

Ю. П. ДОРОНИН

Взаимодействие атмосферы и океана

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



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1981

Рецензенты: кафедра океанологии Одесского гидрометеорологического института, д-р физ.-мат. наук А. С. Саркисян (ИОАН СССР), д-р физ.-мат. наук Ю. В. Николаев (ААНИИ)

Ответственный редактор д-р физ.-мат. наук Ю. В. Николаев

Показана общность законов изменения термодинамического состояния атмосферы и океана, взаимосвязанных через уравнения балансов количества движения, тепла и водно-солевого баланса. Закономерности переноса входящих в них потоков субстанций определены как функции состояния соприкасающихся слоев воздуха и воды. Рассмотрено строение взаимодействующих пограничных слоев атмосферы и океана, а также ветровые волны и лед как продукт этого взаимодействия. В заключительных главах изложено влияние обмена импульсом, теплом и влагой между атмосферой и океаном на протекающие в них крупномасштабные процессы.

Предназначена в качестве учебного пособия для студентов, специализирующихся в области океанологии и метеорологии.

The book by Yu. P. Doronin "The Ocean — Atmosphere Interaction" presents the common character of the atmosphere and ocean thermodynamics change interrelated through the momentum balance, heat and water-salt balance equations. The laws of property flux transport are defined as state functions of the adjoining air and water layers. The structure of interacting sea — air boundary layers, wind waves and ice as a product of this interaction are traced here. The last chapters discuss the influence of momentum, heat and moisture exchange between the atmosphere and the ocean on the large-scale processes.

The book can be recommended as a manual for the students of oceanography and meteorology.

ЮРИЙ ПЕТРОВИЧ ДОРОНИН

Взаимодействие атмосферы и океана

Редактор Т. А. Иванова. Художник И. Г. Архипов. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Технический редактор Л. М. Шишкова. Корректор А. В. Хюрхес

ИБ № 741

Сдано в набор 14.07.81. Подписано в печать 25.11.81. М-21656. Формат 60×90/16. Бумага тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 18. Кр.-отг. 18,0. Уч.-изд. л. 19,31. Тираж 2420 экз. Индекс ОЛ-172. Заказ № 1488. Цена 90 коп.

Гидрометеоздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. 191126, Ленинград, Социалистическая ул., 14.

Д 20806-198
069(02)-81 2-81. 1903030100

© Гидрометеоздат, 1981 г.

ЛЕНИНГРАДСКИЙ

ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЙ И

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ЦЕНТР

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	5
ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ	7
ВВЕДЕНИЕ	9
1. ОБЩНОСТЬ ЗАКОНОВ ИЗМЕНЕНИЯ ОСНОВНЫХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА	17
1.1. Основные определения термодинамики	—
1.2. Уравнение движения воздуха и воды	25
1.3. Уравнение сохранения массы	29
1.4. Уравнения механической и внутренней энергии воздуха и воды	31
1.5. Осредненные уравнения гидротермодинамики для атмосферы и океана	35
1.6. Уравнения баланса энергии и вещества на поверхности океана	41
2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБМЕНА ИМПУЛЬСОМ МЕЖДУ АТМОСФЕРОЙ И ОКЕАНОМ	44
2.1. Динамика приводного слоя атмосферы	—
2.2. Зависимость потока количества движения от ветра и волн при нейтральной стратификации	50
2.3. Влияние стратификации приводного слоя атмосферы на поток количества движения	56
2.4. Поток импульса при больших скоростях ветра	60
2.5. Влияние осреднения скорости ветра на результаты расчетов потока количества движения	64
3. ЛУЧИСТЫЕ ПОТОКИ ТЕПЛА В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНОМ	66
3.1. Солнечное излучение	—
3.2. Длинноволновое излучение атмосферы и океана	71
3.3. Отражение радиации океаном	75
3.4. Поглощение радиации в океане	79
3.5. Радиационный баланс океана	80
4. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБМЕНА ЭНТАЛЬПИЕЙ МЕЖДУ АТМОСФЕРОЙ И ОКЕАНОМ	83
4.1. Подобие обмена импульсом и энтальпией	—
4.2. Соотношение коэффициентов турбулентной теплопроводности, вязкости и диффузии	86
4.3. Расчеты испарения и турбулентного потока тепла по наблюдениям осредненных значений метеорологических элементов	89

