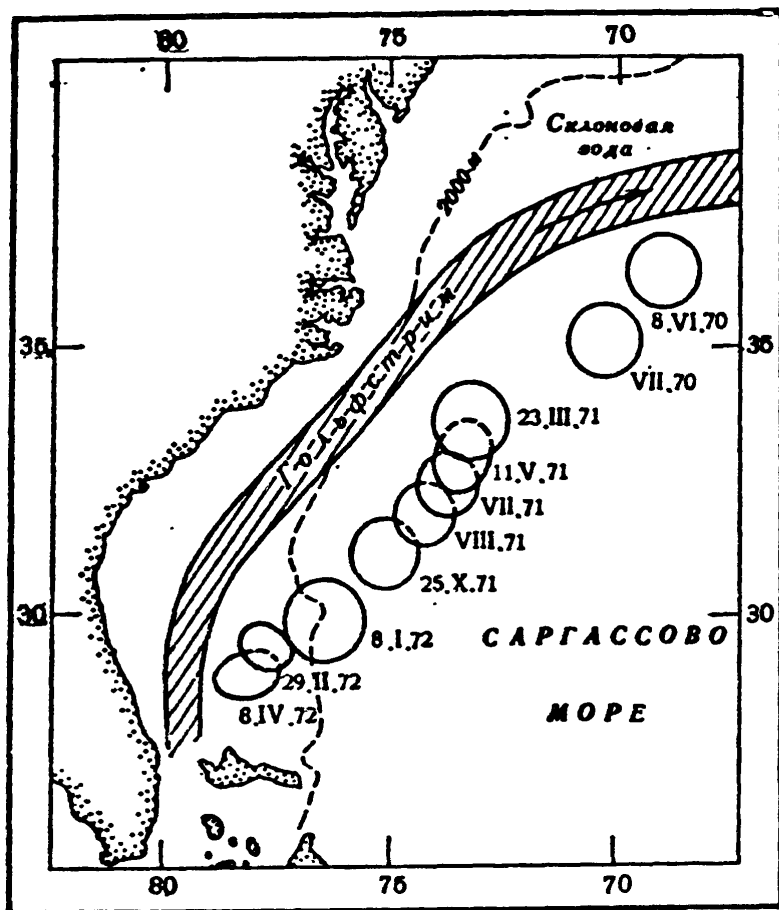


Рис. 2.6. Перемещение одного из циклонов Гольфстрима с июня 1970 по апрель 1972 г. (Океанология. Физика моря, 1978)

доступная потенциальная энергия может превышать кинетическую энергию в 30 раз.

Фронтальные синоптические вихри — вихри одиночные, расстояния между ними во много раз превосходят их собственные размеры.

Фронтальные вихри обнаруживаются на поверхности океана благодаря контрасту между температурой и соленостью внутри вихря и вне его в окружающих водных массах. Скорость вращения частиц жидкости в вихре очень велика и в верхнем слое океана может достигать нескольких метров в секунду. Такие скорости

вращения воды в вихре определяют высокий уровень его кинетической энергии. Знак вращения вихря с глубиной не меняется.

Фронтальные вихри существуют и путешествуют по океану, почти не разрушаясь, на протяжении нескольких лет. Вихри представляют собой как бы ловушки, практически не обменивающиеся энергией с окружающими их водными массами.

Из внешних факторов, оказывающих влияние на эволюцию вихря, следует выделить испарение с поверхности океана, что может заметно сказываться на термохалинной структуре синоптических вихрей.

Синоптические вихри открытого океана исследованы значительно меньше, нежели фронтальные вихри. Установлено, что такие вихри расположены в глубинах океана, имеют достаточно устойчивые размеры (порядка 100 км) и перемещаются со средней скоростью в несколько сантиметров в секунду. Однако механизм возникновения синоптических вихрей открытого океана и их эволюция до настоящего времени неизвестны и требуют изучения.

Хорошо всем известные волны на поверхности морей, океанов и пресных водоемов образуются главным образом под действием силы тяжести. Такие волны называются гравитационными. Пусть на поверхность жидкости, находящейся первоначально в состоянии равновесия, в течение малого промежутка времени $\Delta\tau$ действует добавочное давление p , являющееся функцией координат. Это давление выведет жидкость из состояния равновесия. Если вода — идеальная, несжимаемая однородная жидкость, то значение вектора скорости \mathbf{v} , возникающей в жидкости под действием давления p , можно найти, интегрируя уравнения Эйлера:

$$\int_0^{\Delta\tau} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} dt = - \int_0^{\Delta\tau} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} dt + \int_0^{\Delta\tau} \mathbf{g} dt - \frac{1}{\rho} \text{grad} \int_0^{\Delta\tau} p dt. \quad (2.12)$$

Если добавочное значение p достаточно велико, то, несмотря на малость временного интервала $\Delta\tau$, интеграл $\int_0^{\Delta\tau} p dt = J$ будет конечен. Остальными членами, стоящими в правой части уравнения (2.12), в силу малости величины $\Delta\tau$ можно в этом случае пренебречь. Тогда из уравнения (2.12) с учетом равенства нулю скорости \mathbf{v} в начальный момент времени можно записать

$$\mathbf{v} = - \frac{1}{\rho} \text{grad} J = - \text{grad} \left(\frac{J}{\rho} \right), \quad (2.13)$$

т.е. скорость может быть выражена как градиент некоторой функции $\Phi = J/\rho$, которая, следовательно, является потенциалом скорости. Такое движение называется безвихревым. Возникшее движение будет оставаться безвихревым и далее, поскольку оно будет развиваться под действием силы тяжести; являющейся также потенциальной.

Существует две основные приближенные теории гравитационных волн: теория волн бесконечно малой амплитуды, которая является линейной, и теория длинных волн. В первом случае считается, что амплитуда волн мала по сравнению с длиной волны, во втором — глубина жидкости считается малой по сравнению с длиной волны.

В теории гравитационных волн бесконечно малой амплитуды при бесконечной глубине жидкости потенциал скорости имеет вид

$$\Phi(x, z, t) = C_1 e^{-kz} \sin(kx - \omega t) \quad (2.14)$$

(положительное направление оси z — вниз); $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, ω — ее частота. С учетом выражения (2.14) можно показать, что для волн бесконечно малой амплитуды в случае бесконечно глубокого моря справедливо дисперсионное соотношение вида

$$\omega^2 = gk, \quad (2.15)$$

хорошо подтверждающееся на материалах натуральных наблюдений. Это соотношение позволяет определять длину λ и фазовую скорость c волны по ее частоте ω или периоду $T = 2\pi/\omega$:

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} = \frac{g \cdot 2\pi}{\omega^2}; \quad c = \frac{gT}{2\pi} = \frac{g}{\omega} = \frac{\omega}{k}. \quad (2.16)$$

Ясно, что фазовая скорость волны c есть не что иное, как скорость движения ее формы. Используя дисперсионное соотношение (2.15), можно записать горизонтальную u и вертикальную w составляющие скорости движения частиц жидкости в волне в виде

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{gake^{-kz}}{\omega} \cos(kx - \omega t) = a\omega e^{-kz} \cos(kx - \omega t), \\ w &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{gake^{-kz}}{\omega} \sin(kx - \omega t) = a\omega e^{-kz} \sin(kx - \omega t). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Отсюда следует, что составляющие скорости u и w равны друг другу, убывают с глубиной по экспоненциальному закону и фазы их противоположны. Легко показать, что траекториями частиц, которые совершают волновое движение, являются окружности и радиус их экспоненциально убывает с глубиной. При этом затухание волн с глубиной происходит избирательно: короткие волны затухают быстрее, чем длинные. Это явление получило название гидродинамической фильтрации.

В случае, когда гравитационные волны бесконечно малой амплитуды распространяются в жидкости конечной глубины H , дисперсионное соотношение для них имеет вид

$$k \operatorname{sh} kH = \frac{\omega^2}{g} \operatorname{ch} kH \quad (2.18)$$

и параметры волн определяются следующими формулами:

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi H}{\lambda}, \quad c = \frac{gT}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi H}{\lambda}. \quad (2.19)$$

Выражения (2.19) при $H/\lambda \gg 1$ и $\text{th}(2\pi H/\lambda) \approx 1$ переходят в формулы (2.16).

Если же глубина жидкости мала по сравнению с длиной волны ($H/\lambda \ll 1$ и $\text{th}(2\pi H/\lambda) \approx 2\pi H/\lambda$), то фазовая скорость волн будет зависеть только от глубины жидкости:

$$c = (gH)^{0,5}. \quad (2.20)$$

Такая ситуация имеет место при распространении приливных волн в морях и океанах. В этом случае траектории движения частиц жидкости становятся эллиптическими и вертикальная ось эллипса затухает с глубиной быстрее, чем горизонтальная. При этом у дна частицы воды движутся уже только в горизонтальном направлении.

Воздействие волн на берега, на гидросооружения и плавсредства определяется их энергией. Поэтому энергия волн является одной из важнейших характеристик волнения не только с чисто познавательной точки зрения, но и с точки зрения решения прикладных задач. Полная энергия поверхностных волн складывается из кинетической и потенциальной. При этом кинетическая энергия обусловлена движением частиц жидкости, участвующих в волновом процессе, а потенциальная энергия определяется отклонением этих частиц от положения равновесия, т.е. от уровня невозмущенной водной поверхности. Можно показать, что кинетическая и потенциальная энергии волны равны друг другу и определяются только параметрами волн:

$$E_k = E_p = \frac{\rho g a^2 \lambda}{4}, \quad (2.21)$$

где a — амплитуда волны.

Следовательно, полная энергия имеет вид

$$E = \frac{\rho g a^2 \lambda}{2} = \frac{1}{8} \rho g h^2 \lambda \quad (2.22)$$

($h = 2a$ — высота волны), т.е. пропорциональна квадрату высоты волны и ее длине.

КАПИЛЛЯРНЫЕ ВОЛНЫ

В образовании поверхностных волн помимо силы тяжести определенную роль играет и сила поверхностного натяжения. При этом роль поверхностного натяжения тем больше, чем меньше длина волны, и для волн с $\lambda < 0,2$ см силы поверхностного натяжения являются доминирующими. Такие волны называются капиллярными. Ес-

ли длина волны больше 0,2 см, но не превышает 20 см, то гравитационные и поверхностные силы для них имеют один и тот же порядок и волны этого диапазона длин называются гравитационно-капиллярными. Волны с $\lambda > 20$ см относятся к гравитационным, силы поверхностного натяжения для них несущественны. Хорошо всем известная рябь, образующаяся на поверхности водоемов при слабом ветре, является примером капиллярных и гравитационно-капиллярных волн.

Для гравитационно-капиллярных волн дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega^2 = \left(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho} \right) \text{th } kH, \quad (2.23)$$

и фазовая скорость их может быть выражена следующим образом:

$$c = \frac{\omega}{k} = \left[\left(\frac{g}{k} + \frac{\sigma k}{\rho} \right) \text{th } kH \right]^{0,5} = \left(\frac{g}{\omega} + \frac{\sigma k^2}{\rho \omega} \right) \text{th } kH, \quad (2.24)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Сравнив выражения (2.24) и (2.19), видим, что первое слагаемое в (2.24) чисто гравитационное. Следовательно, второе слагаемое в этом выражении относится к чисто капиллярным волнам. Из соотношения (2.24) видно, что зависимость фазовой скорости гравитационных и капиллярных волн от длины волны противоположна: если для гравитационных волн фазовая скорость растет с ростом λ , то для капиллярных — уменьшается. Таким образом, функция $c(\lambda)$ для гравитационно-капиллярных волн имеет минимум, который находится из условия $dc/d\lambda = 0$. Из выражения (2.24) следует также, что характеристики линейных гравитационно-капиллярных волн являются аддитивными функциями силы тяжести и силы поверхностного натяжения. Следовательно, и энергия гравитационно-капиллярных волн может быть записана в виде суммы: $E^{\Gamma-K} = E^{\Gamma} + E^K$, где E^{Γ} определяется силой тяжести, а E^K — силами поверхностного натяжения.

Полная энергия гравитационно-капиллярных волн имеет вид

$$E^{\Gamma-K} = \frac{h^2}{8} (g\rho + \sigma k^2). \quad (2.25)$$

Для чисто капиллярных волн, т.е. для волн с $\lambda < 0,2$ см, действием силы тяжести по сравнению с силами поверхностного натяжения можно пренебречь, и для параметров капиллярных волн будут справедливы следующие соотношения:

$$\omega^2 = \frac{\sigma k^3}{\rho} \text{th } kH, \quad c = \left(\frac{\sigma k}{\rho} \text{th } kH \right)^{0,5}, \quad E = \frac{\sigma k^2 h^2}{8}. \quad (2.26)$$

Как правило, на поверхности водоемов одновременно присутствуют волны разных периодов, характеризующиеся разными фазовыми скоростями. Рассмотрим наиболее простой случай, когда на поверхности воды присутствуют две системы синусоидальных волн:

$$\xi_1 = a \cos(k_1 x - \omega_1 t) \text{ и } \xi_2 = a \cos(k_2 x - \omega_2 t) \quad (2.27)$$

(ξ — возмущение водной поверхности), распространяющиеся в одном и том же направлении и имеющие одинаковые амплитуды a , но разные фазовые скорости $c_1 = g/\omega_1$ и $c_2 = g/\omega_2$. Предположим, что частоты ω_1 и ω_2 мало отличаются друг от друга. Из теории колебаний известно, что сложение колебаний с близкими частотами приводит к биениям. В случае волн на поверхности раздела вода—воздух эти биения идентифицируются как группы волн, или волновые пакеты (рис. 2.7). Отдельные группы волн состоят из волн переменной амплитуды, в промежутках между группами волн свободная поверхность жидкости почти не возмущена.

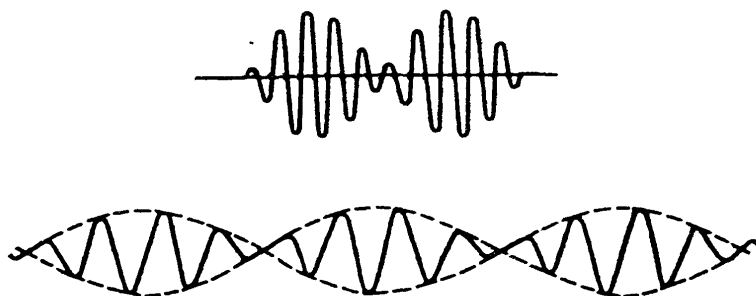


Рис. 2.7. Схематическое изображение групп волн, или волновых пакетов

Групповая скорость, т.е. скорость распространения групп волн, отлична от фазовой скорости отдельных волн и может быть записана в виде

$$c_{\text{гр}} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \approx \frac{d\omega}{dk} \quad (2.28)$$

Поскольку $\omega = ck$ (см. (2.16)), выражение для групповой скорости можно получить в следующем виде:

$$c_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk} = c + k \frac{dc}{dk} = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda} \quad (2.29)$$

Следовательно, групповая скорость может быть как больше, так и меньше фазовой скорости волн, что зависит от знака $dc/d\lambda$. Если $dc/d\lambda > 0$, то групповая скорость меньше фазовой. Такие ситуации реализуются для гравитационных волн на глубокой воде. В этом случае справедливо соотношение $\omega^2 = gk$ и групповая скорость волн равна

$$c_{гр} = \frac{d(gk)^{0,5}}{dk} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{1}{2} \frac{g}{\omega} = \frac{c}{2},$$

т.е. в два раза меньше фазовой скорости. Если в таких условиях смотреть на водоем сверху, например с моста, то группы волн воспринимаются как катящиеся пологие холмы, по поверхности которых бегут более короткие волны.

Если $dc/d\lambda = 0$, то фазовая и групповая скорости равны, что имеет место для длинных волн на мелкой воде.

Если же $dc/d\lambda < 0$, то групповая скорость превышает фазовую. Это соотношение хорошо выполняется для капиллярных волн.

В проблеме взаимодействия ветровых волн с воздушным потоком волновые пакеты, или группы волн, играют особую роль. Эксперименты и натурные наблюдения показывают, что на частоте групп волн осуществляется основная передача энергии от ветрового потока к волнам. Следует также отметить, что группы волн непосредственно связаны с переносом энергии волн, который осуществляется со скоростью групп волн. Однако значение групп волн в процессе ветроволнового взаимодействия все еще мало исследовано. Эта проблема является одной из наиболее интересных и перспективных в настоящее время.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Реальные волны на поверхности водоемов, как правило, имеют конечную амплитуду. Основы теории таких волн были разработаны Стоксом в середине XIX в.

Из гидродинамики известно, что если в начальный момент времени движение однородной идеальной жидкости, возникшее под действием потенциальных сил, является потенциальным, то оно останется таким далее. Именно из этого положения и исходил Стокс в своей теории. Он показал, что потенциальные волны конечной амплитуды имеют профиль, отличающийся от синусоиды. Форма таких волн симметрична относительно вертикалей, проведенных через гребень или подошву волны, но асимметрична от-

носителем уровня невозмущенной поверхности. Если длина волны не меняется, а высота ее растет, то гребень потенциальной волны конечной амплитуды будет становиться все более острым и форма волны достигнет предельного профиля с крутизной, т.е. отношением высоты волны к ее длине, равной 0,142, что близко к значению предельной крутизны волн, наблюдаемому в природе. Профиль волн Стокса близок к трохоидальному профилю (рис. 2.8), полученному Герстнером для волн конечной амплитуды еще в самом начале XIX в. и хорошо оправдывающемуся для волн зыби, т.е. волн, оставшихся после прекращения действия ветра.

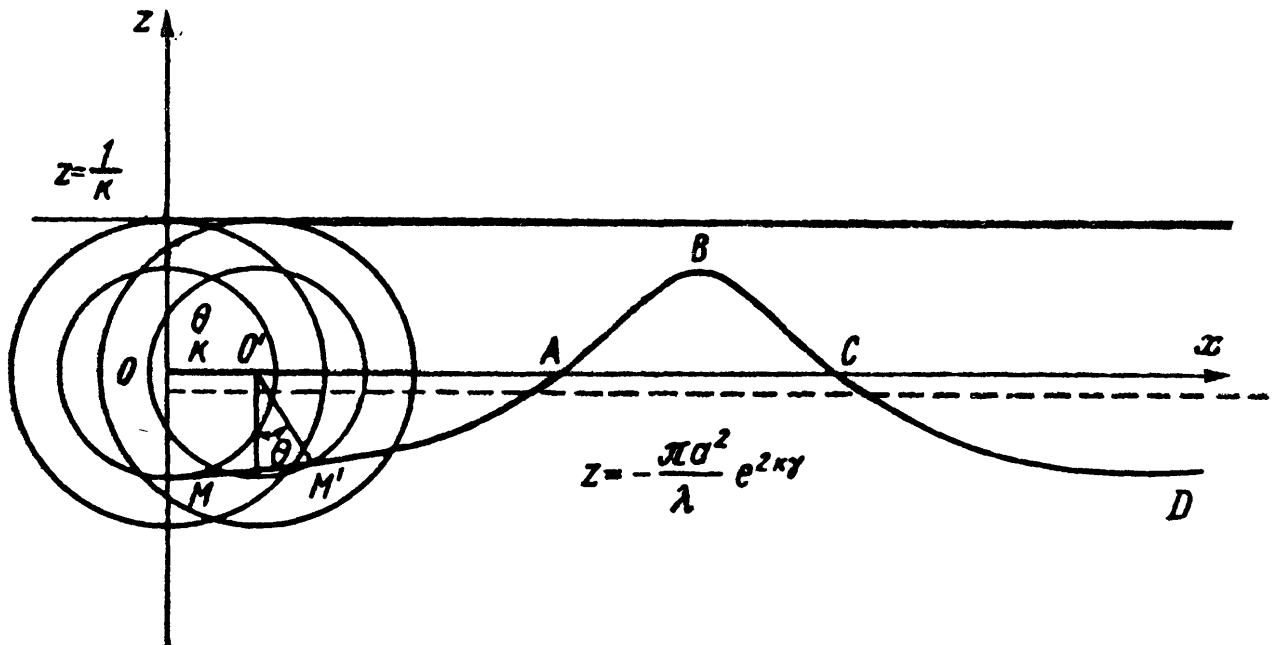


Рис. 2.8. Волна трохоидального профиля: сплошная прямая линия — положение невозмущенного уровня воды, пунктир — геометрическое место центров круговых орбит поверхностных частиц воды

Траектории движения частиц в потенциальной волне конечной амплитуды незамкнуты. Стокс показал, что причиной этого является наличие волнового течения, скорость которого невелика и быстро уменьшается с глубиной. Перенос жидкости, возникающий благодаря такому течению, получил название стоковского переноса.

Полная энергия потенциальных волн конечной амплитуды имеет вид

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} \rho g a^2 \lambda \left[1 + \frac{5}{8} a^2 k^2 \right]. \quad (2.30)$$

Из выражения (2.30) видно, что кинетическая энергия таких волн больше потенциальной.

Как уже отмечалось, рассмотренные выше теории неплохо описывают волны зыби. Однако на поверхности моря обычно одновременно реализуются волны различной формы и размеров, распростра-

ющиеся к тому же в различных направлениях. Регулярные волны типа зыби являются исключением. В основном же морскому волнению присуща хаотичность. Это обстоятельство позволило подойти к описанию волн на поверхности водоемов как к описанию случайного процесса, используя методы теории вероятности и математической статистики.

ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА ВОЛНЫ

Все рассмотренные выше волновые движения осуществляются в идеальной жидкости. При рассмотрении же волнения на поверхности реальных водоемов нельзя пренебрегать ролью вязкости.

Вязкость, или внутреннее трение, в жидкости необратимо переводит часть механической энергии волн в тепло. Если диссипация энергии волн за счет вязкости компенсируется притоком энергии от внешних источников, то волны на поверхности водоема могут существовать не затухая. Если же потери энергии на внутреннее трение не будут компенсироваться извне, то волнение будет затухать во времени. Вязкая диссипация энергии волн прямо пропорциональна величине вязкости и квадрату крутизны волн. Следовательно, короткие волны затухают быстрее длинных. Так, энергия капиллярной волны длиной в 1 см уменьшается в e раз за время четырех периодов. В то же время для аналогичного уменьшения энергии гравитационной волны длиной в 1 м необходимо время, составляющее 8000 периодов волны.