4.4.	Влияние брызг при штормах на испарение с поверхности океана и теплообмен	94
4.5.	Влияние осреднения на вычисленные потоки влаги и тепла	97
5.	ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ НА ПЕРЕМЕШИВАНИЕ И ТЕМПЕРАТУРУ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА	100
5.1.	Турбулентное перемешивание в верхнем слое океана, обусловленное ветром	—
5.2.	Конвекция в верхнем слое океана	107
5.3.	Изменение температуры воды под влиянием метеорологических факторов	111
5.4.	Приповерхностная инверсия температуры воды в океане	117
6.	ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ КАК ПРОДУКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ	121
6.1.	Геометрия взволнованной поверхности океана и ее описание	—
6.2.	Генерация ветрового волнения	125
6.3.	Источники энергии ветровых волн и использование уравнения баланса энергии для расчета ветровых волн	132
6.4.	Влияние стратификации атмосферы на развитие волн	136
7.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА	141
✓ 7.1.	Динамическое взаимодействие пограничных слоев при постоянных по вертикали коэффициентах турбулентности	—
7.2.	Влияние силы Архимеда на пограничные слои	147
7.3.	Влияние бароклинности на пограничные слои	151
✓ 7.4.	Модель пограничного слоя атмосферы с переменным коэффициентом турбулентности	156
✓ 7.5.	Влияние атмосферы на строение океанического пограничного слоя и его параметризация	160
7.6.	Тепловая трансформация соприкасающихся слоев атмосферы и океана	170
8.	ЛЕД КАК ПРОДУКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ	178
8.1.	Закономерности формирования ледяного покрова	—
8.2.	Таяние льда под воздействием солнечного и атмосферного тепла	184
8.3.	Равновесная толщина морского льда	187
8.4.	Влияние гидрометеорологических условий на распространение морского льда	191
8.5.	Влияние ледяного покрова на теплообмен атмосферы с океаном	197
9.	ПОНЯТИЕ О КРУПНОМАСШТАБНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА И МЕТОДАХ ЕГО ИССЛЕДОВАНИЯ	205
9.1.	Уравнения балансов тепла, массы и количества движения в атмосфере и океане	—
9.2.	Источники и стоки тепла в системе атмосфера—океан—материк	208
9.3.	Методы исследования крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана	216

10. ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА НА ИХ СОСТОЯНИЕ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ . . .	226
10.1. Принципиальная математическая модель системы атмосфера — океан—суша	—
10.2. Принципы выбора конечно-разностной схемы решения	231
10.3. Моделирование глобального распределения приземной тем- пературы	235
10.4. «Центры действия» атмосферной циркуляции	238
10.5. Моделирование ветровой циркуляции в океане	241
10.6. Основные результаты численных экспериментов по изучению взаимодействия атмосферы и океана	244
10.7. Исследование влияния аномалий теплового состояния океана на атмосферу	249
11. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В АТМОСФЕРЕ И В ОКЕАНЕ В РЕЗУЛЬ- ТА ТЕ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	259
11.1. Периодические колебания в атмосфере и в океане	—
11.2. Облачность как продукт и регулятор взаимодействия атмо- сферы и океана	265
11.3. Междугодовая изменчивость состояния системы атмосфера— океан—континент	270
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	278
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	283
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	287

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основой для настоящего учебного пособия послужили лекции о взаимодействии атмосферы и океана, которые читались в Ленинградском гидрометеорологическом институте.

В связи с тем, что к заключительному курсу студенты приобретают знания по физике и динамике океана; а также получают основные представления о метеорологических процессах, в главе I книги представлялось целесообразным показать общность описания главных термодинамических процессов и законов сохранения энергии и вещества как в атмосфере, так и в океане.

При изложении закономерностей обмена энергией и влагой между соприкасающимися газообразной и жидкой сферами нашей планеты основное внимание уделено рассмотрению взаимного влияния этих сред на потоки. Считалось, что основы обмена количеством движения, теплом и водяным паром между подстилающей поверхностью и атмосферой студентам известны и поэтому они здесь опущены.

Несмотря на большое внимание, уделяемое метеорологами и океанологами пограничным слоям атмосферы и океана, и появление в последние годы крупных обобщающих книг Брауна [6], Л. Р. Орленко [53], В. И. Калацкого [24], сборника работ по моделированию верхнего слоя океана [41] и ряда других исследований, в данной книге этой проблеме отведена только одна глава. Такое малое место, отведенное столь серьезной проблеме, связано с тем, что вопросы строения планетарных пограничных слоев как атмосферы, так и океана подробно излагаются в специальной метеорологической и океанологической учебной литературе.

В настоящем случае преследовалась цель показать взаимное приспособление пограничных слоев друг к другу. К сожалению, исследований этого направления пока немного.

В связи с особой важностью для метеорологов и океанологов определения влияния обмена энергией и водяным паром между атмосферой и океаном на протекающие в них крупномасштабные процессы в заключительных главах сделана попытка изложения представлений по этим вопросам. В ряде случаев достаточного материала для доказательства того или иного положения не имелось, не всегда существует единственная точка зрения на природу некоторых крупномасштабных проявлений взаимодействия атмосферы и океана. Поэтому в данных разделах как нигде проявляется субъективная авторская трактовка.

Глава 6 книги написана совместно со старшим научным сотрудником М. М. Зубовой, а главы 10 и 11 — со старшим научным сотрудником И. Н. Русиным.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

<p>A — альbedo подстилающей поверхности</p> <p>c_1 — теплоемкость воздуха при постоянном давлении</p> <p>c_2 — теплоемкость воды при постоянном давлении</p> <p>D — диффузия энергии турбулентности</p> <p>E — критерий устойчивости</p> <p>E_λ — тепловое излучение</p> <p>\mathbf{F} — вектор объемных сил</p> <p>F_n — эффективное излучение</p> <p>H — толщина пограничного слоя, высота, глубина</p> <p>I_0 — солнечная постоянная</p> <p>\mathbf{I} — главный вектор сил</p> <p>I_S — интенсивность источника субстанции S</p> <p>K — коэффициент горизонтальной турбулентности</p> <p>L — масштаб длины Монины—Обухова</p> <p>\mathcal{L} — удельная теплота испарения</p> <p>L_k — удельная теплота кристаллизации</p> <p>M — масса</p> <p>N — сплоченность льда</p> <p>\mathbf{P} — вектор поверхностных сил</p> <p>P — давление</p> <p>Q — теплота, приток тепла</p> <p>R — газовая постоянная сухого воздуха</p> <p>R_n — газовая постоянная водяного пара</p> <p>S — соленость, относительная доля примеси</p> <p>$S(k), S(\omega)$ — спектральная плотность</p> <p>T — температура</p>	<p>T_B — температура виртуальная</p> <p>\mathbf{V} — вектор скорости потока</p> <p>U, V, W — проекция скорости ветра на оси координат</p> <p>c_V — коэффициент сопротивления</p> <p>c_T — коэффициент теплообмена</p> <p>c_q — коэффициент испарения</p> <p>e — упругость водяного пара</p> <p>f — параметр Кориолиса</p> <p>g — ускорение свободного падения</p> <p>h — толщина слоя в атмосфере или в океане</p> <p>\tilde{h} — толщина льда</p> <p>$\kappa_V, \kappa_T, \kappa_S$ — коэффициент вертикального турбулентного переноса субстанции V, T, S</p> <p>k — волновой вектор</p> <p>k — волновое число</p> <p>k_T — коэффициент термического расширения</p> <p>k_P — коэффициент плотности сжимаемости</p> <p>k_S — коэффициент объемной деформации за счет примесей</p> <p>l — масштаб турбулентности</p> <p>n — балл облаков</p> <p>q — удельная влажность воздуха</p> <p>t — время</p> <p>u, v, w — проекции скорости течения на оси координат</p> <p>ε — скорость диссипации энергии турбулентности</p> <p>ζ — денивеляция уровня</p>
--	---

η — энтропия
 θ — потенциальная температура
 ϑ — температура льда
 κ — постоянная Кармана
 $\kappa_V, \kappa_T, \kappa_S$ — коэффициенты молекулярной диффузии субстанций V, T, S
 λ_L — теплопроводность льда
 v — объем
 ρ_1, ρ_2 — плотность воздуха и морской воды

ρ_p — плотность водяного пара
 τ — напряжение
 χ — энтальпия
 \bar{B} — радиационный баланс
 I — испарение
 O — осадки
 \mathcal{D} — вязкая диссипация
 \mathcal{E} — энергия
 Φ_S — вектор потока субстанции S

Введение

Насущные потребности человечества в плане использования природных ресурсов, изменения климата и улучшения качества гидрометеорологических прогнозов ускорили в последние два-три десятилетия исследования атмосферы и океана. Все сильнее действуют недостатки описательных методов изучения гидрометеорологических процессов, хотя бесспорно их значение при становлении метеорологии и океанологии как наук. В настоящее время в большей степени, чем раньше становятся необходимыми количественные критерии состояния и изменения атмосферы и океана. Поскольку состояние любой среды зависит как от ее свойств, так и от притока и перераспределения энергии, то в качестве основной задачи, решение которой позволяет определить развитие многих гидрометеорологических процессов, является исследование поступления и преобразования энергии в газообразной, жидкой, и твердой оболочках Земли.