В мелком водоеме на режим волнения кроме внутреннего трения влияет также трение о дно. Нельзя не учитывать и влияние трения на границе раздела вода-воздух. Поверхностная диссипация энергии волн значительно увеличивается при наличии на воде поверхностно-активных пленок. Этим объясняется давно известный факт гашения волн с помощью масла, вылитого на морскую поверхность.

На диссипацию волновой энергии помимо вязкости оказывают влияние и такие факторы, как обрушение волн предельной крутизны, взаимодействие волн со спутными и противотечениями, а также нелинейные взаимодействия волн между собой.

ГЕНЕРАЦИЯ И РАЗВИТИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Для понимания механизма возникновения и эволюции ветровых волн большой интерес представляет исследование процесса ветро-

волнового взаимодействия. Первыми зарождение и развитие волн под действием ветра с физической точки зрения попытались объяснить братья Вебер (1925). Согласно их представлениям, ветер ударяет о поверхность воды под некоторым углом. Продольная и вертикальная составляющие силы воздействия ветра на водную поверхность приводят к образованию на ней неровностей и вызывают движение частиц воды в направлении ветра. При этом воздействие ветра на передний и задний склоны таких неровностей будет различным. Наветренный склон как бы экранирует противоположный (подветренный) склон от влияния ветра.

Идея о различном воздействии ветра на наветренный и подветренный склоны неровностей водной поверхности развивалась также Кельвином (1891), Джеффрисом (1925), Шулейкиным (1968). Кельвином было дано теоретическое решение процесса зарождения волн на границе раздела двух идеальных тяжелых жидкостей, имеющих различные плотности и движущихся относительно друг друга. Рассматривалась задача об устойчивости такого движения. Если на поверхности раздела жидкостей появлялось возмущение, амплитуда которого начинала расти, то Кельвин трактовал это как зарождение волн. При рассмотрении в качестве жидкостей воздуха и воды теория Кельвина позволяла получить критические значения скорости ветра, при которой происходило зарождение волн, и длину возникающей волны. Однако оценки Кельвина не согласовывались с данными наблюдений. Это расхождение сам он объяснил неучетом влияния вязкости и неодинаковости воздействия ветра на наветренный и подветренный склоны возмущения водной поверхности. Эти факторы были учтены в теории Джеффриса, который рассмотрел случай вязкой жидкости и сформулировал гипотезу “экранирования”. Согласно результатам Джеффриса, максимум давления ветра совпадает с наветренным склоном, а минимум — с подветренным, т.е. смещен на $\pi/2$ относительно профиля волны.

Сила воздействия ветра на волну может быть разложена на две составляющие (рис. 2.9): нормальную к профилю волны (давление) и касательную к нему (сила трения). Выражение для мощности, передаваемой волне ветром посредством нормального давления, было получено В.В. Шулейкиным:

$$W_a = \bar{\chi} \rho_a (V_a - c)^2 \frac{h}{T}; \quad (2.31)$$

здесь V_a — скорость ветра, c — фазовая скорость волны, параметр χ является функцией крутизны волны. Энергия, передаваемая волнам

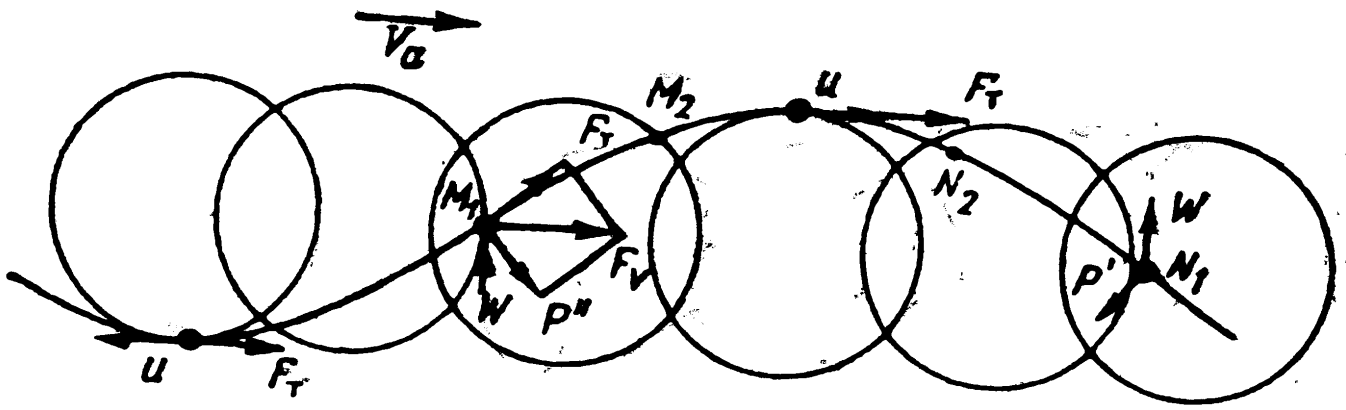


Рис. 2.9. Схема воздействия ветра на частицы воды в различных фазах их движения по круговым орбитам

ветровым потоком посредством касательного напряжения, как показали работы последних лет, много меньше энергии, обусловленной пульсациями давления.

Основой для расчета развития и затухания ветровых волн является баланс энергии при волнении:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = W_a - W_\mu - \frac{\partial}{\partial x} (c_{гр} E), \quad (2.32)$$

где E — волновая энергия в бесконечно глубоком вертикальном столбе воды с единичным сечением, W_a — мощность, которая передается ветром единице поверхности жидкости, W_μ — энергия, переходящая за единицу времени в другие виды энергии, $c_{гр}$ — групповая скорость, x — координата в направлении распространения волн.

Использование выражения (2.32) требует знания отдельных его составляющих. Впервые такие оценки экспериментально были выполнены В.В. Шулейкиным в созданном им уникальном штормовом бассейне (рис. 2.10). Штормовой бассейн представляет собой кольцевой канал с внешним и внутренним радиусами, равными 40 и 38 м соответственно, и высотой 5,6 м. Для создания ветрового потока используется система центробежных вентиляторов, установленных на крыше.

Благодаря кольцевой форме возникающие в бассейне волны не имеют начала и конца и достигают предельных параметров установившегося волнения, характерных для данной скорости ветра и глубины воды. Если вентиляторы отключить, то волны начинают затухать. Таким образом, установка позволяет исследовать не только процесс нарастания волн под действием ветра, но и их затухание. Примеры зависимости роста волны от времени при различных скоростях ветра, полученные в штормовом бассейне, пред-

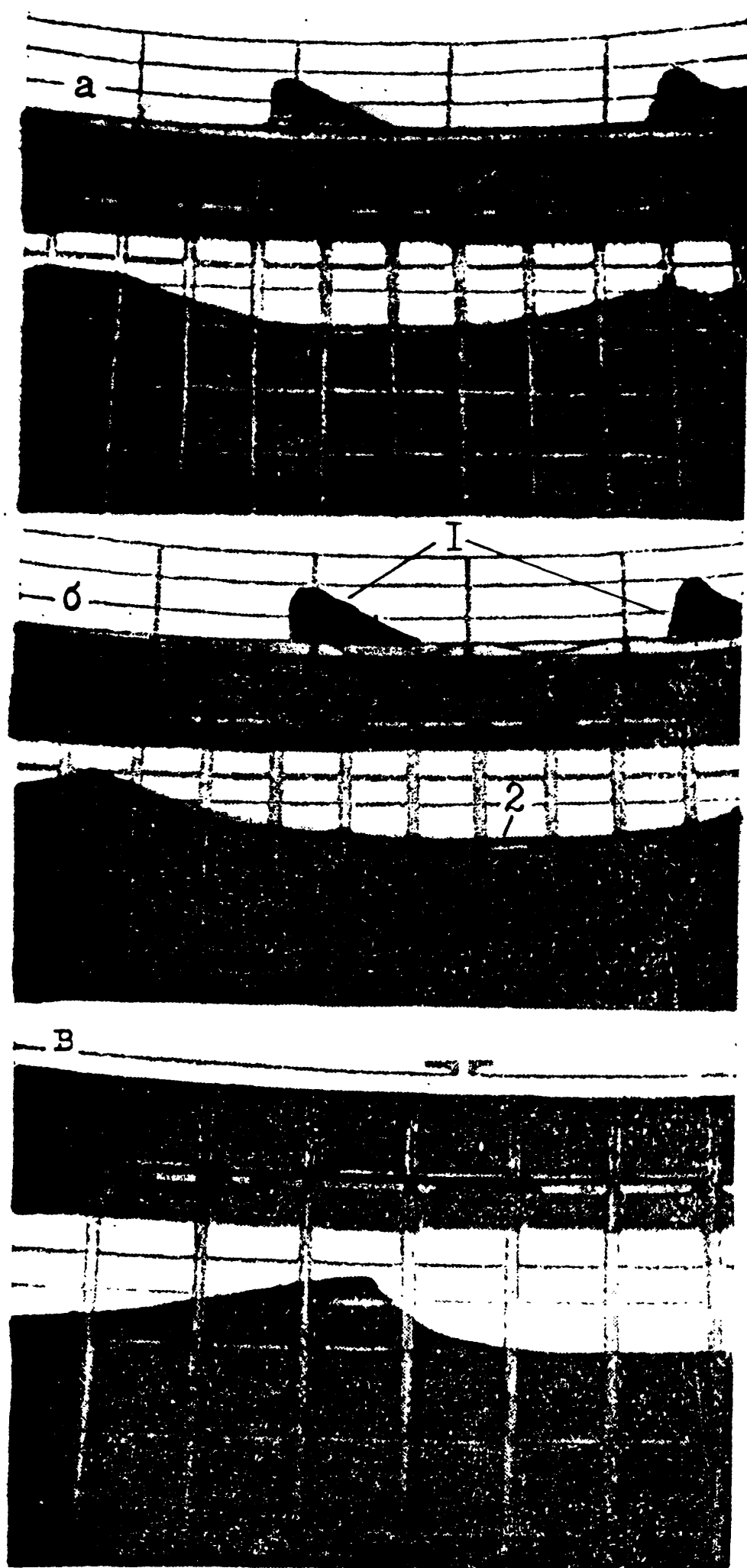


Рис. 2.10. Фотографии зыби (а), ветровой волны (б) и волны перед разрушением (в) в штормовом бассейне: 1 — вентиляторы на крыше бассейна, 2 — волна

ставлены на рис. 2.11. По нарастающей ветви приведенных кривых можно оценить величину dE/dt , а по нисходящим ветвям — мощность, которую теряют волны из-за трения воды о стенки и дно канала. Определив эти величины из эксперимента, можно по уравнению (2.32) рассчитать и величину W_a . При этом следует иметь в виду, что для кольцевого канала член $\partial/\partial x (c_{гр} E)$ равен нулю.

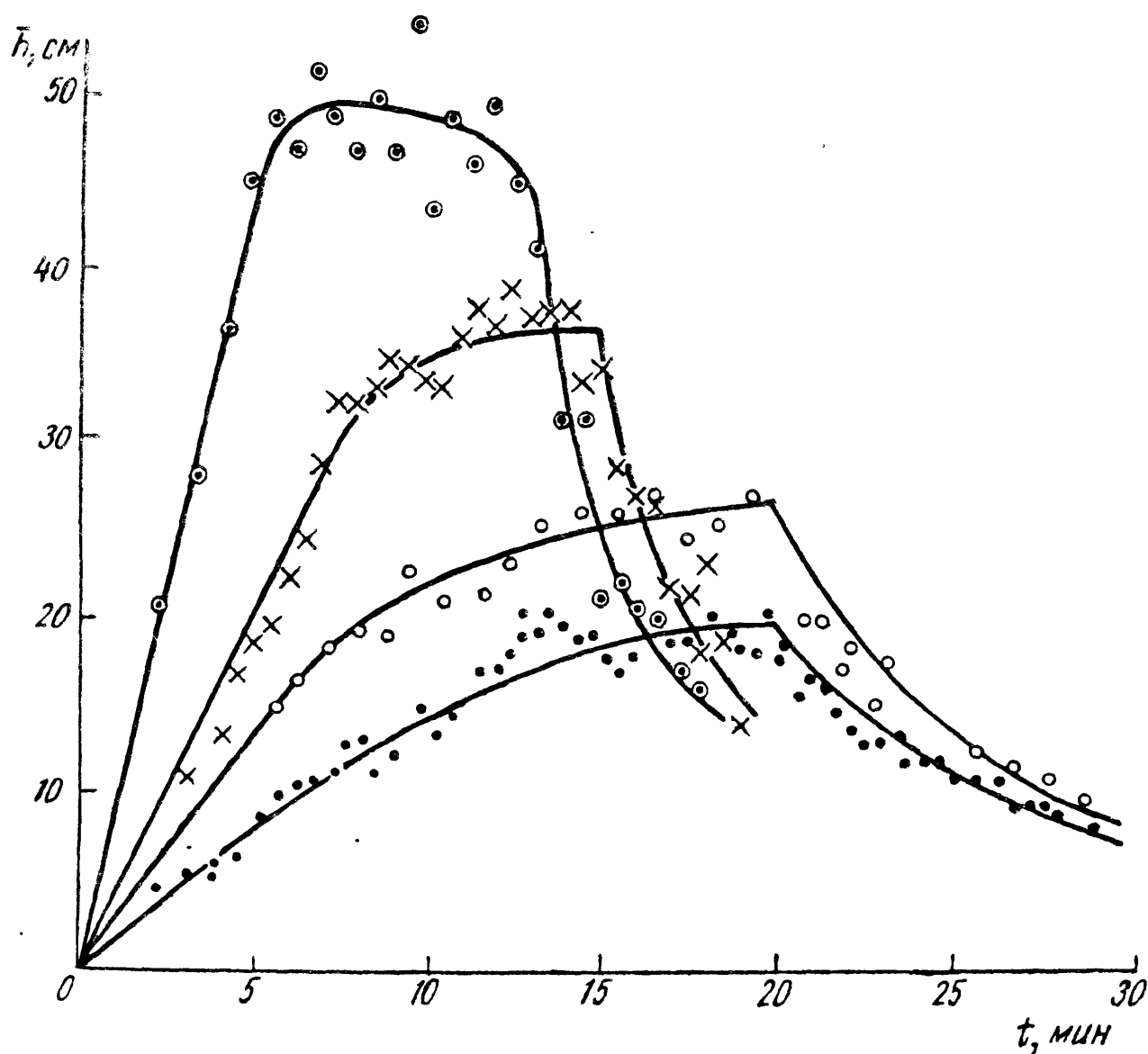


Рис. 2.11. Развитие и затухание волн в штормовом бассейне при различных ветровых режимах

Возникновение волн на поверхности жидкости под действием пульсаций давления в ветровом потоке рассмотрел Филлипс (1980). Пульсации давления в приводном слое воздуха, изменяющиеся по гармоническому закону, вызывают на поверхности воды гармонические волны той же частоты. Эксперименты показали, что если в ветровом потоке, распространяющемся над водой, существует спектр пульсаций давления, то на поверхности жидкости возникает

спектр волн, максимальная амплитуда которого будет определяться точкой экстремума выражения

$$\rho \omega^2 \exp \left[-\frac{\omega^2 b}{g} \right]. \quad (2.33)$$

Здесь ρ — интегральное давление, приложенное к воде, ω — частоты в спектре волнения, b — постоянная, характеризующая размер неоднородностей водной поверхности и имеющая размерность длины. Из сказанного вытекает, что максимумы в спектре давления и в спектре волн, возникающих на поверхности под действием пульсаций давления в воздухе, могут не совпадать, что и подтверждается экспериментами.

Механизм зарождения волн Филлипса представляет собой резонансный механизм зарождения волн под действием турбулентных пульсаций давления в воздухе. При этом теория Филлипса не учитывает обратной связи, возникающей в системе ветер-волны, полагая, что генерированные пульсациями волны малы и не возмущают ветровой поток.

Модель, учитывающая воздействие волн на ветровой поток, была развита Майлсом, который предположил, что волны взаимодействуют с возмущенным ими воздушным течением. Согласно последним данным, часть напряжения трения в приводном слое воздуха над взволнованной водной поверхностью, индуцированная волнами, составляет 0,2 от полного значения этой величины. Майлсом введено понятие критического слоя, верхняя граница которого определяется уровнем, где скорость ветра совпадает с фазовой скоростью волн. Это так называемый слой совпадения. Согласно Майлсу, профиль скорости ветра в слое совпадения определяет величину потока импульса и энергии к волнам и, следовательно, скорость их роста. Как показал анализ экспериментальных данных, механизм Майлса эффективен только в ограниченном интервале фазовых скоростей волн.

На основании представлений, развитых Филлипсом и Майлсом, можно составить следующую картину развития ветрового волнения. Волны на поверхности жидкости зарождаются под действием пульсаций давления в ветровом потоке в результате резонансного механизма. Возникшие на поверхности жидкости волны сначала развиваются сравнительно медленно и спектр их растет линейно с течением времени. Со временем линейная стадия роста спектра волн переходит в экспоненциальную. Причем скорость роста составляющих спектра волн не одинакова: быстрее растут высокочастотные

составляющие, которые первыми и достигают насыщения (предельных размеров).

Несмотря на целый ряд ограничений, лежащих в основе модели Филлипса–Майлса, эта теория оказалась работоспособной и перспективной, о чем свидетельствует большое количество работ, посвященных ее усовершенствованию. Вместе с тем теория ветроволнового взаимодействия все еще далека от своего завершения.

Помимо механизмов, рассмотренных Филлипсом и Майлсом, в природе действует ряд факторов, которые влияют на изменение поля ветровых волн. Метод учета различных факторов ветроволнового взаимодействия путем введения в правую часть баланса волновой

энергии функции источника в виде $Q = \sum_{i=1}^n Q_i$ предложил Хассельман.

При этом Q_1 определяет воздействие ветрового потока на поверхность жидкости, т.е. соответствует механизму Филлипса. Эта функция не зависит от времени и от спектра волнения. Функция Q_2 описывает линейное взаимодействие волн с воздушным потоком и соответствует механизму Майлса. Функция Q_3 учитывает диссипацию волновой энергии, обусловленную молекулярной и турбулентной вязкостью воды. Q_4 — нелинейная передача энергии между отдельными спектральными составляющими волнения. Эта функция ответственна только за перераспределение энергии по частотам волнения. Остальные Q_i описывают нелинейное взаимодействие в системе ветер–волны, взаимодействие волн с течениями, процессы обрушения волн, влияние поля плотности на спектр волнения. Все эти вопросы требуют дальнейшего изучения и постановки лабораторных и натуральных экспериментов. При этом следует иметь в виду, что в лабораторных условиях правомерно исследовать только генерацию и начальную стадию развития ветровых волн. Изучение же стадии развивающегося и развитого ветрового волнения требует проведения натуральных исследований.

ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ

Слоистое строение водных масс природных водоемов, о котором упоминалось выше, служит причиной возникновения внутренних волн. Внутренние волны появляются только в устойчиво стратифицированной среде при выводе частиц жидкости из положения равновесия. Такие частицы под действием силы тяжести и силы Архимеда будут совершать колебательные движения вокруг положения равновесия. Распространяясь, эти колебания и создают внутренние волны. Очень широк диапазон параметров внутренних волн: период их изме-

няется от нескольких минут до нескольких суток, высота может достигать 100 м, а длина — 100 км. В то же время внутренние волны могут иметь и сантиметровые размеры. Форма длинных внутренних волн почти синусоидальна. Короткие же внутренние волны часто имеют более сложную форму и распространяются обычно в виде групп или цугов.

Внутренние волны, в отличие от поверхностных, не могут быть зафиксированы самостоятельно. О наличии их в толще вод судят по колебаниям температуры, солености, плотности или скорости (рис. 2.12). Одной из характеристик внутренних волн является частота Брента–Вяйсяля — частота колебаний, которые возникают при небольшом отклонении жидкости от положения равновесия. Частота Брента–Вяйсяля имеет четкий максимум, расположенный в слое скачка плотности, величина которого в среднем составляет $2 \cdot 10^{-2}$ Гц. Поскольку волновые числа внутренних волн малы (в силу большой длины внутренних волн), а высота их, как правило, значительна, влиянием вязкости на затухание внутренних волн обычно пренебрегают. В последнее время была показана возможность обрушения внутренних волн, что должно способствовать турбулизации вод Мирового океана.

Внутренние волны генерируются под влиянием различных факторов. Это могут быть колебания атмосферного давления и ветра, атмосферные фронты, приливообразующие силы, подвижка участков дна, резонансное воздействие поверхностных волн, обтекание стратифицированными течениями неровностей дна и др. Интересно отметить, что колебания атмосферного давления генерируют внутренние волны с помощью механизма, близкого к резонансному механизму Филлипса, описанному выше. Спектры внутренних волн, в отличие от волн поверхностных, не имеют четких пиков. Исключение составляют инерционная и приливная частоты, для которых энергия максимальна и превышает энергию внутренних волн на других частотах. Такой вид спектра свидетельствует о том, что внутренние волны следует рассматривать как статистический ансамбль со случайными фазами и амплитудами.

Внутренние волны, существующие в толще Мирового океана, могут выходить на океаническую поверхность, взаимодействовать с поверхностным волнением и изменять его параметры. На этом основан метод дистанционного наблюдения за внутренними волнами. Для таких исследований используется спутниковая информация.