Источником жизни на Земле является поглощаемая ее оболочками солнечная радиация. При этом на долю атмосферы приходится только треть радиации, а остальная часть поглощается тонким поверхностным слоем суши и океана, расходуясь на нагревание этих сред, а также трансформируясь в длинноволновое излучение и турбулентные потоки тепла, которые передаются воздуху. Поэтому вполне объясним интерес, проявляемый к исследованию закономерностей преобразования энергии в пограничных слоях атмосферы, океана и деятельном слое суши.

Роль особенностей подстилающей поверхности в перераспределении энергии настолько велика, что в зависимости от них формируются воздушные массы глобальных масштабов со своими специфическими чертами. Это влажный и теплый в зимнее время или прохладный летом воздух над океанами и воздух с противоположными свойствами над материками. Изучение характеристик континентальных и океанических воздушных масс, их изменений в процессе движения являются предметом всей метеорологии. Поэтому вполне естественно, что при разработке теории климата и прогноза погоды необходимо учитывать взаимодействие атмосферы как с океанами, так и с материками. Ибо различие свойств подстилающей поверхности есть первопричина, создающая отклонение циркуляции атмосферы от зональной и формирующая многообразие климатических и погодных условий. Однако во взаимодействии атмосферы

с океаном много специфического, что заставляет его выделять из общего круга взаимодействий воздуха с подстилающей поверхностью.

Различие физических свойств суши и воды приводит к тому, что в первом случае деятельный слой, в котором существуют изменения во времени температуры и влаги, значительно меньше деятельного слоя океана. Кроме того, сравнительно малая теплоемкость почвы приводит к меньшим, чем в океане, затратам солнечной энергии на ее прогрев, а большая доля поглощенной радиации в трансформированном виде передается обратно в атмосферу. Материки обладают во много раз меньшей тепловой инерцией, чем океаны, и в какой-то степени их можно полагать средой, лишь отражающей радиацию в атмосферу, пусть даже в преобразованном виде. Это облегчает учет поступления энергии в атмосферу над сушей. Поэтому в первых гидродинамических моделях по общей циркуляции атмосферы теплоемкость суши полагалась нулевой.

Океаны, вследствие их большой термической инерции, являются аккумуляторами тепла со сравнительно небольшим диапазоном изменения температуры воды во времени. Тепловые потоки между ними и атмосферой распределяются иначе, чем над материками, причем горизонтальные переносы тепла течениями приводят к тому, что некоторые потоки становятся даже по направлению другими, чем над сушей. Если материки практически не реагируют на динамическое действие на них атмосферы, то океаны и моря быстро отвечают на атмосферные воздействия. Между ними создаются различного масштаба обратные связи. И если в какой-то мере можно понять и объяснить механизм процессов, исследуя атмосферу и океан раздельно, то предвычислять гидрометеорологические процессы, особенно на длительный срок, без учета обратных связей нельзя. В наиболее грандиозных масштабах такая связь проявляется в сезонном изменении океанического междуширотного обмена. Увеличение контраста температур между полюсом и экватором зимой и усиление меридиональной атмосферной циркуляции приводят к возрастанию скорости течений и потока океанического тепла в меридиональном направлении. Последнее же способствует уменьшению широтного контраста температуры как в океане, так и в атмосфере. Ярким примером такого рода является хорошо выраженная сезонность в адвекции тепла атлантическими водами в Северный Ледовитый океан.

Атмосферные движения вызывают перемещения больших масс воды, переносящих накопленное ими тепло в районы с совершенно иными климатическими характеристиками, где этот теплозапас воды меняет свойства воздушной массы над океаном и они могут очень сильно отличаться от среднезональных значений.

Обратные связи устанавливаются и в области мелкомасштабных взаимодействий, когда, например, в результате термодинамического обмена потоками формируются пограничные слои в атмосфере и океане со взаимно зависимыми характеристиками.

Океан не только является аккумулятором и перераспределителем тепла в пространстве и времени, но и главным поставщиком влаги в атмосферу, которая оказывает влияние на термодинамику атмосферы не меньше, чем солнечная радиация. Достаточно отметить, что за счет конденсации влаги воздух получает больше тепла, чем приносит ему турбулентный перенос и поглощение солнечной радиации. Велика роль влаги и в сконденсированном состоянии как экрана, перераспределяющего тепловые потоки не только в атмосфере, но и на подстилающей поверхности. Влагообмен океана с атмосферой влияет через изменение солености на состояние океана.

Если океан влияет на атмосферные процессы в основном через тепло- и влагообмен, то атмосфера воздействует на океан не только через отмеченные потоки, но и динамически. Термика и соленость вод океанов и морей, режим течений в значительной мере обусловлены действием атмосферы, если не непосредственно, то косвенным образом. Достаточно отметить, что все конвекционные и градиентные течения находятся под непосредственным влиянием тепло- и влагообмена с атмосферой.