Велико влияние внутренних волн на процессы, протекающие в водах Мирового океана и связанные с горизонтальным и вертикальным

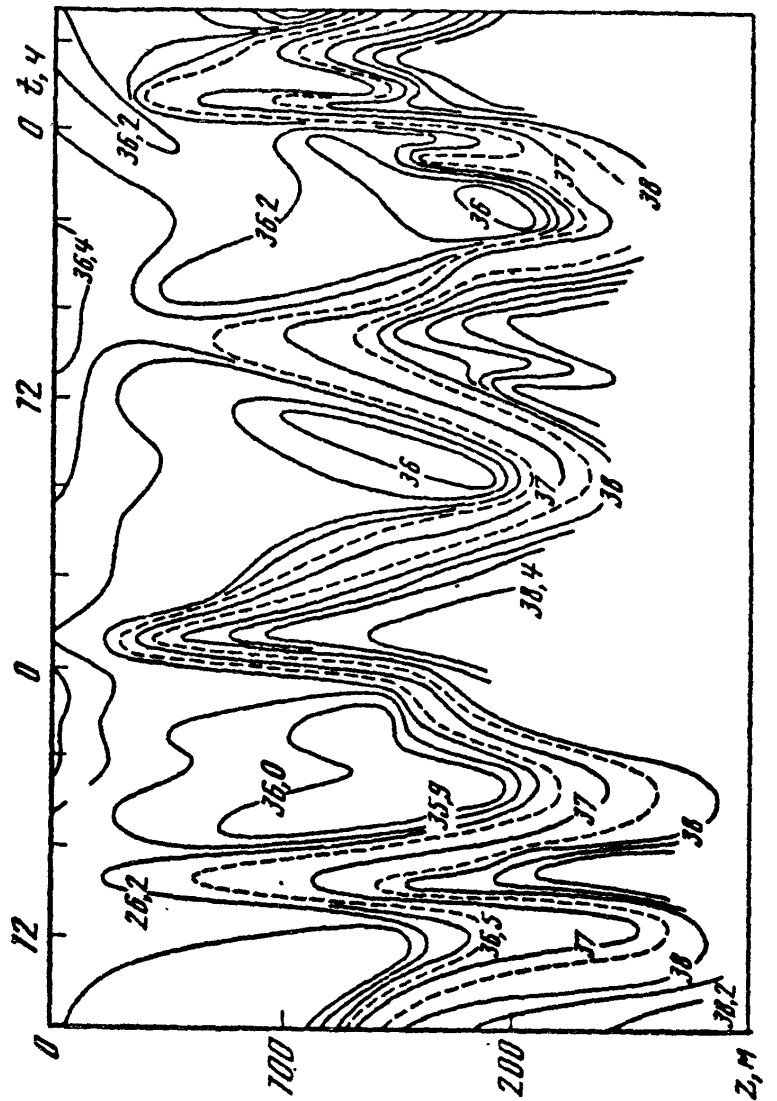
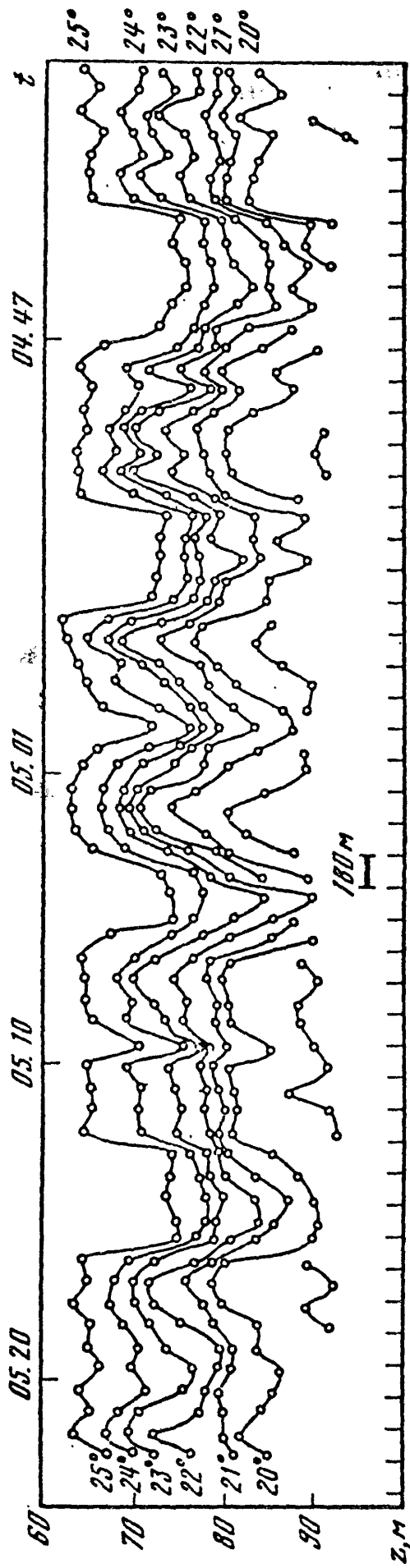


Рис. 2.12. Колебания основных характеристик водных масс, свидетельствующие о наличии внутренних волн: вверху — температура, внизу — соленость (Океанология. Физика моря, 1978)

перемешиванием водных масс. Изучение внутренних волн необходимо для решения целого ряда задач гидрооптики, гидроакустики, гидробиологии.

ДЛИННЫЕ ВОЛНЫ

Длинными называются волны, длина которых много больше глубины водоема, в котором они распространяются. Примерами могут служить приливные волны, наблюдаемые в океанах и окраинных морях, волны цунами, а также ветровые волны и зыбь, распространяющиеся на мелководье. В пресных водоемах это волны паводка. Длинные волны могут быть описаны в рамках линейной теории, если их амплитуда много меньше длины и дисперсия отсутствует. Когда же эти условия не выполняются, необходимо использовать нелинейную теорию. Длинные волны описываются линеаризованной и нелинеаризованной модификациями уравнения, предложенного Картевеном и де Вризом. Решению этого уравнения соответствуют два вида волн — периодические и уединенные.

Уединенная, или одиночная, волна (рис. 2.13) носит также название солитона и представляет собой изолированный водяной холм, распространяющийся с постоянной скоростью без изменения своей формы. К такому типу волн ближе всего волны цунами.

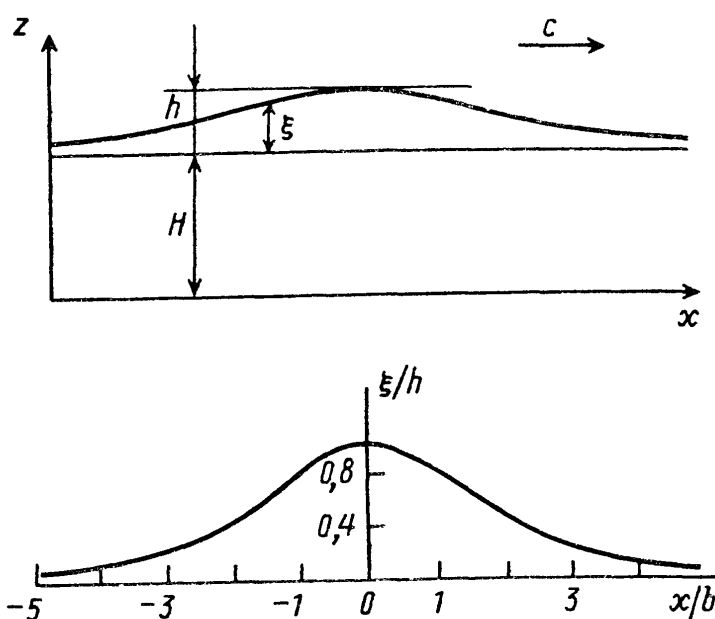


Рис. 2.13. Схематические изображения уединенной, или одиночной, волны

ПРИЛИВЫ

Любая точка земной поверхности испытывает на себе воздействие, с одной стороны, гравитационного поля Земли, Луны и Солнца, а с другой — центробежной силы, возникающей в результате вращения Земли вокруг своей оси. Изменение во времени взаимного расположения Земли, Луны и Солнца отражается на гравитационных силах, которые действуют на любую материальную точку, находящуюся на земной поверхности, и в частности на водные массы Мирового океана. В результате такого воздействия возни-

кают приливные явления. Приливообразующая сила, действующая на водные массы Мирового океана, представляет собой разность сил притяжения в произвольной точке земной поверхности и в центре Земли.

Первая теория приливов была построена в рамках грубых предположений, а именно считалось, что океан сплошь покрывает поверхность Земли, а силы инерции и силы трения при этом не учитывались. Очевидно, что эти предположения не соответствуют действительности. Силы инерции, внутреннее трение, трение о дно и наличие материков в той или иной степени учитываются всеми последующими теориями приливов.

Приливообразующая сила колеблется во времени по сложному закону, и при этом можно четко выделить следующие периоды: полусуточные (наибольшей амплитуды), суточные и полумесячные.

Во время приливов и отливов частицы жидкости проходят в горизонтальном направлении путь, измеряемый километрами, в то же время смещение их по вертикали составляет всего несколько метров. Эта особенность приливных движений позволила разработать теорию приливов, получившую название каналовой. Согласно этой теории, фазовая скорость приливной волны имеет вид $c = (gH)^{0,5}$ (H — глубина моря). Длину приливных волн можно оценить, используя связь $\lambda = cT$. Ниже приведены оценки длины приливной волны для полусуточного прилива:

H , м	10	50	100	500	1000	5000	10 000
c , м/с	9,9	21,0	31,0	70,0	99	210	310
λ , км	444	992	1400	3130	4400	9920	14 000

Следует отметить, что приливные колебания наблюдаются одновременно на всех глубинах. При уменьшении глубины, что имеет место обычно в шельфовой зоне моря, амплитуда и волновое число приливной волны возрастают (рис. 2.14). Этот результат хорошо объясняется каналовой теорией приливов.

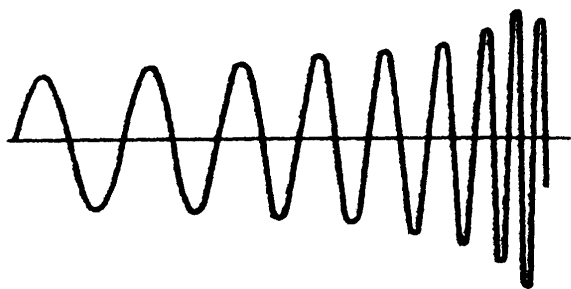


Рис. 2.14. Нарастание ординат и одновременное уменьшение длины волны при входе прилива на длинный участок с непрерывно уменьшающейся глубиной (ширина постоянная)

В своем движении в горизонтальном направлении частицы воды во время приливов и отливов перемещаются с большими скоростями, образуя приливные течения. При этом во время прилива частицы воды движутся от океана к берегу, а во время отлива — наоборот.

Как и всякое крупномасштабное течение, приливное течение подвержено воздействию силы Кориолиса, которое будет тем больше, чем выше широты, в которых наблюдается это явление. Если встать спиной к океану, то в соответствии с действием силы Кориолиса в Северном полушарии максимальный уровень во время прилива будет наблюдаться у правого берега, а во время отлива — у левого.

Прогнозирование прилива в конкретных окраинных морях весьма затруднительно, так как это явление определяется в значительной степени местными факторами, к которым относятся очертания берегов, рельеф дна, формы моря, средняя широта его местоположения. Кроме того, необходимо учитывать силы трения о дно и внутреннее трение между слоями воды.

ЦУНАМИ

Наименее предсказуемым и вместе с тем наиболее опасным типом длинных волн являются цунами. Длины таких волн лежат в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен километров, периоды составляют от 2 до 200 мин, а скорость их распространения в открытом океане достигает 800–1000 км/ч, т.е. сравнима со скоростью реактивного самолета. Вместе с тем, поскольку крутизна таких волн очень мала, в открытом океане их можно даже не заметить. Однако параметры волн цунами резко меняются при подходе к берегу. Здесь высота волн может вырасти до 30–40 м, и вся эта водная масса, обрушиваясь на берег, приносит неисчислимые бедствия и разрушения.

Появление цунами возможно в результате целого ряда причин. Это могут быть подводные землетрясения и извержения вулканов, резкие изменения атмосферного давления и сильные подводные взрывы. Наиболее мощные цунами связаны с очагами землетрясения в тихоокеанской зоне. При этом непосредственной причиной волн цунами являются подвижки океанского дна, т.е. быстрые изменения его формы.

Поскольку в настоящее время практически невозможно ликвидировать естественные причины возникновения волн цунами и нет мер борьбы с ними, то основной задачей защиты становится надежное и своевременное оповещение о цунами-опасности. Получить сведения о приближении волн цунами можно двояким путем. Первый — анализ записей сейсмографов в опасных районах, поскольку сейсмические волны распространяются от очага землетрясения в 30 раз быстрее, чем волны цунами. Второй путь — прямая регистрация этих волн в открытом океане и передача информации на берег. Практи-

чески датчики уровня моря при этом могут быть вынесены на край шельфовой зоны моря, т.е. на глубины порядка 200 м.

Основными методами изучения волн цунами в настоящее время являются методы математического и лабораторного моделирования. Что касается теории волн цунами, то она все еще окончательно не разработана, что обусловлено недостаточностью экспериментальных данных и данных натуральных наблюдений.

СЕЙШИ

Интересным типом волн являются сейши, представляющие собой колебания, подобные стоячим волнам. Сейши характерны для внутренних морей и крупных пресных водоемов. В зависимости от размеров и геометрической формы водоема сейши могут быть как одноузловые, так и многоузловые. Сейшевые колебания наблюдаются в Азовском, Балтийском, Черном, Каспийском морях, на озере Байкал и на других подобных водоемах. При сейшах вся вода в водоеме колеблется как единое целое, и в то время как уровень поднимается у одного берега, он соответственно опускается у противоположного. Амплитуда сейш может быть весьма значительной. Так, например, в Черном море была зарегистрирована амплитуда сейшевых колебаний, равная 58 см (рис. 2.15). Поскольку во время сейш колеблется вся масса воды водоема, затухание сейшевых колебаний происходит очень медленно.

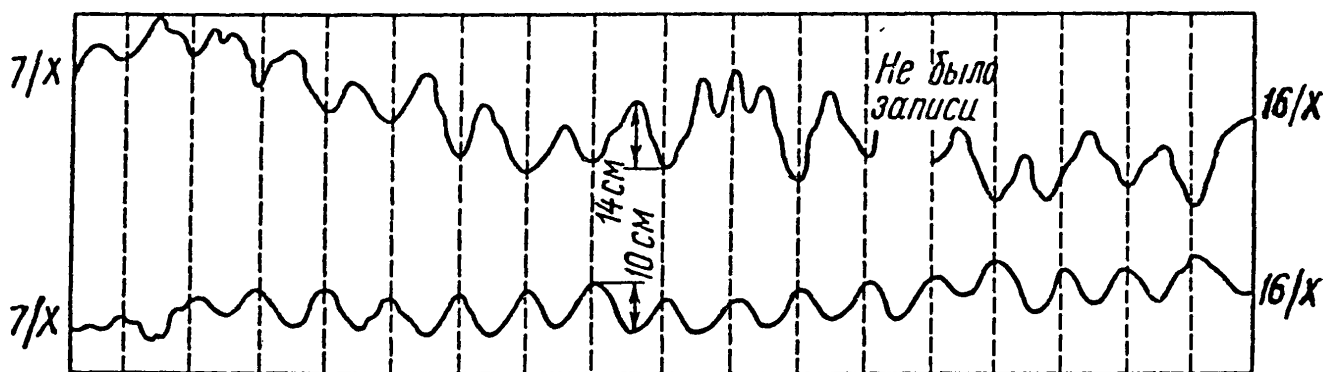


Рис. 2.15. Колебания уровня Черного моря на противоположных берегах, свидетельствующие о наличии сейш

Сейши возникают в результате самых разных причин. Таковыми могут быть приливные явления, ветер, приводящий к сгонам и нагонам, изменения атмосферного давления, возникающие, в частности, при прохождении над морем циклонов и антициклонов. Причиной возникновения сейш в пресных водоемах может быть также режим работы крупных гидроэлектростанций, связанный со сбросом большого количества воды через плотину.

Картина сейш в море бывает весьма сложной из-за наличия в нем тонкой термохалинной структуры, на градиентах плотности при этом могут возникнуть внутренние сейши.

РУСЛОВЫЕ ПОТОКИ

Талая вода и вода, падающая на землю в виде дождя, либо впитывается, либо стекает по поверхности, образуя ручейки, из которых путем их слияния формируются речки и реки. Такие природные водотоки будем называть русловыми потоками.

Велико практическое значение теории руслового процесса: это расчет русловых деформаций при строительстве на реках мостов, водозаборов и плотин, прогноз и борьба с такими разрушительными природными явлениями, как паводки и селевые потоки, поиск путей снижения заиления каналов и т.д.

В равномерном русловом потоке скорость u определяется глубиной потока h , его уклоном i , ускорением силы тяжести g и кинематической вязкостью жидкости ν . Последняя существенна лишь для ламинарного движения. Применяя принцип размерности, для ламинарного режима получим

$$u = C_1 \frac{gih^2}{\nu} \quad (\text{формула Пуазейля}), \quad (2.34)$$

а для турбулентного

$$u = C_2 \sqrt{gih} \quad (\text{формула Шези}), \quad (2.35)$$

где C_1 и C_2 — безразмерные постоянные, определяемые из опыта.

Речные потоки, как правило, характеризуются очень сложной формой русла. Это объясняется тем, что стенки и дно руслового потока сложены из размываемого материала и, следовательно, легко деформируются самим потоком. Ширина реки обычно значительно превосходит ее глубину, что обусловлено более интенсивным развитием боковой эрозии по сравнению с глубинной. Деформация же русла с неизбежностью сказывается на поле скорости потока. Таким образом, исследуя русловый поток, мы сталкиваемся с задачей о движении жидкости в условиях взаимодействия между потоком и его руслом. Поток и русло взаимосвязаны: поток деформирует русло и наоборот. На закруглениях реки формируется циркуляция, придающая устойчивость тем изгибам реки, в которых она реализовалась. Следует отметить, что пока строгого математического аппарата для оценки взаимодействия потока и русла нет.

Известно, что даже в том случае, когда берега реки прямолинейны, ось потока нередко имеет синусоидальный характер. Но обыч-

но извилистыми становятся и берега, река приобретает в плане так называемый меандрический характер. Эта извилистость приводит к возникновению продольных углублений — ложбин, плесов, ниже которых скапливается вымытый грунт в виде побочней и перекатов. Чем больше ширина реки, тем слабее выражены в ней меандры. Все меандры возникают в силу того, что изогнутое русло поглощает меньше энергии, чем прямолинейное.

Все природные русловые потоки турбулентны. Ламинарный режим движения в них реализуется крайне редко. Крупные вихри, которым соответствуют пульсации скорости низких частот, определяют преимущественно кинетическую энергию потока, пульсации же скорости высоких частот создают сопротивление движению. М.А. Великанов показал, что русловый процесс развивается под влиянием главным образом крупномасштабных турбулентных возмущений, размер которых может быть порядка глубины потока. Таким образом, исследуя турбулентность руслового потока, нет необходимости рассматривать весь спектр пульсаций скорости, поскольку пульсации скорости высоких частот играют в процессе руслообразования лишь незначительную роль. Крупномасштабные структурные возмущения оказывают детерминированное, почти периодическое воздействие на размываемые части русла. Именно колебания скорости большой амплитуды и периода вызывают скачкообразное перемещение донных наносов и транспорт более легких наносов в водной толще.

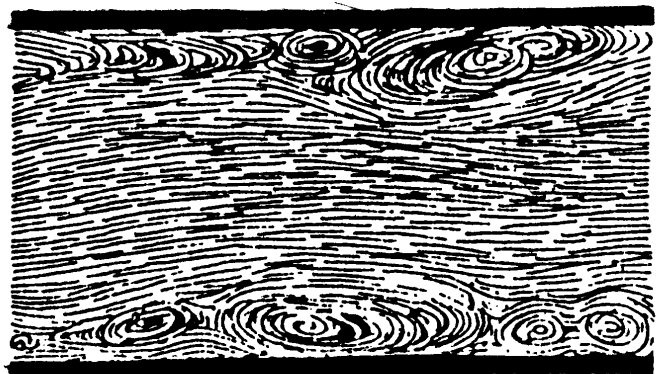
При движении по наклонной плоскости открытого потока, т.е. потока, в котором глубина h много меньше ширины b ($h \leq 0,1b$), поток будет тормозиться главным образом со стороны дна, а это приведет к возникновению в нем вихревых структур (вальцов) с горизонтальной осью и со сменой плавно переходящих друг в друга восходящих и нисходящих течений. Поскольку переход от восходящих движений к нисходящим и обратно происходит постепенно, т.е. с малыми градиентами скоростей, касательные напряжения между движущимися слоями ($\mu \partial v / \partial x_k$) могут быть значительны лишь вблизи стенок (μ — динамическая вязкость).

Водные массы, свободно движущиеся в своей верхней части и тормозимые снизу твердым дном, опрокидываются, захватывая поток почти на всю его глубину. Выше тонкого придонного слоя в потоке возникает чередование вальцов, скользящих по дну. Как показывают эксперимент и теория, произведение

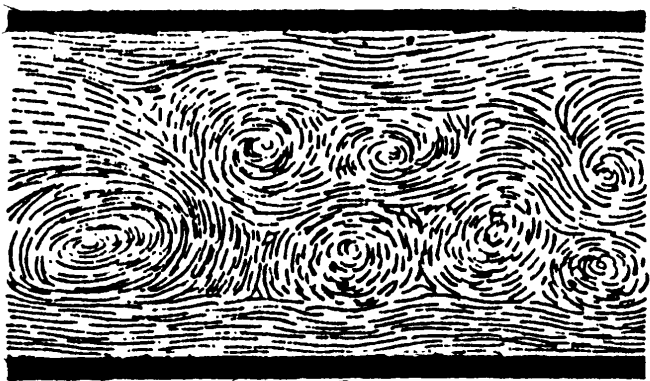
$$\overline{uv} = \overline{u'v'} \quad (u = \bar{u} + u'; v = \bar{v} + v') \quad (2.36)$$

всегда отрицательно. Это свидетельствует о том, что восходящие струи в вальце в среднем круче нисходящих, т.е. вальцы несимметричны относительно восходящих и нисходящих течений, большая часть вальца занята нисходящим движением. Следовательно, вальцы имеют удлиненную форму. Частота ω их прохождения через фиксированное сечение колеблется в малых пределах. Отсюда мы получаем постоянство числа Струхала $Sh = \omega h/u$ для низких частот по всему течению потока. Число Струхала оказалось постоянным для всех потоков одинаковой геометрии, но разных размеров. Это свидетельствует о существовании некоего статистического подобия в турбулентной структуре русловых потоков.

Все вышеизложенное позволяет утверждать, что в формировании структуры турбулентного руслового потока первичными являются самые большие вихри, или вальцы, образующиеся при опрокидывании отрезков основного поступательного потока. Между смежными первичными вихрями, а также между ними и дном образуются вторичные вихри, которые, в свою очередь, передают энергию более мелким вихрям. На рис. 2.16, а представлены снимки вихревых образований в потоке, полученные с помощью фотоаппарата, равномерно движущегося над лотком со скоростью, близкой к средней скорости ядра потока. Водная поверхность в эксперименте была покрыта алюминиевой пылью. На рис. 2.16, б приведена фотография, на которой проявились вихревые образования, возникшие в результате неустойчивости крупных вихрей.



а



б

Рис. 2.16. Фотографии вихревых структур в русловом потоке, полученные Н.И. Никурадзе

Поле осредненных скоростей в русловом потоке и крупные возмущения взаимообусловлены. Вихри с масштабом порядка глубины потока формируются в результате неустойчивости основного поступательного движения. Возмущения меньших размеров рождаются в результате неустойчивости самых крупных возмущений и сами по себе играют в русловом процессе, как упоминалось выше, лишь второстепенную роль. Поэтому М.А. Великанов предложил разли-

чать в русловом потоке два важнейших типа движения: основное поступательное движение и вторичное движение, проявляющееся в виде низкочастотных пульсаций. Он ввел условное разделение скорости на три слагаемых:

$$u = \bar{u} + u' + u''; \quad v = \bar{v} + v' + v''. \quad (2.37)$$

Одним штрихом обозначены структурные, почти неслучайные колебания скорости, соответствующие крупномасштабным вихревым образованиям, двумя штрихами — чисто случайные колебания. Поскольку роль крупномасштабных и мелкомасштабных вихрей различна, М.А. Великанов постулировал отсутствие корреляции как между всеми случайными пульсациями скорости (u'' и v''), так и между ними и структурными колебаниями. В таком случае произведение $u\bar{v}$ будет равно $(\bar{u} + u' + u'')(\bar{v} + v' + v'') = \bar{u}'v'$, т.е. момент корреляции между продольной и вертикальной компонентами определяется лишь структурными отклонениями (скорость \bar{v} предполагается равной нулю).

Русло равнинных рек состоит из частиц, передвижка которых наступает лишь при повышенных значениях пульсирующих скоростей и связана с пульсациями самых низких частот. Высокочастотные же колебания малой амплитуды практически не влияют на движение наносов. Эксперименты и наблюдения в природе показали, что периоды пульсаций мутности близки к периодам крупномасштабных возмущений, а они, в свою очередь, — к периодам песчаных волн в момент их возникновения.

Работа потока по подъему донных частиц и по поддержанию их в потоке сводится к работе взвешивания. В этом и выражается эрозионная деятельность водных потоков.

На твердую частицу, лежащую на дне, действуют со стороны потока две силы: лобовое давление и подъемная сила, связанная с разностью скоростей выше и ниже частицы. Причем основная роль в переносе наносов на равнинных реках с песчаным дном принадлежит подъемной силе. Когда подъемная сила превышает вес частицы в воде, частица отрывается от дна и уносится потоком. Смена восходящих и нисходящих течений определяет вероятность взвешивания. В среднем за достаточно большой промежуток времени поток, затрачивая часть своей энергии на работу взвешивания, тем самым совершает перенос наносов.

Все рассмотренные выше вопросы динамики руслового потока относятся главным образом к рекам равнинного характера. Горные же реки изучены значительно меньше. Скорость течения горных рек существенно больше, чем равнинных, и каменные осколки

двигаются в них сравнительно быстро. Горный поток имеет русло с чрезвычайной шероховатостью дна. Гидродинамический признак, позволяющий разграничить равнинные и горные реки, был дан Сен-Венаном, разделившим русловые потоки на реки и быстротоки, исходя из особенностей распространения одиночной волны в них. Скорость распространения одиночной волны (см. с. 255) имеет вид

$$c = (gh)^{0,5}.$$

Если скорость течения u , то в зависимости от направления волны вверх или вниз по потоку имеем

$$c^* = (gh)^{0,5} - u,$$

$$c^{**} = (gh)^{0,5} + u.$$

Следовательно, если $u > (gh)^{0,5}$, то волна вверх не пойдет и перед выступом образуется резкое поднятие уровня поверхности. Если же $u < (gh)^{0,5}$, то волна, возникающая благодаря, например, выступу на дне, будет распространяться вверх. Равнинные реки, скорость течения которых меньше, чем горных, как бы издали чувствуют препятствие и приспособляются к нему свое движение. Горная же река ударяется о препятствие, искажение течения происходит скачком.

Одним из основных методов изучения русловых потоков является лабораторное моделирование. Модель должна отражать прежде всего основную особенность руслового потока — взаимодействие потока и русла. Динамическое подобие двух потоков принципиально осуществимо при равенстве для них критериев Рейнольдса $Re = uh / \nu$ и Фруда $Fr = u^2 / gh$. Если вязкость жидкости ν на модели и в природе одна и та же, то эти условия несовместимы, так как из определения критериев Рейнольдса и Фруда при этом вытекают совершенно различные зависимости скорости потока от глубины.

Экспериментальным путем показано, что начиная с некоторого значения числа Рейнольдса критерий

$$\lambda = Fr \cdot i$$

перестает зависеть от этого числа. Это так называемая автомодельная область, которая на рис. 2.17 выделяется рядом горизонтальных прямых. Следовательно, подобие самого потока и его модели может быть достигнуто при выполнении автомодельности.

Необходимо также, чтобы для модели и потока было одинаковым отношение силы сопротивления русла к размывающей силе

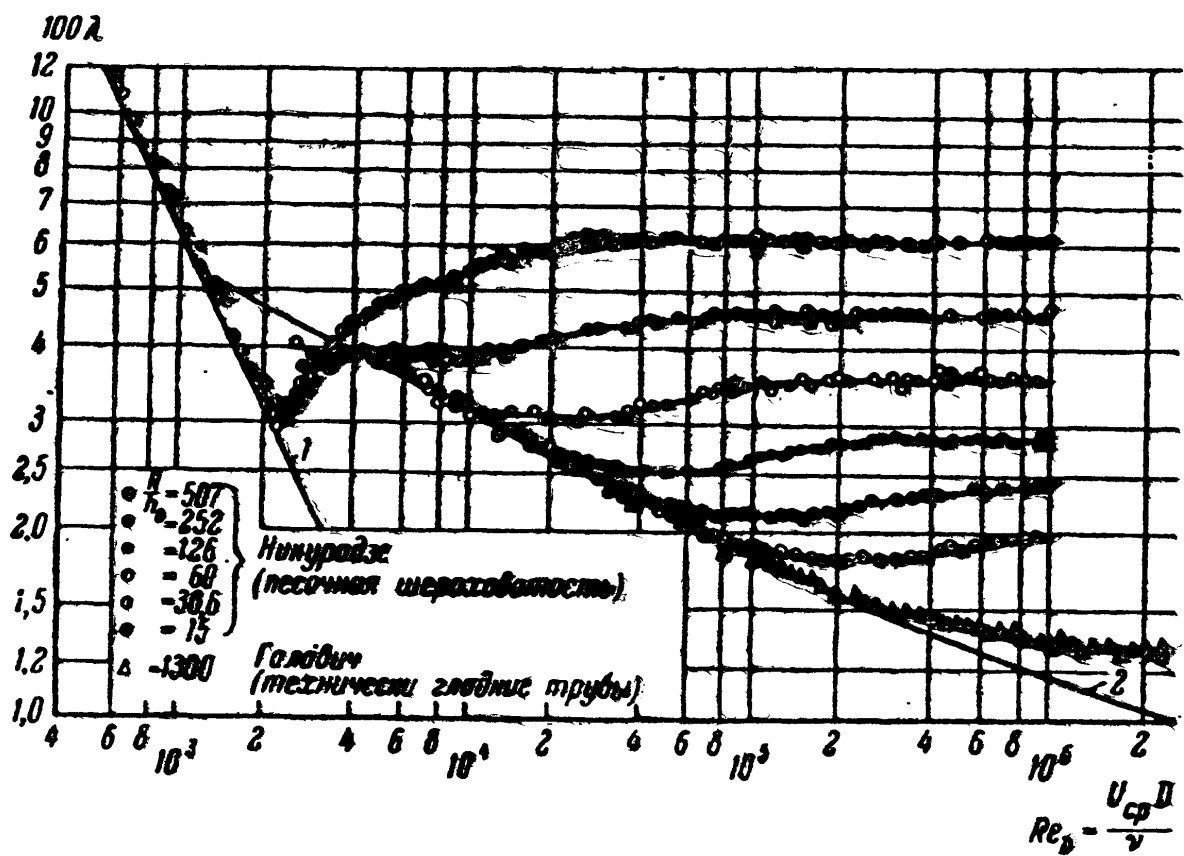


Рис. 2.17. Зависимость критерия $\lambda = Fr \cdot i$ от числа Рейнольдса Re

потока. Сила сопротивления русла для верхнего слоя наносов имеет вид

$$g (\rho_s - \rho_w) D_s,$$

где D_s — диаметр наносов, ρ_s — плотность наносов, ρ_w — плотность воды. Размывающую силу можно записать как

$$g \rho_w h i.$$

Критерий Ψ , равный

$$\Psi = \frac{g (\rho_s - \rho_w) D_s}{g \rho_w h i} = \frac{a D_s}{h i} = \text{idem},$$

характеризует глубинную устойчивость русла. Однако требование $\Psi = \text{idem}$ для модели и равнинных рек невыполнимо, поскольку в равнинных реках песок обычно бывает мелкий и смоделировать его так же, как глубину, уменьшением масштаба нельзя. Чаще всего при моделировании уменьшают параметр a :

$$a = \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w},$$

т.е. используют на модели заменитель наносов с меньшей плотностью, нежели плотность природных наносов ($\rho_s = 2,65 \text{ г/см}^3$).

Эту чисто техническую задачу необходимо решить, чтобы сделать возможным надежное лабораторное моделирование равнинных рек. Для горных речек проблема лабораторного моделирования решается простым масштабным уменьшением камней в русле.

ГЛАВА 3

ОПТИКА МОРЯ

Вода природных водоемов с точки зрения их оптических характеристик относится к так называемым мутным средам, изучению которых посвящено большое количество фундаментальных исследований. Понимание закономерностей распространения лучистой энергии в океанах, морях, озерах и водохранилищах необходимо также для решения целого ряда прикладных задач. К их числу можно отнести, в частности, использование гидрооптических характеристик с целью изучения термики и динамики водоемов; определение условий видимости подводных объектов; исследование влияния лучистой энергии на жизнедеятельность водных организмов.

С точки зрения оптических свойств природная вода содержит три оптически активных компонента: чистую воду, растворенные неорганические и органические вещества и взвесь минерального и органического происхождения. Создать модельную среду, по своим оптическим характеристикам подобную воде реальных водоемов, невозможно, поэтому источником наших знаний о световом режиме вод Мирового океана являются данные измерений *in situ*.

Оптическая область спектра электромагнитных волн сосредоточена в интервале длин волн от 0,01 мкм до 0,34 мм, т.е. значительно превышает видимую часть спектра (от 0,4 до 0,8 мкм).

Часть светового потока, падающего на поверхность водоемов, отражается от этой поверхности. Остальной световой поток после преломления входит в воду и распространяется в ней. Доля потока падающей радиации, отраженная от поверхности моря, называется альбедо поверхности моря, а доля радиации, вошедшая в море, — коэффициентом пропускания моря. Очевидно, что сумма этих характеристик равна единице. Для лучей, нормально падающих на водную поверхность, альбедо составляет 2%. При касательном падении лучей поверхность водоема становится непрозрачной. Солнечный свет может проникать в океан до больших глубин. Дневной

свет можно наблюдать на глубинах порядка 1200 м. При распространении в толще воды световой поток испытывает поглощение и рассеяние. Поглощение света есть результат превращения энергии излучения в другие виды энергии — в тепловую или химическую. В этом процессе принимают участие как сами молекулы воды, так и взвешенные и растворенные в воде частицы и вещества. Минимум поглощения чистой воды приходится на $\lambda = 360$ нм. Коэффициент поглощения для этой длины волны составляет $0,002 \text{ м}^{-1}$.

Показатели поглощения морской воды в коротковолновой области спектра ($\lambda < 570$ нм) заметно различаются для разных вод. В красном же участке спектра показатели поглощения для различных вод практически одинаковы: для $\lambda > 570$ нм зависимости показателя поглощения от длины волны для вод разных водоемов совпадают.

Рассеяние света есть процесс отклонения светового луча от первоначального направления распространения в результате взаимодействия с оптическими неоднородностями в воде, например флуктуациями плотности, взвешенными примесями и др. Общее ослабление, или экстинкция, светового потока в определенном направлении есть результат как поглощения, так и рассеяния.

Процесс распространения света в водной среде может быть описан с помощью гидрооптических характеристик.

ОСНОВНЫЕ ГИДРООПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Экспериментально установлено, что поглощение и рассеяние излучения в элементарном слое толщиной dz пропорционально лучистому потоку Φ_0 и толщине слоя dz :

$$d\Phi_k = -k \Phi_0 dz, \quad d\Phi_\sigma = -\sigma \Phi_0 dz. \quad (3.1)$$

Коэффициенты пропорциональности k и σ в этих выражениях называются показателями поглощения и рассеяния света соответственно и имеют размерность м^{-1} . Суммарный коэффициент $\epsilon = k + \sigma$ называется показателем экстинкции или показателем полного ослабления света.

Распределение световой энергии по различным направлениям неодинаково. Величина $I = d\Phi/d\omega$ называется энергетической силой света (здесь $d\omega = \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi$ — элементарный телесный угол, φ и Θ — азимут и зенитное расстояние падающего излучения).

Поскольку рассеяние вокруг направления падающих лучей симметрично, то для $d\omega$ справедливо выражение

$$d\omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta. \quad (3.2)$$

Представим себе некоторую самосветящуюся элементарную площадку ds , ориентация которой в пространстве определяется ортом нормали \mathbf{n} . Тогда для потока излучения Φ , входящего в телесный угол $d\omega$, можно записать соотношение $d^2\Phi = B ds \cos \Theta d\omega$, где B — энергетическая яркость, $ds \cos \Theta$ — проекция площадки на направление распространения излучения. Для изотропно рассеивающих площадей $B = \text{const}$.

Величина $E = d\Phi/ds$ представляет собой энергетическую освещенность, которая связана с энергетической яркостью следующим соотношением: $B = dE/(\cos \Theta d\omega)$. Переходя от потока излучения к освещенности, уравнения (3.1) можно записать в виде

$$d\Phi_k = -kE d\tilde{v}, \quad d\Phi_\sigma = -\sigma E d\tilde{v},$$

где $d\tilde{v}$ — элементарный объем.

Показатель рассеяния σ является средним пространственным значением величины $\beta(\Theta)$, выражающей рассеяние света в определенном направлении зенитного угла:

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \beta(\Theta) d\omega,$$

или, если учесть, что $d\omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta$,

$$\sigma = \frac{1}{2} \int_0^\pi \beta(\Theta) \sin \Theta d\Theta.$$

Показатель рассеяния характеризует среднюю сферическую силу света dI элементарного объема $d\tilde{v}$:

$$dI = \frac{1}{4\pi} \sigma E d\tilde{v}, \quad \beta(\Theta) = \frac{4\pi dI_\Theta}{e d\tilde{v}}.$$

Относительная сила света, рассеянного в данном направлении, выражается величиной

$$I^*(\Theta) = \frac{dI_\Theta}{dI} = \frac{\beta(\Theta)}{\sigma},$$

где dI_{Θ} — сила света в направлении, определяемом углом Θ . Поверхность, огибающая концы векторов $\Gamma^*(\Theta)$, проведенных из центра рассеивающего объема, называется индикатрисой рассеяния и позволяет оценить пространственное распределение энергии рассеянного света вокруг объема. Обычно индикатрису рассеяния рассматривают как плоскую кривую, поскольку для неполяризованного излучения она симметрична относительно любой плоскости, проходящей через центр рассеивающего объема и направление падающих лучей. Индикатриса зависит также от спектрального состава излучения, т.е. $I(\Theta, \lambda)$, где λ — длина волны излучения.

Для всех реальных сред наблюдается асимметрия индикатрис рассеяния относительно плоскости, перпендикулярной падающим лучам и проходящей через центр рассеивающего объема. Эта асимметрия определяется наличием в воде взвешенных частиц.

Величинами, характеризующими различие в потоках рассеянного излучения, идущих вперед и назад, служат показатель рассеяния вперед χ и показатель рассеяния назад τ^x . Величина χ определяет долю потока рассеянного излучения, распространяющегося в пределах телесного угла 2π ср с осью, совпадающей с направлением падающих лучей. τ^x определяет долю потока, распространяющегося в пределах телесного угла 2π ср, ось которого противоположна направлению падающих лучей. Естественно, что $\sigma = \chi + \tau^x$.

Как уже говорилось выше, общее ослабление света в водной среде происходит в результате совместного действия поглощения и рассеяния:

$$\begin{aligned} d\Phi_{\varepsilon} &= d\Phi_k + d\Phi_{\sigma} = -k\Phi_0 dz - \sigma\Phi_0 dz = \\ &= - (k + \sigma) \Phi_0 dz = - \varepsilon\Phi_0 dz = - \varepsilon E d\bar{v}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Из этого соотношения следует один из основных законов оптики мутных сред — закон Бугера (см. ч. II, гл. 2), согласно которому ослабление монохроматического направленного излучения в оптически однородной среде подчиняется экспоненциальной зависимости:

$$\Phi_z = \Phi_0 e^{-\varepsilon z}.$$

Здесь Φ_z — поток излучения, прошедший сквозь слей толщиной z . Помимо перечисленных выше, важными оптическими характерис-

тиками воды являются также коэффициент пропускания T^* и величина оптической плотности D , определяемые соотношениями

$$T^* = \Phi_z / \Phi_0,$$

$$D = \lg \frac{1}{T^*}.$$

Коэффициент направленного пропускания для однородного слоя жидкости единичной толщины называют прозрачностью воды. Ослабление естественного света с глубиной характеризуют показателем вертикального ослабления. Наблюдения показали, что в первом приближении световой поток, распространяющийся в море, ослабляется с глубиной по экспоненциальному закону:

$$\Phi_{z_2} = \Phi_{z_1} e^{-\alpha(z_2 - z_1)}, \quad (3.4)$$

где Φ_{z_2} и Φ_{z_1} — поток естественного излучения (излучение солнца и небосвода) на глубинах z_2 и z_1 соответственно. Отсюда показатель вертикального ослабления α может быть представлен в виде

$$\alpha = \frac{1}{(z_2 - z_1)} \ln \frac{\Phi_{z_1}}{\Phi_{z_2}}. \quad (3.5)$$

В гидрооптике может иметь место как направленное, так и диффузное и смешанное излучение. При этом следует помнить, что показатели поглощения, рассеяния и общего ослабления для направленного излучения сильно отличаются от соответствующих показателей для диффузного излучения.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В МОРЕ

Как уже отмечалось, ослабление дневного света при его проникновении в глубь водоема обусловлено поглощением и рассеянием как самой водой, так и взвешенными и растворенными в ней веществами. На оптические свойства морской воды влияют неорганические соли и органические соединения, при этом их влияние относится главным образом к фиолетовой и ультрафиолетовой областям спектра. Газы, растворенные в морской воде, практически не сказываются на ее оптических характеристиках. Из органических веществ, растворенных в морской воде, с оптической точки зрения наибольший интерес представляет так называемое желтое вещество, образующееся в результате распада планктона и продуктов его жизнедеятельности. Другим источником желтого вещества являются гумусовые соединения речного стока, которыми наиболее богаты северные моря. Обычно

взвешенные и растворенные в воде вещества дают большой вклад в суммарное ослабление света, чем сама вода. Диапазон физических условий (давление и температура), в которых вода находится в океане, практически не сказывается на ее оптических характеристиках. Поэтому если из наблюдаемых оптических характеристик морской воды вычсть долю, обусловленную чистой водой, то можно оценить роль растворенных и взвешенных компонентов в оптическом режиме среды.

Относительная освещенность сверху горизонтальной поверхности на разных глубинах водоема, как показали наблюдения, не слишком зависит от высоты солнца. При солнечной и пасмурной погоде ослабление света по вертикали в море остается приблизительно одним и тем же. По-видимому, этот результат может быть объяснен тем, что на неровностях взволнованной поверхности моря и включениях в тонком слое у поверхности (пузырьки воздуха, планктон) даже прямой солнечный свет быстро рассеивается и далее по нормальному направлению к поверхности моря идет распространение полностью рассеянного света.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА

В ПРИРОДНЫХ ВОДОЕМАХ

Рассеяние света при распространении его в реальных водоемах включает как молекулярное рассеяние, так и сложные явления, происходящие вокруг крупных взвешенных в воде частиц.

Основы теории молекулярного рассеяния были заложены Рэлеем, исследовавшим действие весьма малой частицы на световые волны. В теории Рэля размер рассеивающей частицы меньше длины световой волны. Если на пути световой волны оказывается частица, то на поверхности раздела среда — частица возникают вынужденные электромагнитные колебания, которые порождают вокруг частицы две системы световых волн, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. При этом поляризация в направлении падающего света и в прямо противоположном направлении будет равна нулю, а в направлениях 90° и 270° по отношению к направлению падающих лучей свет будет полностью поляризован. Найдя распределение рассеянной световой энергии вокруг одной частицы, Рэлей исследовал эффект множества частиц, включенных в однородную среду, и получил следующее выражение для коэффициента рассеяния:

$$\sigma = a/\lambda^4, \quad (3.6)$$

где a есть функция показателя преломления вещества и числа частиц в единице объема. Следовательно, энергия, рассеянная слоем мутной

среды, обратно пропорциональна четвертой степени длины световой волны.

Этот факт объясняет происхождение голубого цвета неба: прямые солнечные лучи на пути сквозь атмосферу претерпевают частичное рассеяние, причем в синем конце спектра (более короткие волны) рассеяние оказывается наибольшим. Вот почему в диффузном световом потоке, исходящем от небесного свода, преобладают синие лучи. Подобным же образом объясняется красная окраска солнца во время восхода или заката, так как при малых высотах солнца солнечные лучи проходят в атмосфере более длинный путь, нежели при больших высотах. При этом короткие волны в спектре солнца в значительной степени рассеиваются и не достигают земной поверхности. Красные же лучи доходят до поверхности земли, испытав сравнительно малое рассеяние.