Вся совокупность особенностей, тепловых, динамических взаимодействий, перераспределений влаги, обусловленных ими процессов с выраженными обратными связями и заставляют рассматривать атмосферу и океан как единую систему, работающую под действием одного источника энергии — солнечной радиации.

Многие физические свойства присущи как газообразной, так и жидкой средам системы и поэтому основные принципы термогидродинамики применимы к обеим частям системы. На этот важный факт уже давно обращал внимание В. В. Шулейкин и в последние годы появились попытки решения уравнений, описывающих поведение либо всей системы, либо пограничных слоев соприкасающихся сред. Однако существенных результатов еще не получено из-за трудностей не только математического характера, но и физического. В первую очередь сюда следует отнести необходимость чрезвычайно точного учета преобразований энергии. Действительно, например, кинетическая энергия всей атмосферы составляет менее 1 % запасов ее потенциальной и внутренней энергии. Еще меньше соотношение этих видов энергии в океане. Поэтому относительно небольшие неточности в определении потоков тепла и влаги могут существенно исказить результаты вычислений динамических характеристик. Много неясного в механизме образования связей при развитии гидрометеорологических процессов. Например, механизм, замыкающий между собой приток тепла, испарение, конденсацию влаги и генезис облаков, известен лишь в климатическом аспекте. Во многих случаях нет ясности, даже в качественном отношении, какую роль играет термическое и динамическое воздействие атмосферы в формировании океанических течений.

Таким образом, выделяются два круга вопросов, подлежащих изучению в первую очередь. Это закономерности обмена энергией между атмосферой и океаном и проявление термодинамического

взаимодействия в гидрометеорологических процессах. В соответствии с масштабом явлений первые можно охарактеризовать как мелкомасштабные взаимодействия, а вторые — как крупномасштабные.

Пока еще нет точного определения масштабов взаимодействия атмосферы и океана. Обычно при необходимости такого подразделения пользуются либо характерными масштабами атмосферных и океанических движений, либо размерами областей, в которых происходит основной приток энергии от атмосферы к океану. По ним выделяются мелкомасштабные явления с колебаниями гидрометеорологических элементов от долей секунд до нескольких минут. Они достаточно хорошо прослеживаются на спектрах как в атмосфере, например, по скорости ветра, так и в океане — по спектру ветровых волн.

Под мезомасштабными процессами понимают такие, характерный период которых составляет несколько часов. Этот класс явлений выделяется в связи с почти повсеместно существующей внутрисуточной изменчивостью гидрометеорологических элементов.

Принято выделять также процессы синоптического масштаба с характерным периодом в несколько суток, процессы сезонного масштаба в более крупные. Часто их объединяют в общую группу крупномасштабных процессов. На спектрах различных гидрометеорологических элементов этот масштаб также довольно четко заметен.

В общем такая классификация масштабов взаимодействия подтверждается характерными размерами зон поступления кинетической энергии от атмосферы к океану. Р. В. Озмидов показал, что выделяются три такие зоны: в масштабе ветровых волн, инерционных и приливных колебаний и в масштабе циклонов и антициклонов, т. е. синоптическом.

Для практической деятельности человечества наибольший интерес представляет проявление взаимодействия атмосферы и океана в гидрометеорологических процессах крупномасштабного характера. Однако решение этих вопросов большей частью невозможно без определения потоков энергии и массы, зависимость которых от средних значений гидрометеорологических элементов описывается с позиций мелкомасштабного взаимодействия атмосферы и океана.

К настоящему времени в наибольшей степени изучены закономерности обмена энергией и водяным паром между атмосферой и океаном, хотя многие проблемы еще ждут своего решения. Появились обобщающие работы [5, 26, 31, 62], в которых освещена специфика закономерностей обмена количеством движения, теплом и паром атмосферы с океаном по сравнению с сушей. Подвижность и меняющийся масштаб неровностей океанической поверхности, их зависимость от атмосферного воздействия, а также влияние на это воздействие приводит к тому, что разработанные метеорологами формулы для определения потоков энергии и водяного пара

над сушей требуют уточнения при их использовании для оценки этих потоков над океаном. Совершенно различен характер распространения тепла в глубь океана и суши, различным образом проявляется реакция океана и суши на поток импульса. Даже ледяной покров, являющийся продуктом взаимодействия атмосферы и океана приводит к особенностям в обмене энергией и массой между соприкасающимися с ним средами, так как эти потоки зависят от толщины, размеров и пространственного распределения льдин. Появляется еще один источник тепла в результате фазовых преобразований воды на нижней поверхности и в толще льда. Таяние и образование льдов очень сильно влияет на плотностную стратификацию поверхностных вод, а следовательно, на интенсивность турбулентного перемешивания со всеми вытекающими последствиями.