Теория Рэлея объясняет явления, происходящие в разреженных газах, но неприменима для количественного описания рассеяния света в жидкости, так как здесь межмолекулярные расстояния сравнимы с размерами молекул. Световые волны от соседних молекул мало отличаются по фазе, и интерференция их должна привести к ослаблению полного потока рассеянного света. Процесс рассеяния в жидкости лучше описывает теория Смолуховского, с точки зрения которой рассеяние света имеет место не на индивидуальных молекулах, как в теории Рэлея, а на неоднородностях среды, возникающих благодаря случайным изменениям плотности при тепловом движении молекул. Поэтому теория Смолуховского в применении к жидкости дает результат, более близкий к истине, чем теория Рэлея. Обе теории основаны на предположении, что рассеяние света происходит на объемах, размеры которых малы по сравнению с длиной световой волны, и дают для рассеянного света зависимость, обратно пропорциональную λ^4 . Основные предположения этих теорий можно принять, если жидкость однородна в оптическом отношении.

Рассеяние света в морской воде также подчиняется зависимости (3.6). Здесь сильнее всего рассеиваются синие лучи, а слабее всего — красные. При распространении солнечного света в водоеме лучи рассеиваются по всем направлениям, некоторая часть их отбрасывается вверх, выходит из воды и попадает в глаз наблюдателя. Именно эта часть лучей и формирует цвет моря. Исходящие из-под поверхности воды лучи в зависимости от их цвета обладают разной яркостью.

Если вода очень прозрачна, т.е. имеет мало взвешенных частиц, то водосм будет окрашен в синий цвет. Если в воде много компо-

нентов, сильно рассеивающих свет, т.е. много взвешенных частиц, то водоем окрашивается в сине-зеленый или зеленый цвет. При наличии же большого количества желтого вещества цвет воды приобретает желто-коричневый оттенок, как это типично для болот.

Пользуясь электромагнитной теорией света, В.В. Шулейкин нашел распределение энергии рассеянного света для непроводящих частиц. Это имеет большое значение для проблем оптики водоемов, поскольку газовые включения и взвешенные в воде мелкие твердые частицы (грунт, бактерии, планктон) не проводят электричества. Это делает необходимым исследование эффекта рассеяния света как для частиц с показателем преломления большим 1, так и для частиц с показателем преломления меньшим 1.

В случае предельно малых частиц ($d \rightarrow 0$, d — диаметр частицы) Шулейкин получил подтверждение рэлеевского закона. Рассмотрим индикатрису молекулярного рассеяния света, изображенную графически на полярной диаграмме на рис. 2.14 в ч. II. Длина радиуса-вектора от полюса до внешней кривой выражает в условном масштабе полную энергию света, рассеиваемого по данному направлению, а длина от полюса до внутренней кривой в таком же масштабе — энергию естественного света в том же направлении. Отрезок радиуса-вектора, заключенный между обеими кривыми, показывает энергию поляризованного света (в плоскости, перпендикулярной плоскости зрения). Свет оказывается полностью поляризованным, если смотреть на частицу в направлении, перпендикулярном падающему лучу. Если смотреть по направлению падающего луча или по направлению прямо противоположному, то луч света окажется естественным, т.е. неполяризованным. При этом энергия света, отброшенного частицей в направлении, совпадающем с направлением падающего луча, и прямо противоположном одинакова. С возрастанием размера частиц симметрия излучения нарушается. Максимум поляризации смещается в направлении падающего луча. В случае частиц, соизмеримых с длиной волны ($\pi d/\lambda \sim 1$), распределение энергии вокруг рассеивающей частицы отличается от распределения, характерного для молекулярного рассеяния (рис. 3.1). Полная поляризация света в этом случае уже не наблюдается ни в каком направлении. С увеличением размеров рассеивающей частицы индикатриса рассеяния все больше растягивается в сторону направления падающего света (рис. 3.1).

Для частиц, размеры которых можно считать бесконечно большими по отношению к длине световой волны, В.В. Шулейкин применил метод, основанный на теории отражения и преломления све-

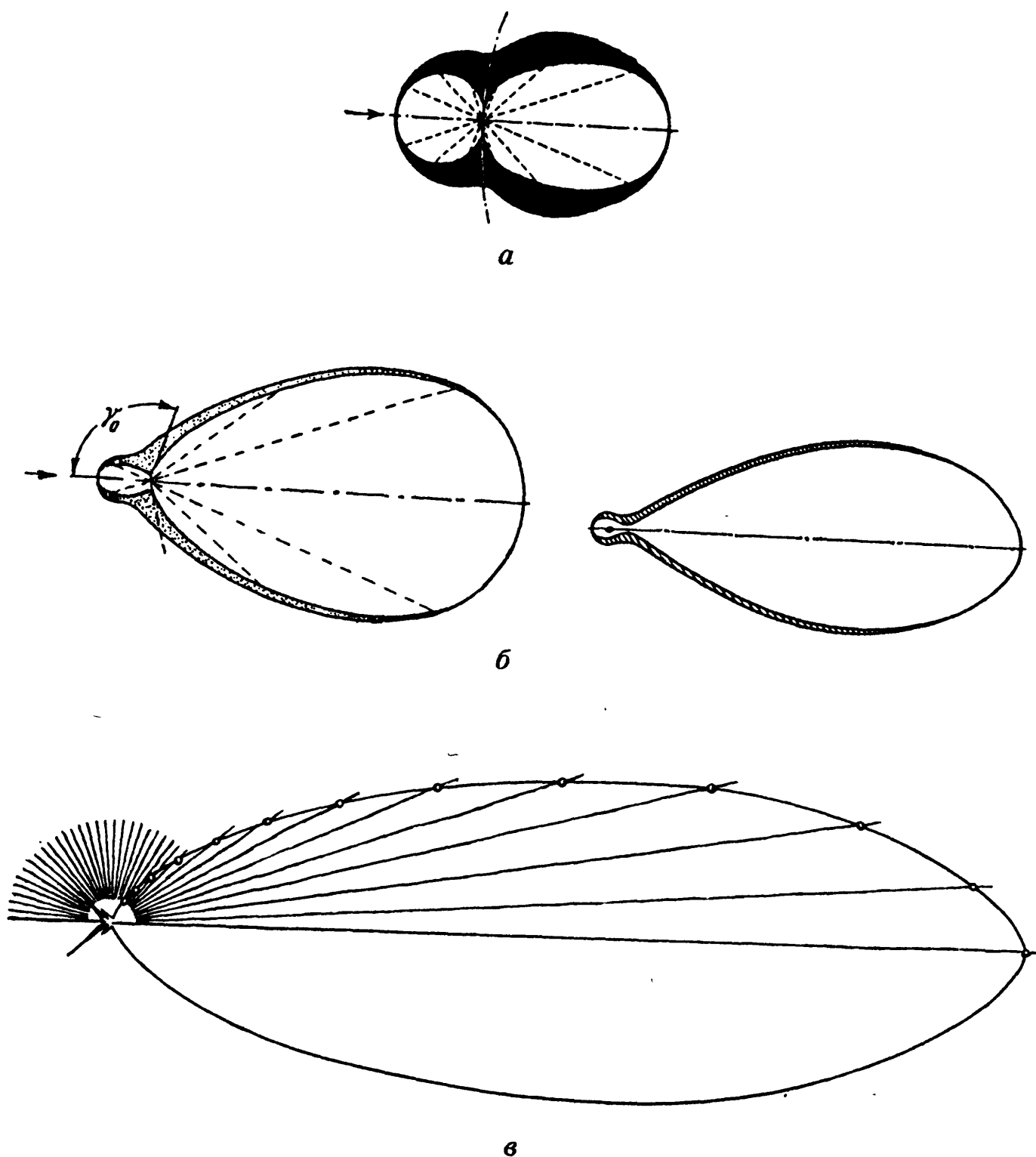


Рис. 3.1. Индикатрисы рассеяния света для частиц различной крупности: *a* — размер частицы сравним с длиной волны падающего излучения; *б* — более крупные частицы; *в* — предельно большая частица (по В.В. Шулейкину, 1968)

та на шарообразных частицах (рис. 3.2). Пусть на поверхность сферы, изображающей частицу, падают световые волны в направлении, указанном стрелкой SA . В точке A сферы падающий луч разделится на две компоненты: часть энергии будет продолжать распространяться в воде в отраженном луче AT , а часть войдет в вещество частицы с преломленным лучом AB . Применяя метод, основанный на теории многократного отражения и преломления света, В.В. Шулейкин сделал следующий вывод: между явлением

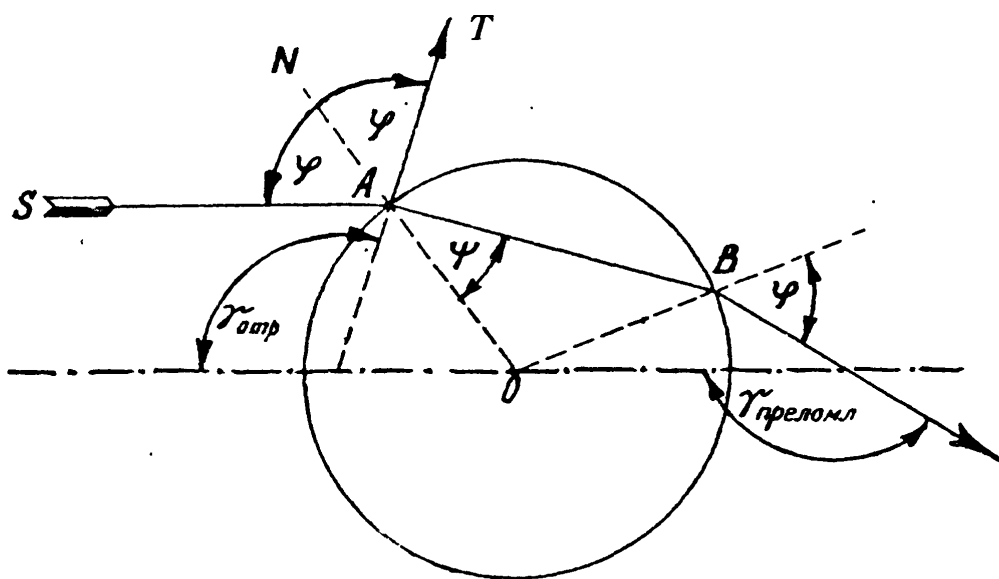


Рис. 3.2. Схематический ход лучей применительно к предельно большой частице (по В.В. Шулейкину, 1968).

рассеяния света и явлением отражения на границе предельно большой частицы устанавливается плавный непрерывный переход. Исследуя спектральный состав света, рассеиваемого крупными частицами, Шулейкин показал, что при увеличении размеров частицы зависимость интенсивности рассеянного света от длины волны убывает.

Именно этим эффектом можно объяснить тот факт, что в безоблачную погоду небо над морем более блеклое, чем над степью. Дело в том, что в атмосфере над степью имеет место чисто молекулярное рассеяние, а над морем помимо того существует также рассеяние на крупных с оптической точки зрения частицах воды. Рассеяние на частицах водного аэрозоля приводит к тому, что в тумане все предметы имеют белесоватую окраску.

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

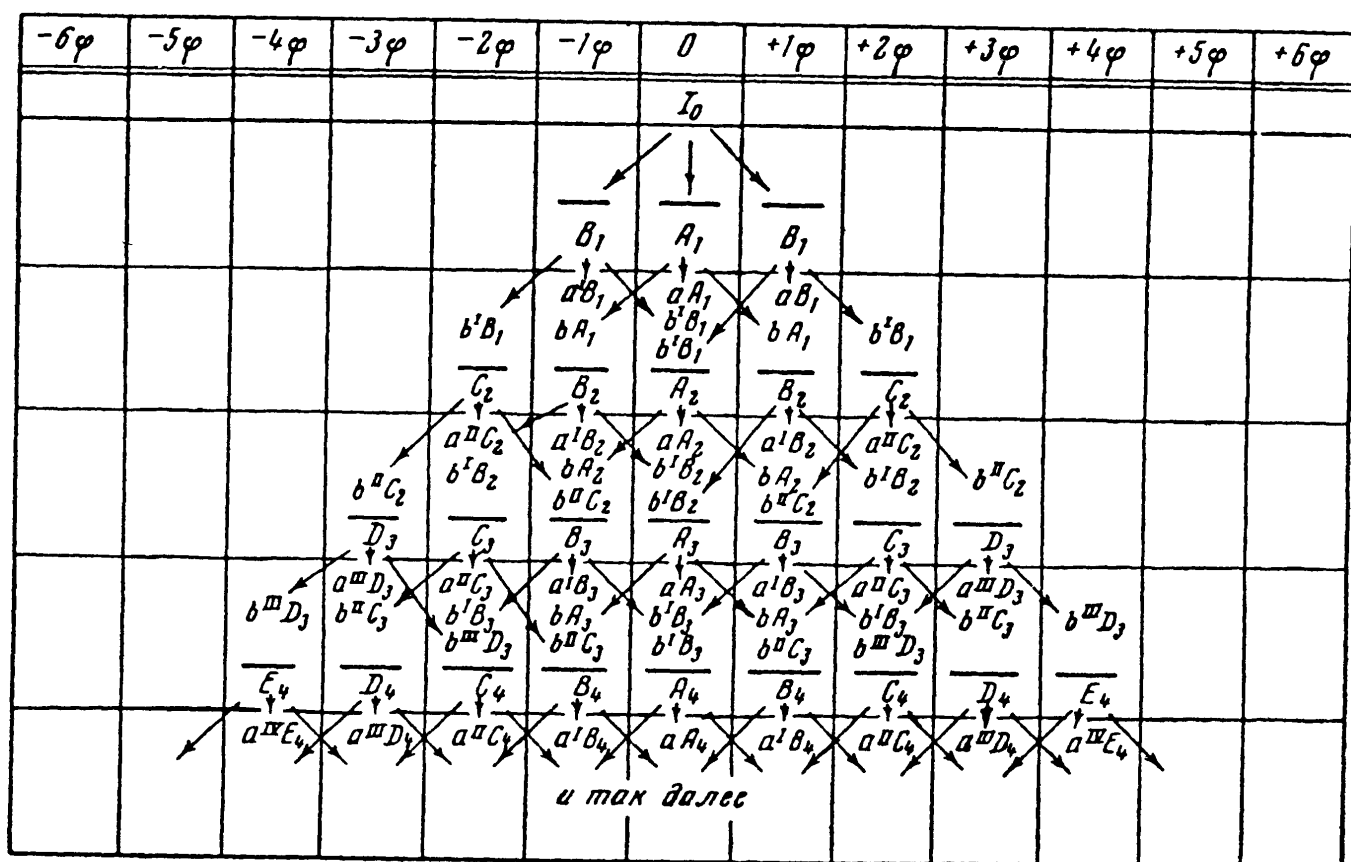
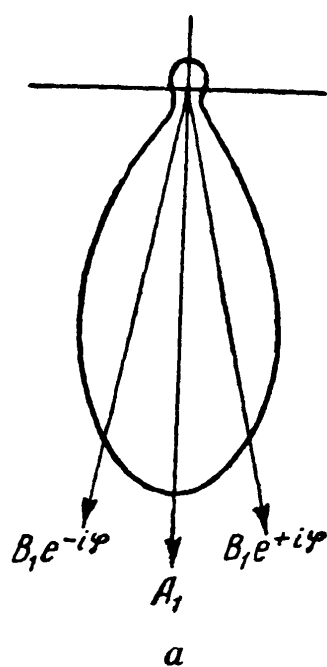
В поверхностных слоях природных водоемов наблюдается интересное явление, называемое многократным рассеянием света.

Пусть световой поток распространяется в глубину моря и лучи света направлены вертикально. Если энергия потока, вошедшего в воду, равна I_0 , то на глубине z она будет равна

$$I = I_0 e^{-kz}. \quad (3.7)$$

Помимо пучка прямых лучей с энергией I вниз распространяется большая часть диффузного потока:

$$I_0 (1 - e^{-kz}). \quad (3.8)$$



б

Рис. 3.3. Векторный метод, предложенный В.В. Шулейкиным (1968) (а), и схема многократного рассеяния света (б)

Для решения этой сложной пространственной задачи В.В. Шулейкин предложил достаточно простой векторный метод. На рис. 3.3, а представлена полярная диаграмма рассеянного света вокруг большой частицы. Вектор, направленный вниз, изображает падающий свет. Через этот вектор проведем вертикальную плоскость, по обе стороны от которой в виде векторов изображены два потока, исходящие

от частицы под углами $+\varphi$ и $-\varphi$. Если выбрать слой жидкости толщиной Δ так, чтобы в нем можно было пренебречь вторичным рассеянием, то световой поток I_1 , вышедший из исследованного слоя, можно изобразить в виде

$$I_1 = I_0 e^{-k\Delta} + \frac{I_0}{2} (1 - e^{-k\Delta}) e^{i\varphi} + \frac{I_0}{2} (1 - e^{-k\Delta}) e^{-i\varphi}. \quad (3.9)$$

В следующий слой войдут уже три отдельных потока, причем к каждому из них можно снова применить тот же прием. Таким приемом можно воспользоваться и на следующем этапе и т.д. Результаты вычислений представлены в виде таблицы (рис. 3.3, б). Горизонтальные строчки ее соответствуют последовательным слоям воды толщиной Δ . Вертикальные столбцы таблицы изображают потоки рассеянного света, направленные под углами, кратными φ . Практический интерес представляют только те векторы, которые отклонены от вертикали меньше чем на прямой угол, поскольку все остальные лучи пойдут обратно к поверхности моря.

Расчеты показали, что в сильно рассеивающей среде ослабление потока параллельных лучей следует гиперболическому, а не экспоненциальному закону. По мере распространения в глубину энергия вторичных, третичных и высших порядков потоков рассеянного света сначала возрастает, достигает некоторого максимума и затем начинает падать (рис. 3.4).

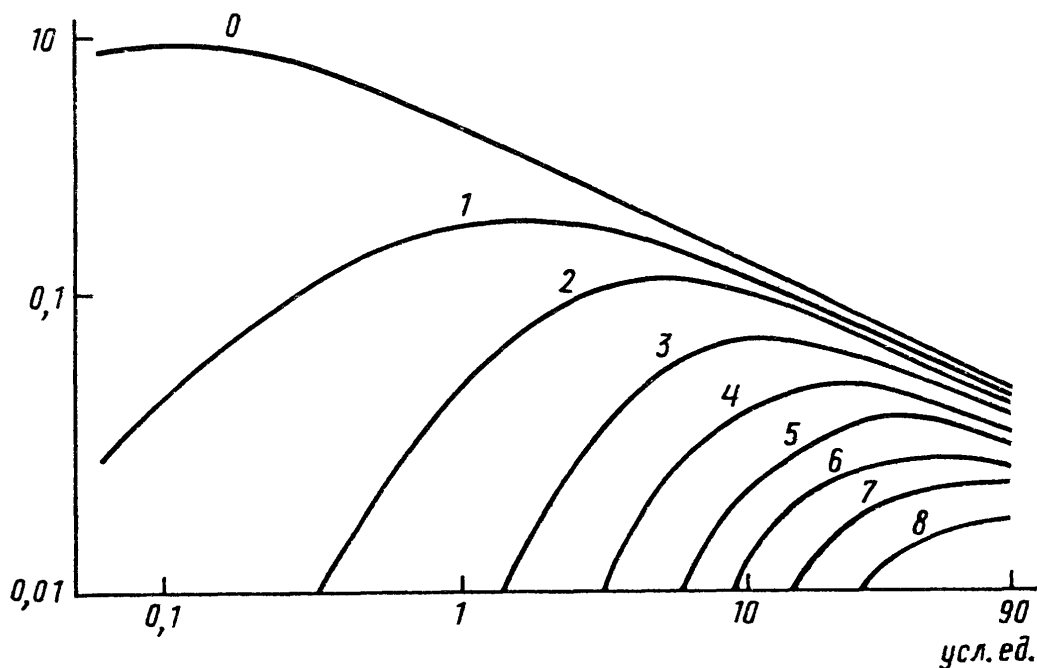


Рис. 3.4. Изменение яркости рассеянных лучей различных порядков с глубиной (по В.В. Шулейкину, 1968)

В настоящее время усилия специалистов-гидрооптиков сосредоточены на проведении фундаментальных исследований оптики мутных сред. Гидрооптические исследования сегодняшнего и завтрашнего дня важны также и с позиций экологии, поскольку являются методом контроля чистоты водных масс.

ГЛАВА 4

АКУСТИКА ОКЕАНА

Гидроакустика — наука о подводном звуке, о его излучении, распространении, поглощении, рассеянии, отражении и приеме. Из всех открытых до настоящего времени видов энергии звуковая энергия распространяется в воде на наибольшие расстояния.

СКОРОСТЬ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Условия распространения акустических волн в океане имеют целый ряд специфических особенностей, обусловленных, с одной стороны, свойствами собственно водной среды океана, а с другой — свойствами граничных сред, т.е. атмосферы и дна.

Звук представляет собой продольные упругие волны, и его скорость определяется выражением

$$c_{\text{зв}} = \sqrt{\frac{\tilde{\alpha}}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{k_s \rho}}, \quad (4.1)$$

где $\tilde{\alpha}$ и k_s — адиабатический модуль объемной упругости и коэффициент сжимаемости среды соответственно, ρ — плотность среды.

Одной из основных особенностей вод океанов и морей является наличие в них растворенных различных солей, концентрация которых изменяет сжимаемость воды и ее плотность. На упругие свойства и плотность морской воды влияют также температура и величина давления, определяемая глубиной. Следовательно, согласно формуле (4.1), эти три фактора (температура, соленость и давление) и обуславливают величину скорости распространения звука в морях и океанах. При этом наибольший вклад в изменение скорости звука в океане вносит температура воды T , поскольку она оказывает влияние как на величину объемного модуля упругости $\tilde{\alpha}$, так и на плотность воды. Исследования показали, что под влиянием указанных факторов упругие свойства морской воды изменяются значительно больше, чем ее плотность.

Упругие свойства морской воды впервые были исследованы в 1906 г. Экманом, который получил эмпирическую формулу зависимости коэффициента изотермической сжимаемости k_T морской воды от ее температуры, солености и давления. Величины k_T и k_s связаны соотношением $k_T/k_s = \gamma = c_p/c_V$, где c_p и c_V — теплоемкость морской воды при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно. Тогда скорость звука можно записать в следующем виде:

$$c_{зв} = \sqrt{\frac{\gamma}{k_T \rho}}. \quad (4.2)$$

Исследования Экмана позволили создать первые таблицы величины скорости звука в морской воде, которые появились в 1927 г.

Поскольку температура T и соленость s в океанах и морях изменяются как по глубине, так и по горизонтали, условия распространения акустических волн на различных глубинах и в различных районах Мирового океана могут быть существенно различными.

В 1960 г. была опубликована формула Вильсона, которую до настоящего времени считают наиболее точной для определения скорости распространения звуковых колебаний в морской воде:

$$c_{зв} = c_0 + \Delta c_T + \Delta c_p + \Delta c_s + \Delta c_{sTp}; \quad (4.3)$$

здесь $c_0 = 1449,14$ м/с — скорость звука при температуре $T = 0^\circ\text{C}$, солености $s = 35\text{‰}$ и нулевом гидростатическом давлении, а Δc_T , Δc_p , Δc_s , Δc_{sTp} — поправки на отклонение температуры, солености и давления от указанных значений. Эта формула справедлива для следующих интервалов изменения температуры, солености и давления:

$$-4^\circ\text{C} < T < 30^\circ\text{C}, \quad 0 < s < 37\text{‰}, \quad 1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} < p < 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}.$$

Измерения показали, что скорость звука возрастает с увеличением температуры, солености и давления, однако влияние каждого из этих факторов неодинаково. Изменение T на 1°C , s на 1‰ , p на 1 атм изменяет $c_{зв}$ приблизительно на 3, 1,2 и 0,2 м/с соответственно, т.е. больше всего на скорость звука влияет изменение температуры морской воды.

В морских условиях в результате изменения температуры, солености и гидростатического давления величина скорости звука изменяется приблизительно от 1440 до 1540 м/с.

Впервые скорость звука в воде в природных условиях была измерена в 1827 г. Колладоном и Штурмом на Женевском озере. Применяемые в настоящее время методы определения скорости звука непосредственно в море основаны на измерении либо фазы акустической волны, либо промежутка времени, в течение которого волна проходит известное расстояние.

Рассмотрим сущность фазового метода. Излучатель и приемник звука располагаются таким образом, чтобы при определенной частоте f_0 звуковых колебаний расстояние между ними было равно $\lambda_0 = c_0/f_0$, где λ_0 — длина волны в среде с известной скоростью звука c_0 . При этом напряжение на входе излучателя и напряжение на выходе приемника будут находиться в одинаковых фазах. Если теперь, не изменяя расстояния между излучателем и приемником, поместить их в морскую воду, скорость распространения звука $c_{зв}$ в которой необходимо измерить, то между напряжениями на входе излучателя и на выходе приемника появится разность фаз φ . Напряжения эти имели бы одинаковые фазы, если бы расстояние между излучателем и приемником было равно $\lambda = c_{зв}/f_0$. Нетрудно видеть, что $(2\pi + \varphi)/2\pi = \lambda / \lambda_0 = c_{зв}/c_0$ и

$$c_{зв} = c_0 \left(1 + \frac{\varphi}{2\pi} \right), \quad (4.4)$$

т.е., измеряя разность фаз φ между напряжением на входе излучателя и на выходе приемника, можно определить скорость распространения звука в море.

Остановимся также на одном из методов определения скорости звука, основанном на измерении промежутка времени $\Delta\tau$, в течение которого звуковой сигнал проходит известное расстояние. Метод этот используется в так называемом циклическом измерителе скорости звука в море. Звуковой импульс доходит до приемника, предварительно отразившись от двух отражателей, что увеличивает базу измерений (рис. 4.1). При этом для определения скорости звука получается выражение

$$c_{зв} = \frac{L}{\Delta\tau/n - \tau_0}, \quad (4.5)$$

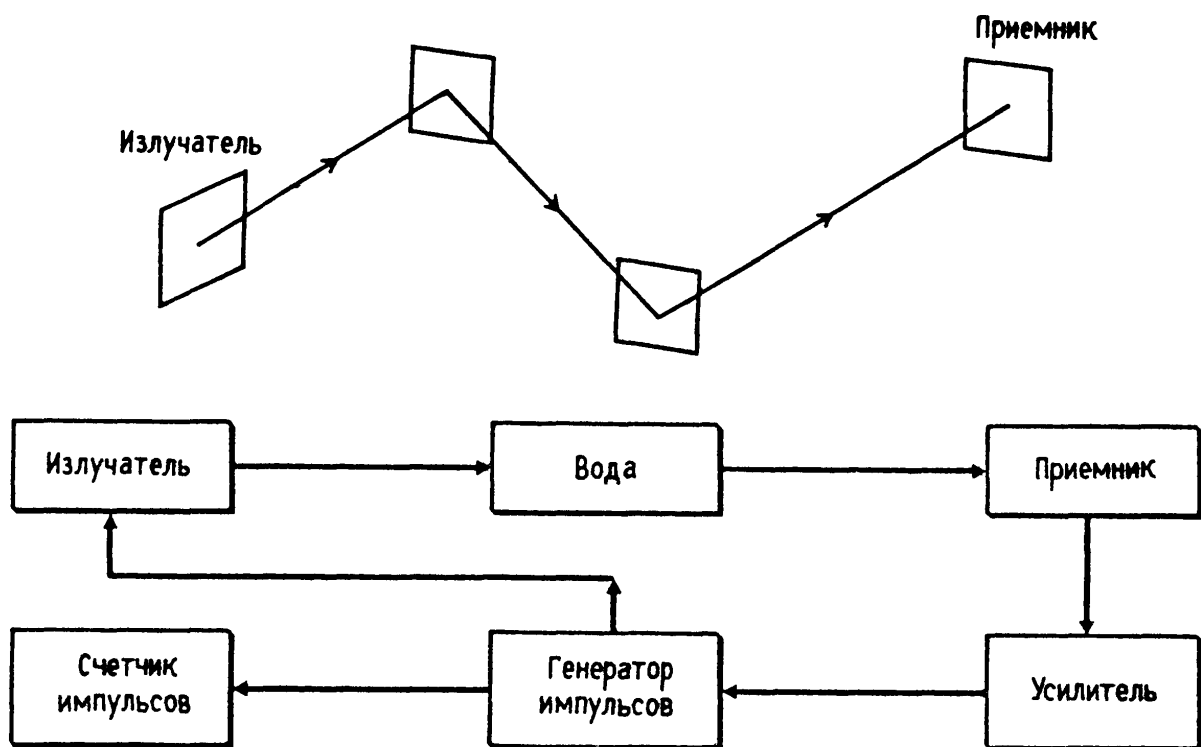


Рис. 4.1. Схема циклического метода измерения скорости звука в воде

где L — база прибора, τ_0 — инерция прибора, т.е. время задержки сигнала в его электрической цепи, n — количество сигналов. Метод этот достаточно удобен, надежен и может обеспечить хорошую точность измерений.

ОСЛАБЛЕНИЕ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

В процессе распространения звука в океане часть звуковой энергии поглощается, переходя в тепло. Амплитуда звукового давления $p(R)$, т.е. давления, избыточного по отношению к гидростатическому, вследствие поглощения в морской воде убывает с ростом расстояния R от излучателя по экспоненциальному закону:

$$p(R) = p(0) e^{-\tilde{\beta}R}, \quad (4.6)$$

где $\tilde{\beta}$ — коэффициент поглощения [дБ/км]. Величина коэффициента $\tilde{\beta}$ определяется главным образом вязкостью воды. Поглощение звука в морской воде может быть вызвано также имеющимися в ней воздушными пузырьками и морскими организмами с газовыми включениями, поскольку акустические волны должны преодолевать силы внутреннего трения в системе вода — воздушный пузырек.

Второй причиной, обуславливающей затухание звука при его распространении в морской воде, является рассеяние звуковой энергии,

имеющее место на различных неоднородностях океанической среды и на ее границах.

Немалую роль в рассеянии звука в поверхностном слое моря играют воздушные пузырьки. Размеры воздушных пузырьков $R_{\text{п}}$ составляют доли миллиметра. Длина же λ акустической волны в море для частот в несколько десятков кГц не менее нескольких сантиметров. Таким образом, выполняется условие $kR_{\text{п}} \ll 1$. Или, учитывая, что волновое число k равно $2\pi/\lambda$, можно записать, что $2\pi R_{\text{п}}/\lambda \ll 1$, т.е. длина окружности пузырька много меньше длины акустической волны в воде. В этом случае звуковое давление в падающей на пузырек акустической волне можно считать постоянным не только во всех точках поверхности пузырька, но и в некоторой окрестности вокруг него. Под действием периодически изменяющегося в акустической волне давления возбуждаются вынужденные колебания воздуха внутри пузырька, вследствие чего его поверхность начинает совершать радиальные колебания и пузырек, таким образом, становится излучателем звуковых волн. Поскольку радиус пузырька мал по сравнению с длиной падающей на него акустической волны, он будет излучать как точечный источник, т.е. равномерно по всем направлениям. Следовательно, воздушные пузырьки диффузно рассеивают энергию падающей акустической волны. Амплитуда колебаний поверхности пузырька будет максимальной, если частота вынуждающих колебаний, т.е. частота падающей звуковой волны, совпадет с собственной частотой пузырька, так как в этом случае реализуются условия для резонанса. Если принять, что радиус пузырька имеет порядок 10^{-2} см, то частота собственных колебаний пузырька составит несколько десятков кГц, т.е. будет лежать в диапазоне частот, имеющих широкое применение в гидроакустике.

Помимо воздушных пузырьков рассеянию звуковой энергии в поверхностном слое моря способствуют и мелкомасштабные температурные неоднородности, обусловленные турбулентностью, и шероховатость морской поверхности, вызванная волнением. Эти причины также приводят к диффузному рассеянию акустических волн, для которого, как и для поглощения звука, справедлив экспоненциальный закон уменьшения звукового давления с удалением от источника излучения. При этом в показателе экспоненты будет стоять коэффициент рассеяния α .

Основными рассеивателями звука в водной толще океана являются скопления мелких морских животных, образующих глубоководные звукорассеивающие слои, и флуктуации показателя преломления.

Чаще всего в природных условиях удается измерить только суммарный эффект ослабления звуковой энергии, обусловленный как поглощением, так и рассеянием звука, который принято называть затуханием звука. Затухание звукового давления с удалением от источника звука на расстояние R можно представить в виде

$$p(R) = \frac{A}{R^n} 10^{-0,1\tilde{k}R}, \quad (4.7)$$

где A — некоторая постоянная, \tilde{k} — коэффициент затухания, а показатель n в знаменателе, как будет показано далее, меняется от единицы в случае безграничного пространства до 0,5 в условиях неглубокого моря.

Согласно экспериментальным данным и теоретическим расчетам, затухание звука в море зависит от частоты звуковых колебаний: звук низких частот распространяется в океанах на большие расстояния.

Затухание акустических волн в морской воде больше, чем в пресной. Исследования показали, что причиной этого являются растворенные в ней соли, присутствие которых влияет на поглощение акустических волн избирательно в зависимости от частоты звуковых колебаний. Для диапазона частот звуковых волн от 10^4 до 10^6 Гц можно привести формулу, полученную Р.А. Вадовым для коэффициента поглощения звука в морской воде:

$$\tilde{\beta} = \frac{Af}{f/f_p - f_p/f} + k_1 f^2,$$

где f — частота звуковых колебаний; A, f_p, k_1 — параметры, зависящие от гидрофизических характеристик среды. Первый член этого выражения описывает поглощение звуковых колебаний, обусловленное растворенными в воде солями, а второй — соответствует поглощению звука в пресной воде.

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Как отмечалось выше, свойства граничных сред, т.е. атмосферы и дна океана, играют заметную роль в формировании специфических особенностей распространения акустических волн в морских глубинах.

Отражение звуковых волн от границы раздела вода–воздух является “мягким”, т.е. звуковое давление при отражении изменяет фазу на противоположную, вследствие чего результирующее звуковое давление на границе раздела будет равно нулю. Поверхность моря благодаря волнению не является плоской. Это обстоятельство приводит к тому, что на границе раздела океан–атмосфера наряду с

зеркальным отражением имеет место и диффузное отражение звуковых волн, что увеличивает затухание акустических колебаний, распространяющихся в приповерхностном слое моря. Кроме того, в результате обрушения гребней волн в поверхностном слое моря образуется большое количество мелких газовых пузырьков, которые являются дополнительной причиной затухания акустических колебаний.

Если верхнюю границу раздела море–атмосфера можно считать полностью отражающей, то дно океана отражает акустические волны по-разному, в зависимости от характера дна. Отражающие свойства дна океана обычно характеризуют коэффициентом отражения γ , определяемым как отношение звукового давления в отраженной волне к звуковому давлению в падающей волне непосредственно у дна. На характер отражения звуковых волн от дна влияют его неровности, что оказывается весьма существенным при сверхдальнем распространении звука.

ЭХОЛОТИРОВАНИЕ И ГИДРОЛОКАЦИЯ

На отражающих свойствах морского дна основан метод определения глубин с помощью эхолотирования. Эхолот представляет собой устройство, включающее излучатель и приемник звуковых колебаний.

Впервые метод эхолотирования был применен в 1804 г. академиком Я.Д. Захаровым в воздухе, где это проще, так как скорость распространения звука в воздухе меньше, чем в воде, а следовательно, промежуток времени от момента излучения звукового сигнала до прихода его эха больше. Применение эхолотирования в море осложняется необходимостью измерения малых промежутков времени между посылкой сигнала и приходом эха.

Первые достаточно точные измерения глубин были выполнены с помощью ультразвуковых излучателей Ланжевена. Использование ультразвука позволяет создать остронаправленные пучки звуковых сигналов, посылаемых к участку дна непосредственно под кораблем, избежав таким образом ошибок, обусловленных особенностями рельефа дна, и записать профиль дна вдоль траектории движения судна. Используя ультразвук, можно применять метод эхолотирования непрерывно, не боясь помех от корабельных шумов, спектральный уровень интенсивности которых в области ультразвуковых частот много ниже, чем в звуковом диапазоне.

Если на дне моря существует толстый слой ила, покрывающий твердый скалистый грунт, то на записи эхолота достаточно ясно

выступают обе отражающие поверхности (рис. 4.2). Метод эхолотирования весьма эффективен при обнаружении затонувших кораблей или при поиске косяков рыбы.

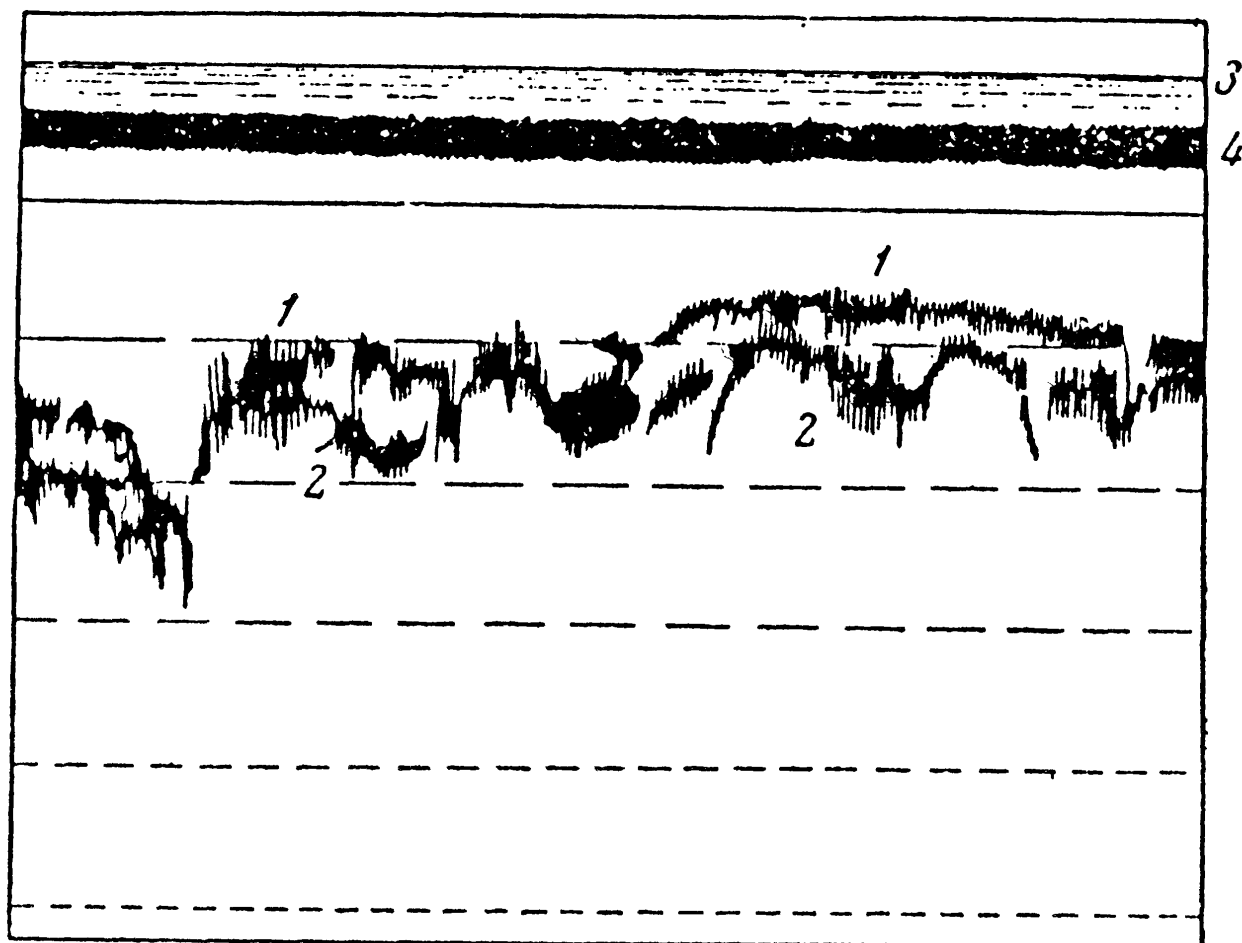


Рис. 4.2. Пример записи показаний эхолота в случае, когда на дне моря существует толстый слой ила

Существует большое количество разновидностей эхолотов. Одни из них используются только для навигационных целей, другие — только как рыбопоисковые средства, третьи — для научных целей, например для измерения больших глубин, определения характера грунта дна океана по вертикали.

К методу эхолотирования примыкают и методы гидролокации, предназначенные для обнаружения объектов, которые полностью или частично находятся в воде, а также для определения их местоположения относительно корабля, несущего гидролокатор. Такими объектами могут быть айсберги, скалы, мели, подводные или надводные корабли, мины, морские животные, косяки рыб и др. Обнаружение объектов производится путем послыки и приема отраженных акустических сигналов в горизонтальном или близком к горизонтальному направлении. Принцип работы гидролокаторов тот же, что и в эхолотах.

В качестве примеров технического использования гидроакустики можно привести цепочки гидроакустических маяков для обеспечения точности движения судов по фарватеру; указатели уровня приливов (так называемый обращенный эхолот); применение эффекта Допплера для определения скорости течений и для измерения скорости движения судна; звукоподводную связь; гидроакустические буи нейтральной плавучести и т.д.

Для успешного использования эхолотирования и гидролокации необходимо знание скорости звука в океане и ее зависимости от внешних параметров.

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Измерения показали, что в верхних слоях моря вертикальное распределение скорости звука приблизительно повторяет вертикальное распределение температуры с небольшими отклонениями за счет солености. Вертикальный профиль скорости звука в море отслеживает тонкую термохалинную структуру вод океана. На больших глубинах увеличение скорости звука определяется главным образом ростом гидростатического давления. Существующее в океане вертикальное распределение температуры, солености и гидростатического давления с глубиной приводит к формированию вертикального распределения скорости звука, характеризующегося наличием минимума, расположенного на некоторой глубине. Как правило, слой минимальных скоростей распространения звука в океане залегает на глубине нескольких сотен метров. Для распространения звука в океане наиболее важное значение имеет не абсолютное значение скорости звука, а профиль кривой $c_{зв}(z)$, т.е. положение экстремумов, соотношение между значениями скорости звука у дна, поверхности и в экстремальных точках, распределение градиентов скорости звука по глубине и т.д. Профиль $c_{зв}(z)$, по существу, определяет условие распространения звука в океане. При одном типе $c_{зв}(z)$ дальность распространения звука может достигать сотен и тысяч километров, а при другом — лишь нескольких километров.

Для глубоководных районов океана типичным является профиль $c_{зв}(z)$, при котором минимум скорости звука расположен на некоторой глубине z_m (рис. 4.3). Такое распределение скорости звука по глубине характерно для районов с нормальной термохалинной стратификацией. Так, например, в Атлантическом океане минимум скорости звука лежит на глубинах от 1200 до 2000 м, в Тихом

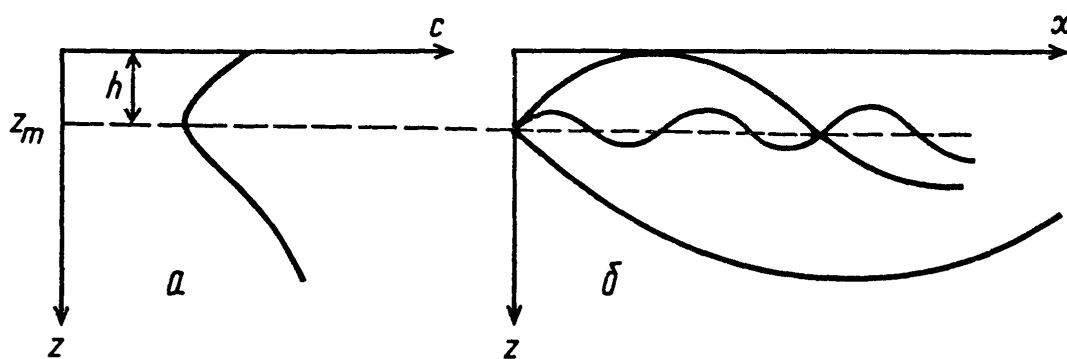


Рис. 4.3. Распределение по вертикали скорости звука, наиболее часто встречающееся в глубоководных районах морей и океанов (а), и формирование подводного звукового канала (б)

океане — на горизонтах от 500 до 700 м, а в полярных широтах — у самой поверхности.