Развернувшиеся экспериментальные исследования различных аспектов взаимодействия атмосферы и океана с научно-исследовательских судов, специализированных судов-буев, а также различного рода заякоренных буев и вех выявили специфические явления и особенности процессов. Среди них достаточно отметить такие, как холодная «пленка» на поверхности океана, индуцирование пульсаций волнами, влияние штормовых брызг на потоки энергии и массы. Эти, а также ряд других характерных сторон взаимодействия, послужили основой для совершенствования теории обмена энергией и влагой между атмосферой и океаном.

Проявление энергетических преобразований в гидрометеорологических процессах и формирование обратных связей между процессами в океане и атмосфере происходит обычно в пространственно-временных масштабах, исчисляемых километрами и часами. Поэтому их целесообразно рассматривать с позиций крупномасштабного взаимодействия.

В первую очередь, к этому классу задач следует отнести исследования теплового и водного балансов в климатическом отношении. Они имеют огромное значение, так как определяют источники и стоки энергии, их распределение в пространстве и времени. По сути дела их результаты являются той базой, на которой может быть основано плодотворное изучение генезиса практически всех гидрометеорологических процессов. Поэтому на климатологию теплового и водного балансов обращается чрезвычайно большое внимание и в этом направлении выполнен ряд фундаментальных исследований (Шулейкин, Будыко, Джекобс, Колон и др.). Несмотря на сравнительно небольшую точность определения некоторых компонентов баланса, они вполне дают представление о характере преобразования энергии в той или иной среде. В частности, оценки составляющих теплового баланса показали, что тепло от океана к атмосфере передается в основном за счет испарения влаги. Выделяющееся скрытое тепло при конденсации играет, очевидно, чрезвычайно большую роль в формировании атмосферных движений. Пока в синоптической практике теплота конденсации не учи-

тывается. Только в гидродинамических моделях делаются, по сути, первые попытки принять во внимание этот источник энергии. Малкус в своих исследованиях по климатологии теплового и водного балансов предлагает их рассматривать как основу для теорий стационарной циркуляции, в которой наиболее отчетливо может быть заметна роль и функциональная зависимость движений от источников и стоков энергии.

Балансовые уравнения не являются прогностическими и не позволяют исследовать влияние обмена энергией между атмосферой и океаном на развитие гидрометеорологических процессов и формирование обратных связей. На начальных ступенях развития наших знаний о взаимодействии для решения этих задач использовались различные статистические связи. При этом чаще всего строились зависимости аномалий какого-либо метеорологического элемента от состояния океана или изменения океанологических характеристик от метеорологических. И в настоящее время такие связи довольно широко распространены и применяются в прогностической службе. Но при обработке исходной информации для их построения не всегда удается выделить изменение функции под действием того или иного аргумента, так как наблюдения фиксируют только результат совокупного действия многих факторов. Даже при современном развитом статистическом аппарате, в принципе позволяющем выделить роль одного фактора среди многих, в метеорологии и океанологии это не удается сделать, хотя бы из-за многообразия действующих сил и ограниченности длины ряда наблюдений.

Несмотря на эти ограничения статистический метод исследования перспективен при решении определенных задач взаимодействия. В частности, изучение статистической структуры гидрометеорологических полей, выделение при помощи спектрального анализа периодичностей в их колебаниях, выявление связей между полями метеорологических и океанологических элементов проводятся статистическими методами. Круг исследователей этого направления наиболее широк, и полученные ими результаты пока еще не получили надлежащего обобщения.

Механизм преобразования энергии взаимодействия и проявление ее в гидрометеорологических процессах устанавливается в виде причинно-следственных связей в уравнениях гидродинамики, которые составляют математическую модель, с той или иной степенью точности описывающую реальный процесс в зависимости от полноты учета действующих факторов.

Появление быстродействующих вычислительных машин дало возможность преодолевать трудности, связанные с нелинейностью и сложностью уравнений, в результате чего их решение дает возможность проследить последствия действия источника энергии. Математическое моделирование является мощным средством исследования, позволяющим также проводить оценки влияния различных факторов на развитие процесса даже при отсутствии фактиче-

ских сведений об их интенсивности. Этого добиваются посредством такого выбора неизвестного элемента, при котором достигается наилучшее совпадение вычисленных и наблюдаемых характеристик. Поэтому этот метод исследования начал широко применяться при изучении циркуляции атмосферы и океана.