При удалении от горизонта z_m вверх скорость звука растет в основном из-за повышения температуры, при опускании же вниз она повышается из-за роста гидростатического давления. Наличие *min* скорости звука является причиной концентрации звуковых лучей в ограниченном по толщине слое, получившем название подводного звукового канала. Существование в океане подводного звукового канала создает наиболее благоприятные условия для распространения звука, так как при этом звуковые волны не рассеиваются на поверхности океана и не поглощаются в донном грунте. Максимальная дальность распространения звука при этом лимитируется главным образом поглощением в морской воде. Так, звук низких частот, для которых поглощение в морской воде невелико, может распространяться по такому каналу на расстояния порядка нескольких тысяч километров.

Открытие сверхдальнего распространения звука было сделано независимо американскими и советскими учеными. Теория подводного звукового канала разработана академиком Л.М. Бреховских. Явление сверхдальнего распространения звука имеет многочисленные практические применения, в числе которых звукопеленгация и локация.

Ход звуковых лучей в подводном звуковом канале может быть рассчитан с помощью лучевой теории, в основе которой лежит предположение, что звуковая энергия в среде распространяется вдоль некоторых линий-лучей. При определенных условиях лучи, идущие под различными углами скольжения от излучателя, расположенного на оси подводного звукового канала, снова собираются в одну точку, т.е. фокусируются. Таким образом, подводный звуковой канал действует на звуковые лучи как собирающая линза.

Характерным для моря является то, что скорость распространения звука изменяется по горизонтали существенно меньше, чем по глубине. Вследствие этого, рассматривая распространение звука в море, можно принять, что акустические свойства среды изменяются только по вертикали. Такие среды принято называть слоисто-неоднородными.

Для плоских акустических волн, падающих под некоторым углом к плоскости раздела, имеют место те же, что и в геометрической оптике, законы отражения и преломления, в частности закон Снеллиуса для синуса угла преломления:

$$\sin \theta_t = \frac{c_2}{c_1} \sin \theta_i; \quad (4.8)$$

здесь θ_i — угол падения, θ_t — угол преломления.

Таким образом, при переходе из среды с меньшей скоростью распространения звука в среду, где эта скорость больше, звуковые волны будут отклоняться вверх от направления их распространения, т.е. испытывать положительную рефракцию. В этом случае существует некоторый предельный, или критический, угол падения, определяемый соотношением

$$\sin \theta_{i \text{ пред}} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (4.9)$$

с превышением которого отражение звуковых волн становится полным, и если угол падения θ_i больше предельного, то акустическая волна во вторую среду не проходит. Если звук идет из воздуха в воду, то синус предельного угла падения равен $330/1500 = 0,22$ и предельный угол будет $12,7^\circ$. При углах падения больше $12,7^\circ$ звуковые волны из воздуха в воду не пройдут.

Если звук распространяется из среды, где его скорость больше, в среду, где она меньше, то звуковой луч будет отклоняться вниз от первоначального направления распространения, т.е. испытывать отрицательную рефракцию.

Пусть распределение с глубиной скорости распространения звука в море характеризуется некоторой кривой l , представленной на рис. 4.4. Расположим точечный источник звука в точке O и рассмотрим луч 2 , выходящий под углом r_0 к вертикали. Будем рассматривать траекторию луча в системе координат XOZ , начало которой совпадает с положением источника звука.

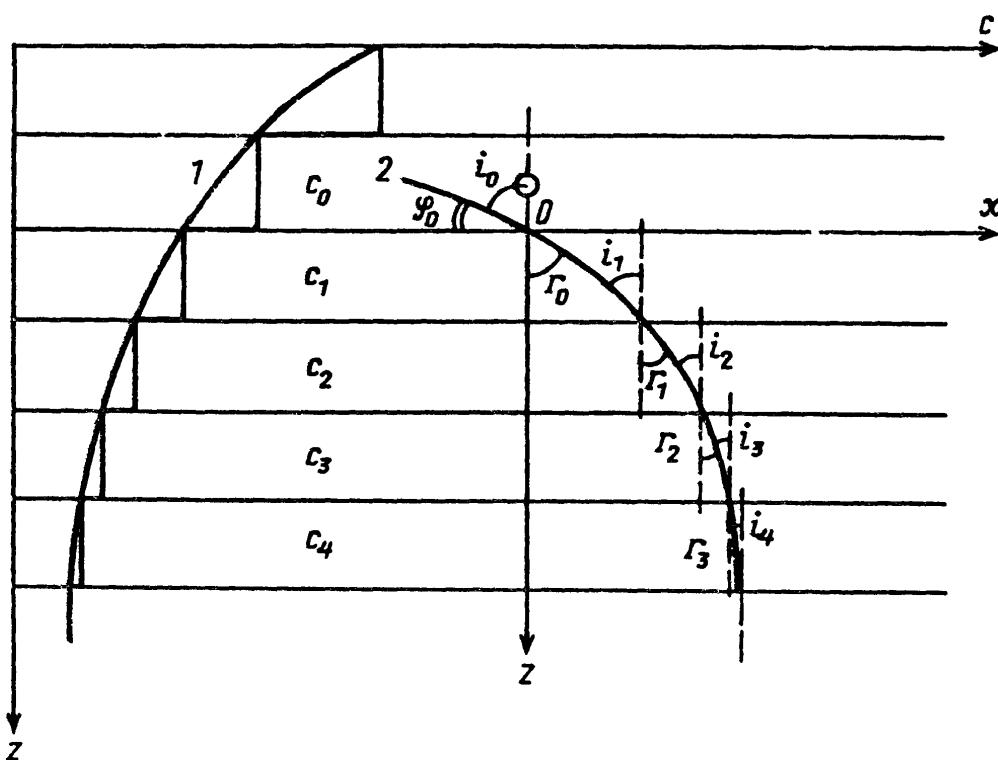


Рис. 4.4. Схематическое распределение скорости звука в море (1) и соответствующая ему траектория распространения звукового луча (2)

Разобьем толщу моря на тонкие слои и в пределах каждого слоя скорость распространения звука примем за постоянную величину. Тогда плавная кривая, описывающая реальное распределение скорости звука с глубиной, может быть заменена ступенчатой линией. Луч, вышедший из источника звука и дошедший до границы раздела слоев, испытывает преломление по закону Снеллиуса:

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{c_1}{c_2}; \quad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{c_2}{c_3}; \quad \frac{\sin i_3}{\sin r_3} = \frac{c_3}{c_4} \quad \text{и т.д.}$$

Таким образом, при распространении звука в слоисто-неоднородной среде звуковой луч будет отклоняться в сторону меньшей скорости его распространения.

В случае когда скорость звука постоянна с глубиной, траектории звуковых лучей прямолинейны и рефракция звука, т.е. искривление траектории луча, отсутствует. Такие ситуации характерны для мелководных районов моря в осенне-зимний сезон, когда благодаря охлаждению верхних слоев существует развитая вертикальная циркуляция, выравнивающая температуру и соленость по глубине, а влияние давления невелико (малые глубины).

В случае же выравненного по глубине распределения температуры и солености, но в условиях глубокого моря скорость звука будет возрастать с глубиной в результате увеличения гидростати-

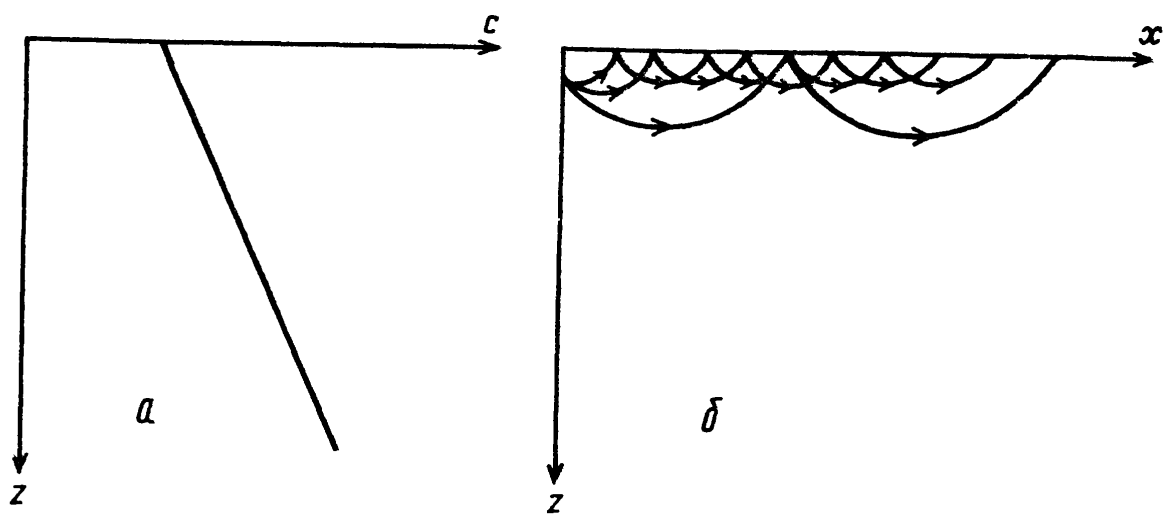


Рис. 4.5. Распределение скорости звука, типичное для глубоководных районов моря, при постоянстве по глубине температуры и солёности в дневные часы весенне-летнего периода (а) и соответствующая ему положительная рефракция звуковых лучей (б)

ческого давления (рис. 4.5). В этом случае звуковые лучи, выходящие из источника, расположенного на некоторой глубине под водной поверхностью, благодаря рефракции, изгибаясь вверх (положительная рефракция), будут отражаться от поверхности и, снова искривляясь, возвращаться к ней и т.д. При этом звуковые лучи концентрируются у поверхности моря, где образуется своеобразный волновод, вдоль которого звук может распространяться на значительные расстояния (рис. 4.5).

Распределение скорости звука с глубиной, изображенное на рис. 4.6, характерно для мелководных районов моря в весенне-летний период, когда идет прогрев водоема с поверхности за счет поглощения солнечной радиации. При этом вследствие рефракции звуковые лучи будут изгибаться в сторону дна (отрицательная рефракция) и условия для распространения звука будут наименее благоприятными. В ночные часы распределение скорости звука с глубиной в

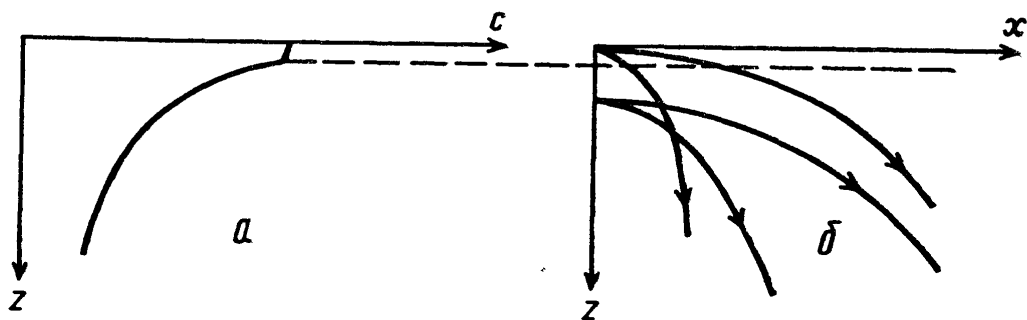


Рис. 4.6. Распределение скорости звука с глубиной в поверхностном слое мелководных районов моря в дневные часы весенне-летнего периода (а) и соответствующий этому распределению ход акустических лучей (отрицательная рефракция) (б)

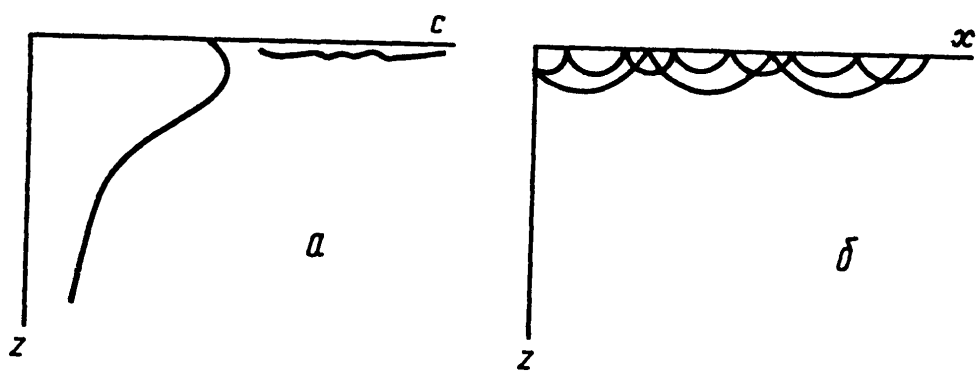


Рис. 4.7. Распределение скорости звука по глубине в ночные часы весенне-летнего периода (а) и соответствующее ему формирование приповерхностного звукового канала (б). С началом дневного прогрева водоема этот канал исчезает и ход акустических лучей будет соответствовать рис. 4.6.

таких водоемах трансформируется к виду, приведенному на рис. 4.7. В этом случае также образуется тонкий подповерхностный звуковой волновод, который исчезает с началом дневного прогрева поверхностного слоя водоема.

Очень интересно и важно в практическом отношении распределение скорости звука с глубиной, представленное на рис. 4.3 и типичное для глубоководных водоемов. При таком распределении на некоторой глубине z_m величина скорости звука достигает минимального значения. Если расположить источник звуковых колебаний на глубине z_m , то звук будет распространяться, концентрируясь около оси, проходящей по этому горизонту. Такое явление, как упоминалось выше, носит название звукового канала.

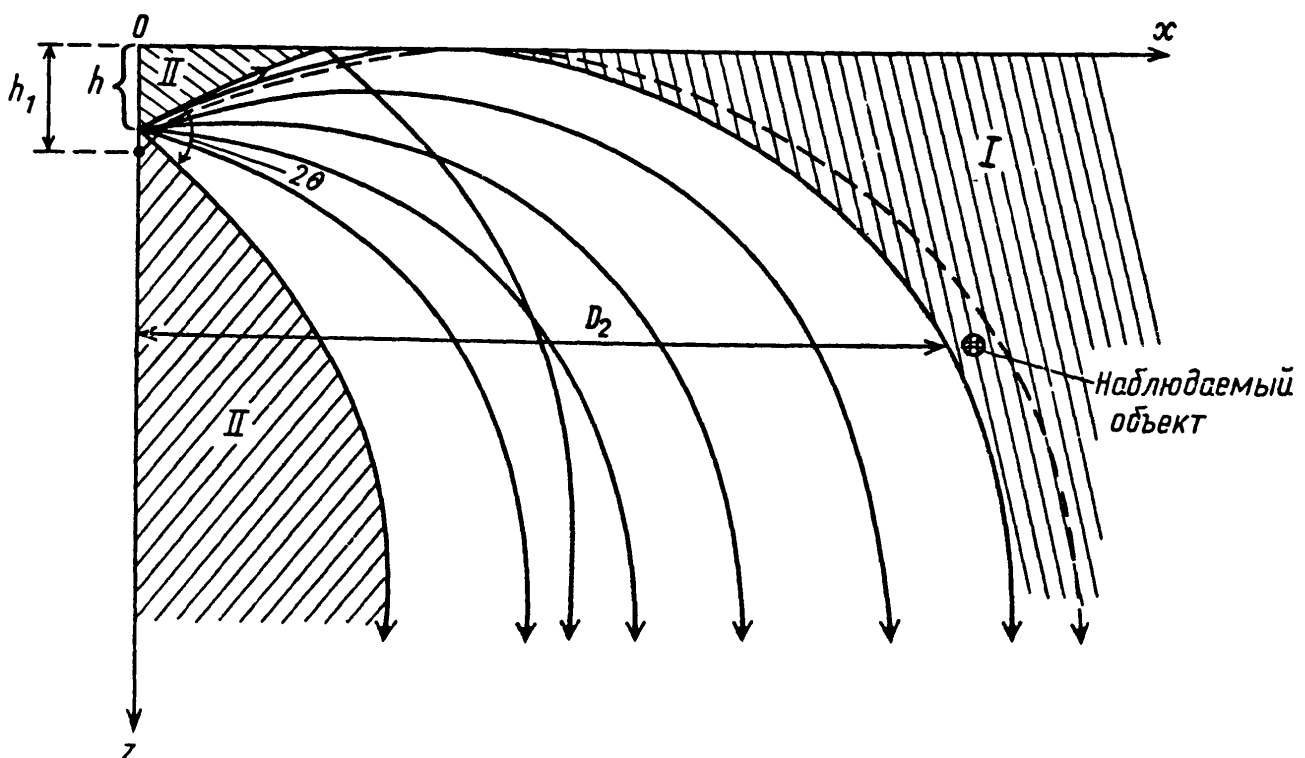


Рис. 4.8. Образование зон акустической тени

Рассмотрим подробнее случай отрицательной рефракции и будем считать, что скорость звука линейно убывает с глубиной. Можно показать, что траектории звуковых лучей будут представлять собой дуги окружностей (рис. 4.8). Расположим источник звуковых колебаний под поверхностью моря. Благодаря наличию отрицательной рефракции лучи, выходящие от источника, искривляются в сторону дна, в результате чего образуется зона I акустической тени, куда акустические лучи не попадают, если не считать лучи, отраженные или рассеянные взволнованной поверхностью моря. Кроме указанной зоны I акустической тени имеется зона II акустической тени, существование которой обусловлено направленностью излучателя.

В зависимости от распределения скорости звука и условий излучения могут наблюдаться достаточно сложные по структуре звуковые поля с чередующимися акустически освещенными зонами и зонами акустической тени.

Рассмотрим далее поле точечного источника, расположенного на небольшой глубине под поверхностью в глубоком море (рис. 4.9). Нас интересует акустическое поле в точке $M(x, H_2)$. Причем $x \gg H_1$ и $x \gg H_2$. В точку M приходят два луча, один непосредственно от источника, другой — отраженный от поверхности моря, который можно считать выходящим из мнимого источника I' . Так как мы рассматриваем случай глубокого моря, то отражением акустических волн от дна можно пренебречь. Звуковое давление p в точке M можно представить в виде

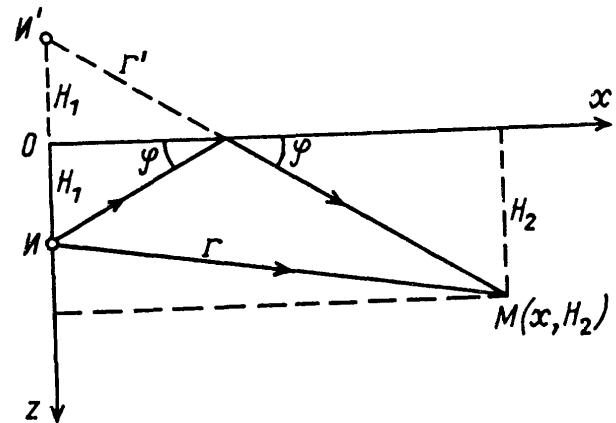


Рис. 4.9. Схема формирования дальнего поля точечного источника звука

$$p = \left(\frac{p_1}{r} e^{-j\tilde{k}r} - \frac{p_1}{r'} e^{-j\tilde{k}r'} \right) e^{j\omega t}, \quad (4.10)$$

где p_1 — амплитуда звукового давления на единичном расстоянии от источника, r и r' — расстояния точки M от действительного и мнимого источников соответственно, ω — частота звуковых колебаний, \tilde{k} — коэффициент отражения от морской поверхности. Знак “минус” перед вторым слагаемым учитывает изменение фазы звукового давления на противоположную при мягком отражении от водной поверхности. Можно показать, что амплитуда звукового давления в

достаточно удаленной от источника точке будет определяться соотношением

$$p_M \approx 2 \frac{p_1}{x} \bar{\kappa} \frac{H_1 H_2}{x} = 2 \frac{p_1 \bar{\kappa} H_1 H_2}{x^2}. \quad (4.11)$$

Таким образом, затухание звука в рассматриваемом случае по мере удаления от источника происходит по закону $p \sim 1/x^2$. Это относится к условиям абсолютно гладкой водной поверхности при значении коэффициента отражения от поверхности, равном -1 . В условиях же статистически однородного и изотропного волнения на поверхности моря средний коэффициент отражения $\bar{\kappa}$ акустической волны определяется соотношением $\bar{\kappa} = -1 + \tilde{N}^2/2$, где $\tilde{N} = 2k\sigma_\eta \sin \varphi$ — безразмерный параметр, который называют параметром Рэля (k — волновое число, σ_η — средняя квадратичная высота волны на поверхности моря, φ — угол скольжения для акустической волны).

Параметр Рэля характеризует разность фаз при отражении от взволнованной поверхности. Если параметр Рэля мал, то отраженные от различных участков взволнованной поверхности лучи находятся почти в фазе, так же как при отражении от гладкой поверхности, и коэффициент отражения близок к -1 . По мере возрастания параметра Рэля разность фаз лучей растет, лучи частично гасят друг друга и ослабляют отраженное поле в зеркальном направлении. Если разность фаз достигает π , отраженное поле в зеркальном направлении исчезает и отражение становится диффузным. Параметр Рэля играет важную роль в теории рассеяния и позволяет разделять поверхности на гладкие и шероховатые. Принято считать, что при $2k\sigma_\eta \sin \varphi < \pi/2$ поверхность гладкая, а при $2k\sigma_\eta \sin \varphi > \pi/2$ — шероховатая.

Если глубина моря недостаточно велика, то отражением акустических волн от дна пренебрегать нельзя и акустическое поле в произвольной точке будет иметь более сложный характер, чем в случае глубокого моря. Акустическое поле в неглубоком море можно представить в виде так называемых нормальных волн, каждая из которых распространяется в направлении оси x со своей скоростью и имеет в соответствии с этим свою длину волны. При этом каждая нормальная волна, бегущая в горизонтальном направлении, в вертикальном направлении представляет собой волну стоячую. Амплитуда звукового давления, как показывают расчеты, убывает с расстоянием по горизонтали пропорционально $1/\sqrt{x}$.

Применительно к условиям мелкого моря имеет место понятие критической длины волны акустических колебаний, с превышением которой при заданной глубине моря H нормальные волны становятся затухающими. Критическое значение длины волны определяется соотношением $\lambda_{кр} = 4H$, этой длине волны соответствует критическая частота $f_{кр} = c_{зв}/4H$. Коэффициент затухания для волн с длиной $\lambda > \lambda_{кр}$ в мелком море может быть чрезвычайно велик. Так, для первой нормальной волны, которая распространяется без затухания при $H/\lambda = 1/4$, в случае если H/λ становится равным $1/5$, коэффициент затухания будет составлять 130 дБ/м. Учитывая столь большие значения коэффициента затухания, можно сказать, что мелкое море является своеобразным фильтром: оно пропускает лишь волны, частота которых больше $f_{кр}$. Волны же, для которых $f < f_{кр}$, в мелком море распространяться не могут.

РЕВЕРБЕРАЦИЯ ЗВУКА И ШУМЫ В ОКЕАНЕ

После прекращения действия источника звука в море в течение определенного интервала времени в некоторой области пространства продолжает существовать акустическое поле, интенсивность которого убывает со временем. Это так называемое послезвучание, или реверберация. Промежуток времени, в течение которого уровень интенсивности звука уменьшается в 10^6 раз, называется временем реверберации. Причиной реверберации является отражение акустических волн от различного рода рассеивателей. Реверберация звука порождается неровностями дна и поверхности, различными неоднородностями водной массы: воздушными пузырьками, увлекаемыми с поверхности; пузырьками газов, образующимися при гниении органических остатков животных и растительных организмов; мелкомасштабными температурными неоднородностями, обусловленными турбулентностью; мелкими твердыми взвешенными частицами. Причинами реверберации могут быть косяки рыб, стаи дельфинов и т.д. Различают реверберацию поверхностную, донную, объемную и реверберацию от слоя. Реверберация в море оказывает существенное влияние на работу гидроакустических приборов.

Сравнительно недавно было открыто новое явление, основные свойства которого противоположны свойствам реверберации. Было отмечено, что при распространении звука в подводном звуковом канале на больших расстояниях от источника перед приходом отдельных составляющих звуковых колебаний появляется звуковой фон,

опережающий по времени приход основного сигнала. При этом уровень его не спадает с течением времени, как это имеет место при реверберации, а, наоборот, нарастает и достигает своего максимума в конце, перед приходом основного сигнала. Явление это получило название “предреверберация”.

Природа предреверберации может быть обусловлена отражением и рассеянием сигналов на внутренних волнах, рассеянием и дифракцией на больших градиентах скорости звука, рассеянием при отражении от взволнованной поверхности океана, а также рассеянием на неоднородностях водной среды со всякого рода включениями как органического, так и неорганического происхождения. Теория явления предреверберации, в отличие от реверберации, пока не разработана.

Довольно широко распространенное мнение о морских глубинах как о “мире безмолвия” не имеет под собой реальной основы. Известный французский океанолог Ж.И. Кусто справедливо заменил это название на “Мир без солнца”. Даже в наиболее уединенных тихих уголках океана существуют шумы, уровень которых примерно соответствует шумам тихого парка. В зависимости от порождающих их причин шумы моря можно разбить на три большие группы. Первая — шумы гидродинамического происхождения, их причиной является непрерывное движение, в котором находятся водные массы морей и океанов; вторая — шумы биологического происхождения, издаваемые китами, дельфинами и рыбами (как отдельными особями, так и их стаями); третьи — шумы, связанные с деятельностью человека. В полярных широтах на первый план в качестве источника шума выдвигается лед.

Интересное явление, на которое впервые обратил внимание академик В.В. Шулейкин, представляет собой зарождение инфразвуковых колебаний при обтекании ветровым потоком взволнованной поверхности моря в штормовой зоне. Эти инфразвуковые колебания распространяются со скоростью звука, которая существенно превышает скорость распространения штормовых ветров, и могут служить предвестниками надвигающегося шторма, хотя показания барометров при этом еще не меняются. Чаще всего это явление можно наблюдать в открытом море, где нет маскирующих помех, связанных с обтеканием воздушным потоком неоднородностей подстилающей поверхности. На “голос моря” реагируют мелкие ракообразные, живущие в прибрежной гальке, и медузы, которые заблаговременно покидают наиболее опасную при шторме зону берегового прибоя.

Акустические методы, так же как и гидрооптические, служат одним из инструментов для исследования термогидродинамической структуры вод Мирового океана. Это обусловлено тем, что такие явления, как крупномасштабные течения, айсберги, синоптические вихри, внутренние волны, положение слоя скачка плотности и др., вносят свой вклад в особенности распространения звука в океане.

ГЛАВА 5

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКЕАНЕ

Происхождение магнитного поля Земли, известного людям еще за 1000 лет до нашей эры, до сих пор не выяснено. Вместе с тем электрические и магнитные поля в гидросфере Земли представляют большой интерес, поскольку они воздействуют на жизнедеятельность живых организмов, помогая, например, ориентироваться рыбам при их далеких миграциях.

Геомагнитное поле вызывает так называемые теллурические токи в твердой части Земли. В океане электрические токи были обнаружены только в 1935 г.

Относительно возникновения магнитного поля Земли существует много предположений, но все они остаются только гипотезами. Одной из наиболее вероятных гипотез является связь магнитного поля Земли с вращением ее вокруг своей оси. В этом случае магнитное поле Земли было бы симметричным относительно географических координат и магнитные полюса совпадали бы с географическими. Однако этого не наблюдается. В.В. Шулейкин объясняет аномалии магнитного поля Земли наличием на ее поверхности материков и океанов. Наблюдения за вектором напряженности магнитного поля Земли действительно указывают на связь аномалий геомагнитного поля с океанами. Изолинии восточной составляющей напряженности геомагнитного поля оконтуривают берега континентов. Измерения показали также, что восточная составляющая напряженности магнитного поля Земли на материках мала, над океанами же она достигает наибольших значений. Физически это означает, что над материками существует сравнительно мало искаженное поле равномерно намагниченного шара с осью, которая совпадает с земной осью вращения. Искажение этого поля проявляется над оке-

анами, и притом тем сильнее, чем ближе в этом месте сходятся континенты.

С помощью карты восточных составляющих вектора напряженности магнитного поля Земли были вычислены значения электрического потенциала в океане, намного превосходившие, однако, данные непосредственных измерений.

Измерения, выполненные в морях и океанах, показали увеличение плотности тока с глубиной. Причины этого явления до сих пор не выяснены.

Увеличение с глубиной моря электрических токов должно уменьшать склонение магнитного поля.

Пульсация вертикальной составляющей геомагнитного поля обуславливает переменность тока в море. При этом возникают явления, напоминающие скин-эффект в проводнике: плотность тока у берегов больше, чем в центре моря. Это так называемый береговой эффект, который, возможно, и приводит к концентрации изолиний восточной составляющей напряженности магнитного поля Земли вдоль побережий.

Сложное электрическое поле возникает в верхнем слое океана, охваченном волнением. Это связано с трехмерной структурой поверхностных волн и сильнее всего обнаруживается у берегов, где волнение наиболее интенсивно и приводит к периодическим поступательным движениям воды. Воздействие волнения на электрическое поле проявляется в виде пульсаций магнитного поля с периодом, близким к периодам волн.

Следует еще раз отметить, что электрические и магнитные поля в океане, представляя большой теоретический и практический интерес, все еще мало исследованы.

ГЛАВА 6

РАДИОАКТИВНОСТЬ В ОКЕАНЕ

После второй мировой войны началось систематическое изучение радиоактивности вод Мирового океана. Необходимость таких работ определяет все продолжающееся радиоактивное загрязнение окружающей среды — атмосферы, океана, земной поверхности. Прогресс в исследовании радиоактивности океана начался, когда были разработаны методы, позволившие надежно выявлять уровень радиации, соответствующий 1–2 распадам, происходящим

в течение минуты в 100 л воды. Исследование радиоактивности вод Мирового океана открыло новые возможности для его изучения.

Изотопы, находящиеся в океане, разделяют на три группы: терригенные, космогенные и антропогенные, или искусственные. Происхождение терригенных изотопов связано с размывом и сбросом реками в океан материала, слагающего поверхность материков. Эти изотопы используются, как правило, при биохимических и геохимических исследованиях. К космогенным относятся изотопы, которые находятся в атмосфере и вместе с осадками выпадают в океан. Такие изотопы используются для изучения физических процессов, протекающих на границе раздела океан–атмосфера. Искусственные радиоактивные изотопы попадают в океан при взрывах ядерных зарядов, когда радиоактивные осколки разлетаются в разные стороны. Радиоактивные осколки попадают в атмосферу и далее в стратосферу. При этом ядерная продукция перемешивается над земной поверхностью в планетарном масштабе. Затем радиоактивные аэрозоли оседают на поверхность Земли или выпадают вместе с атмосферными осадками. В моря и океаны выбрасываются также отходы атомных производств.

Современная ядерная гидрофизика занимается следующими вопросами: выявлением источников изотопов в океане, исследованием поля радиоактивности на поверхности океана, изучением глубинного распределения изотопов, методов прогноза радиационной обстановки в океане, разработкой методов исследования и способов измерения радиоактивности фона.

Еще в 1954–1955 гг. японские ученые в районе атолла Бикини проследили путь водных масс, загрязненных радиоактивностью в результате испытания атомной бомбы в атмосфере. Продукты радиоактивных взрывов вместе с загрязненными ими водами океана за 4 месяца проделали путь в 2000 км, а за 8 месяцев — в 7000 км. Распределение радиоактивности по поверхности Атлантического и Индийского океанов более однородно, так как эти океаны не подвергались загрязнению в результате ядерных взрывов.

Ядерная гидрофизика исследует закономерности формирования в океане полей ядерного загрязнения. Наиболее исследованы процессы формирования и распространения искусственной радиоактивности в океане. Поле концентрации \tilde{s} изотопов изучается с помощью уравнения турбулентной диффузии:

$$\frac{\partial \tilde{s}}{\partial t} + v \nabla \tilde{s} = \text{div } Q - \lambda \tilde{s} + \varphi_1(\tilde{s}) + \varphi_2(\tilde{s}) + \varphi_3(\tilde{s}),$$

где v — скорость, Q — турбулентный диффузионный поток, члены λ , φ_1 , φ_2 описывают процессы радиоактивного распада, биологического и седиментационного расхода исследуемого изотопа, а φ_3 характеризует фракционирование изотопов.

Изучение радиоактивности в гидросфере представляет интерес не только само по себе, но и с точки зрения решения ряда самостоятельных задач гидрофизики. Так, тритий, который является составной частью молекулы воды, служит прекрасным трассером при исследовании кругооборота вод между океаном и суши, влагообмена в системе атмосфера–гидросфера, интенсивности обмена водных масс в океане и т.д. Применение сравнительно короткоживущего изотопа ^7Be позволяет изучать процессы, характеризующиеся различными пространственными и временными масштабами. При исследовании адвекции в океане, интенсивности обмена в нем применяются изотопы водорода и кислорода ^3H и ^{18}O .

Многообразие форм, в которых искусственные и естественные радиоактивные изотопы присутствуют в океане, до сих пор мало изучено. Необходимо отметить также, что до настоящего времени данные по естественным радиоактивным изотопам весьма разрознены и нуждаются в дополнительном исследовании.

Данные о глубинных распределениях радиоизотопов анализируются с помощью так называемых “ящичных” моделей. При этом принимается, что определенная концентрация изотопа является меткой одного из “ящичков”. Эти модели помогают определить происхождение водных масс и возраст глубинных вод, а также скорость обмена между соседними “ящичками”. Такие модели пригодны только для квазистационарных условий, т.е. для изотопов с очень большими периодами полураспада, значительно превосходящими характерные временные масштабы гидрофизических процессов.

Распределение осколочной радиоактивности по вертикали океана существенно зависит от колебаний и разрушения слоя скачка. Последнее вызывает так называемый эффект “шлюза”, интенсифицирующий процесс проникновения осколочной радиоактивности в глубинные слои океана.

Успехи, достигнутые в изучении радиоактивности Мирового океана, позволяют прогнозировать радиационную обстановку в его конкретных районах. Стало возможным определять радиационную опасность в местах захоронения отходов атомной промышленности и рассчитывать предельные количества таких отходов. Так, напри-

мер, в 50-х гг. идеальным местом захоронения радиоактивных отходов считалось Черное море. Это утверждение базировалось на предположении об очень большом возрасте глубинных вод моря (порядка тысячи лет). Однако уже в 1948 г. В.А. Водяницкий показал, что возраст глубинных вод Черного моря измеряется всего 130 годами. Согласно данным дальнейших исследований вертикальный перенос радиоактивности в глубинах Черного моря значителен и определяется турбулентной диффузией и вертикальной скоростью течения (рис. 6.1). Таким образом было доказано, что Черное море не может быть могиликом для ядерных отходов.

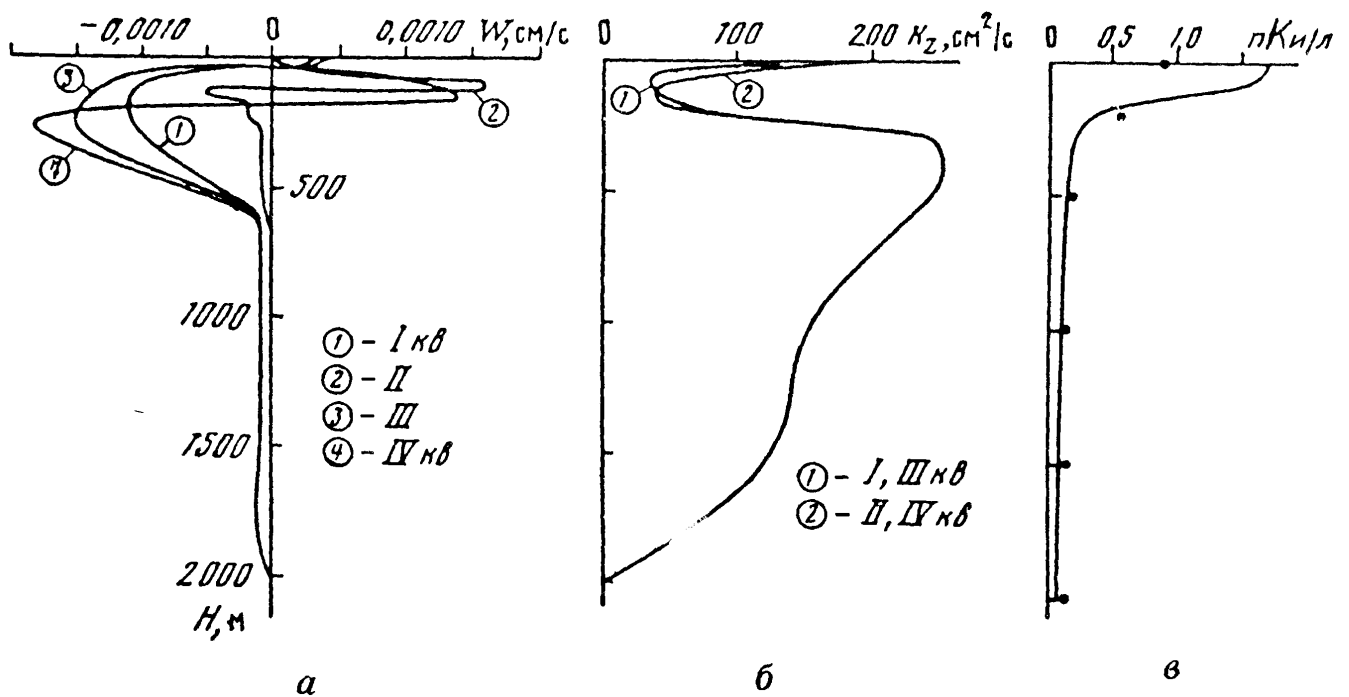


Рис. 6.1. Распределение по глубине Черного моря: а — вертикальной скорости течения $w(z)$, б — коэффициента турбулентной диффузии $k_z(z)$, в — концентрации стронция-90 (Океанология. Физика моря, 1978)

Наиболее опасную радиационную обстановку создают гамма-излучатели, поскольку гамма-кванты в морской воде обладают значительным пробегом. При рассеянии спектр гамма-излучения меняется, при этом возрастает его мягкая часть, которая легко поглощается морской водой.

Мера радиационной безопасности конкретного района определяется соотношением доз радиации, обусловленных искусственными изотопами, по сравнению с дозами естественного гамма-излучателя. Нередко искусственные радиоизотопы накапливаются морскими организмами. Это может быть опасным для человека, если такие организмы попадают в пищевые цепи.

В проблемах физики Земли, атмосферы и гидросферы все большую роль приобретают их экологические аспекты. Это связано с тем, что человечество в своей деятельности подошло к той роковой черте, за которой практически любая более или менее крупная экологическая катастрофа может привести к необратимым последствиям. Масштабы преобразовательной деятельности человека приобрели глобальный характер, т.е. стали соизмеримыми с масштабами действий естественных сил.

Сейчас уже очевидно, что экологически благополучная или неблагоприятная обстановка не может быть региональной. Локальных экологических катастроф нет и быть не может: любое региональное экологическое бедствие способно перерасти в мировую катастрофу. Глобальная циркуляция в гидросфере и атмосфере Земли делает бессмысленными какие бы то ни было границы и кордоны, возводимые людьми с целью оградить отдельный регион или страну от окружающего мира.

Законы, направленные на сохранение экологического благополучия, должны быть двухуровневыми: одни следует связать с решением экологических задач местного значения, а другие — с решением экологических проблем, имеющих общемировое значение. Однако до настоящего времени правовая сторона экологии не решена.

Первоочередной задачей в решении экологических проблем всех уровней является экологическое просвещение и широкая информированность всех слоев населения Земли о состоянии окружающей человека природы.

Действенная охрана и рациональное использование природных ресурсов могут быть обеспечены только при условии понимания процессов, происходящих в литосфере, атмосфере, гидросфере и биосфере Земли. Современные проблемы экологии могут быть решены лишь совместными усилиями ученых разных специальностей.

В хозяйственной деятельности человечество использует энергию, которая в термодинамике получила название свободной энергии. Это та часть энергии системы, которая может перейти в работу. Свободная энергия черпается человеком из биосферы, главным образом в результате сжигания топлива: газа, нефти и угля. При этом, как выяснилось, человечество сегодня разрушает больше, чем создает.

Именно в этом и состоит принципиальная физическая сущность современного экологического кризиса.

Сжигание топлива дает около 90% потребляемой человечеством энергии. При этом расходуется кислород воздуха, что ведет к изменению соотношения кислорода и углекислого газа в атмосфере в сторону увеличения концентрации последнего. Кроме того, при сжигании ископаемого топлива в атмосферу поступают серный, сернистый, угарный и другие вредные газы. Антропогенное воздействие на атмосферу приводит также к увеличению содержания в ней газов и соединений, вызывающих разрушение озонового слоя — защитного экрана Земли от вредного влияния на все живое ультрафиолетовых солнечных лучей. Процесс загрязнения атмосферы в результате антропогенного воздействия требует постоянного активного контроля.

Из вышесказанного следует необходимость быстрее разработки и освоения альтернативных источников энергии, как-то: солнечной радиации, геотермального тепла, силы приливов и ветра и, наконец, ядерных источников энергии. К альтернативным источникам тепла относится также и гидроэнергетика. Однако к настоящему времени резервы ее на Земле практически исчерпаны.

Несмотря на все негативные последствия использования АЭС, ядерная энергетика является наиболее перспективным источником энергии. Экологический аспект ядерной энергетике связан с обеспечением безопасности ядерных реакторов и с надежностью захоронения радиоактивных отходов. Над этими вопросами интенсивно работают во всем мире, однако они все еще далеки от своего решения.

Центральной проблемой современной экологии является проблема чистой пресной воды. Не секрет, что во многих странах потребление пресной воды в промышленных и бытовых целях уже в настоящее время сильно ограничено. И с годами эта проблема только усугубляется.

России принадлежат основные мировые запасы пресной воды. Так, одно только озеро Байкал содержит 1/5 часть запасов пресной воды на Земле, а если говорить о чистой пресной воде, то на долю Байкала приходится $\approx 70\%$ ее мировых ресурсов. И вместе с тем именно в России так остро стоит вопрос о загрязнении источников пресной воды.

Гидросфера Земли загрязняется в результате целого ряда процессов, а именно: стока в водоемы и реки промышленных отходов и химических удобрений, вносимых в почву и вымываемых из нее

дождями и паводками; загрязнения водных бассейнов нефтяными продуктами в процессе добычи нефти в районах шельфа и при авариях нефтеналивных судов; наконец, поступления вредных соединений из атмосферы в водоемы при газообмене между водной и воздушной оболочками Земли. Все эти механизмы загрязнения изучены крайне слабо, и борьба с загрязнением гидросферы еще только начинается.

ЛИТЕРАТУРА

- Буллен К.Е.* Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир, 1966.
- Гарвей Дж.* Атмосфера и океан. М.: Прогресс, 1982.
- Гутенберг Б.* Физика земных недр. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
- Джеффрис Г.* Земля, ее происхождение, история и строение. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
- Жарков В.Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983.
- Кононкова Г.Е.* Динамика морских волн. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1969.
- Космическое землеведение/Под ред. В.А. Садовниченко.* М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992.
- Лакомб А.* Физическая океанография. М.: Мир, 1974.
- Магницкий В.А.* Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965.
- Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965.
- Стейси Ф.* Физика Земли. М.: Мир, 1972.
- Трухин В.И.* Введение в магнетизм горных пород. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
- Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1986.
- Шулейкин В.В.* Очерки по физике моря. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
- Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978.

Учебное издание

ОБЩАЯ ГЕОФИЗИКА

Зав. редакцией *Л.А. Николова*

Редактор *Т.В. Властовская*

Художественный редактор *Ю.М. Добрянская*

Технический редактор *З.С. Кондрашова*

Корректоры *Н.И. Коновалова,*
Л.С. Клочкова, Т.С. Милякова

Дизайнер на компьютере *С.Ю. Воронина*

ЛР № 040414 от 27.03.92

ИБ № 7515

Сдано в набор 24.05.94. Подписано в печать 13.07.95. Формат 60 × 90/16. Бумага офс. кн.-журн. Офсетная печать. Гарнитура Таймс. Усл. печ. л. 20,0. Уч.-изд. л. 19,74
Тираж 1000 экз. Заказ № 1206. Изд. N 5593.

Ордена “Знак Почета” издательство Московского университета. 103009, Москва, ул. Б.Никитская, 5/7. Типография ордена “Знак Почета” изд-ва МГУ. 119899, Москва, Воробьевы горы.