Но в математической модели должна быть в аналитической форме строго установлена связь интенсивности источников энергии с вычисляемыми элементами, поэтому повышаются требования к нашим представлениям о физике процессов. В связи с этим возникают некоторые задачи, на первый взгляд мало связанные с взаимодействием, но решение которых должно предшествовать решению основной проблемы. К ним, в первую очередь, следует отнести фазовые преобразования влаги в атмосфере, образование и рассеивание облаков, а также связанную с ними трансформацию энергии. Не меньшую важность имеет параметризация различных процессов в атмосфере и в океане подсеточного масштаба. Над этими и другими задачами метеорологии и океанологии, входящими в проблему взаимодействия жидкой и газообразной сред нашей планеты, усиленно работают ученые многих стран, и к настоящему времени уже известны устойчиво работающие модели, позволившие выявить многие стороны взаимного влияния атмосферы и океана друг на друга в пределах длительного периода времени, достигающего до нескольких лет.

Большое влияние на результаты моделирования крупномасштабных процессов в атмосфере и в океане оказывает выбор метода численной реализации модели и ее конечно-разностной аппроксимации. Решению этой проблемы посвящено много исследований советских и иностранных ученых. У нас в стране особенно следует отметить оригинальный подход, разрабатываемый академиком Марчуком и его школой.

Несмотря на большой круг ученых, занятых решением проблем крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана, и большие достижения в раскрытии ее тайн многие стороны взаимодействия пока не получили надлежащего освещения или результаты исследований не однозначны. Поэтому в настоящем учебном пособии изложены только основные механизмы крупномасштабного взаимодействия и основные, с точки зрения автора, проявления этого взаимодействия в атмосферных и океанических процессах. При этом даже такие важные явления, как тропические ураганы, особенности экваториально-тропической циркуляции, крупные океанические течения и многие другие, не нашли отражения в книге по причине сравнительно слабой изученности, не позволившей их объяснить с позиций взаимодействия атмосферы и океана.

Поскольку основной направленностью в изложении данной проблемы были общие физические аспекты, то вопросы проявления взаимодействия атмосферы и океана в конкретных региональных условиях практически не освещались, несмотря на большое количество публикаций по этой теме.

Из-за чрезвычайно большого круга вопросов, входящих как в собственно проблему взаимодействия атмосферы и океана, так и в соприкасающиеся с ней метеорологические и океанологические задачи, оказалось невозможным в равной степени осветить результаты всех исследований и отметить вклад каждого исследователя. Достаточно отметить, что Плахотник в книге по истории изучения взаимодействия атмосферы и океана, составленной в своей основе на отечественных материалах, использовал около 1000 источников. В книге Керри и Уокера «Система океан — атмосфера» использовано около 600 источников, в основном иностранных. Примерно такое же число ссылок у Ролля и т. д. Поэтому при изложении материала в настоящей книге ради облегчения чтения цитирование различных источников сводилось к минимуму, хотя в полной мере имелись в виду заслуги всех исследователей в решении тех или иных разделов этой многогранной проблемы.

1. Общность законов изменения основных термодинамических характеристик атмосферы и океана

1.1. Основные определения термодинамики

При изучении атмосферных и океанических процессов неизбежно приходится сталкиваться с различными видами преобразования энергии. В первую очередь это относится к трансформации лучистой энергии Солнца, за счет которой, в конечном счете, формируются все виды движения в газообразной и жидкой оболочках нашей планеты. Исследование закономерностей преобразования одного вида энергии в другой, связей энергии с состоянием вещества является, как известно, предметом термодинамики, определяющей наиболее общие законы, присущие любому веществу. В данной главе будут рассмотрены лишь те законы термодинамики, которые необходимы при изучении взаимодействия атмосферы и океана.

Термодинамика исследует состояния системы, т. е. некоторого определенного количества вещества, которое не может быть ни бесконечно большим, ни бесконечно малым, состоящим, например, из нескольких молекул. Атмосфера и океан как в целом, так и раздельно, даже в ограниченных объемах, удовлетворяют этим требованиям. Поэтому к ним применимы положения термодинамики, а сами объемы воздуха и воды, или вся атмосфера и Мировой океан называются *термодинамическими системами*.

Совокупность свойств системы таких как плотность, температура, давление, влажность, соленость и т. д. определяют *состояние* термодинамической системы, а изменение ее состояния, а следовательно и ее свойств, называется *процессом*. В свете этих определений любые преобразования энергии, изменения количества вещества и его свойств как в целом для атмосферы и океана, так и для их ограниченных объемов, перенос вещества и т. д. являются процессами, происходящими в термодинамической системе. Обмен теплом, паром и количеством движения между атмосферой и океаном, океанические и воздушные течения, изменения агрегатного состояния воды и многое другое могут служить примерами термодинамических процессов.

При рассмотрении свойств и состояния атмосферы и океана с точки зрения термогидродинамики можно отметить ряд общих черт этих сред. В первую очередь воздух и вода в данном случае рассматриваются как *сплошные материальные системы* с непрерывным распределением вещества и физических характеристик. При этом молекулярная структура вещества во внимание не принимается, а его макроскопические характеристики определяются

осреднением по некоторому элементарному объему с характерным размером, существенно большим, чем длина свободного пробега молекулы в кубе. Поэтому под плотностью ρ ; температурой T , влажностью, соленостью и другими характеристиками вещества в какой-то точке пространства в данном случае следует понимать соответствующие характеристики элементарного объема воды или воздуха с центром в указанной точке и содержащего большое число молекул.

Следующим важным свойством воздуха и воды является их *сжимаемость*, т. е. их плотность меняется в довольно больших пределах. Но здесь же между жидкостью и газом имеется существенное различие, заключающееся в том, что расстояния между молекулами в воде много меньше, чем в воздухе. Это приводит к возникновению в воде значительных сил сцепления, особенно сильно выраженных на поверхности, отделяющей ее от другого вещества. Поэтому эти силы называли *поверхностными*. Под их действием вода настолько сильно сжата, что другие силы вызывают у нее чрезвычайно незначительное по сравнению с воздухом изменение объема. Зависимость удельного объема или плотности воздуха и воды от определяющих факторов выражается *уравнением состояния*. И воздух, и морская вода представляют собой смеси со сравнительно малым количеством примесей S . Поэтому во многих случаях к ним применимы закономерности, справедливые лишь для химически чистых веществ.

В общем виде уравнение состояния через удельный объем v может быть представлено выражением $v = v(T, P, S)$. Отсюда полный дифференциал функции состояния системы v представляется в виде функции трех переменных:

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{PS} dT + \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_{TS} dP + \left(\frac{\partial v}{\partial S} \right)_{TP} dS. \quad (1.1)$$

Если все члены полученного выражения поделить на удельный объем v , то коэффициентами при дифференциалах температуры, давления P и примеси будут:

коэффициент термического расширения

$$k_T = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{PS}, \quad (1.2)$$

коэффициент плотностной сжимаемости

$$k_P = - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_{TS}, \quad (1.3)$$

коэффициент объемной деформации за счет примеси

$$k_S = - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial S} \right)_{TP}. \quad (1.4)$$

Через перечисленные параметры уравнение состояния воздуха и воды выражается в дифференциальном виде:

$$\frac{dv}{v} = k_T dT - k_P dP - k_S dS. \quad (1.5)$$

Имея в виду, что плотность обратна удельному объему $\rho = 1/v$, легко получить аналогичное выражение для изменения плотности.

Несмотря на сравнительно простую форму записи дифференциального уравнения состояния, оно не всегда удобно для практического использования из-за изменчивости входящих в него коэффициентов. Поэтому часто пользуются упрощенными выражениями уравнения состояния системы. При этом воздух считается смесью идеальных газов, молекулы которых не имеют объема и не взаимодействуют между собой. Полагается, что газовый состав сухого воздуха неизменен и его средняя относительная масса равна $m_c = 28,97$. Сильно меняется в воздухе лишь плотность водяных паров ρ_n , относительная молекулярная масса которых $m_n = 18,02$. Уравнение состояния для смеси идеальных газов плотностью ρ_1 , состоящей из сухого воздуха и водяного пара, имеет вид

$$P = R_y T \left(\frac{\rho_c}{m_c} + \frac{\rho_n}{m_n} \right) = T (R \rho_c + R_n \rho_n), \quad (1.6)$$

где $R_y = 8313$ Дж/(кг·К) — универсальная газовая постоянная; $R = R_y/m_c = 287$ Дж/(кг·К) — газовая постоянная сухого воздуха; $R_n = R_y/m_n = 461$ Дж/(кг·К) — газовая постоянная водяного пара.

Чаще в формуле (1.6) используется плотность влажного воздуха и удельная влажность $S_1 \equiv q = \rho_n/\rho_1$. Тогда она по форме совпадает с уравнением состояния идеального газа

$$P = R \rho_1 T \left[1 + q \left(\frac{R_n}{R} - 1 \right) \right] = R \rho_1 T_b. \quad (1.7)$$

В метеорологии выражение $T [1 + q (R_n/R - 1)]$ называется виртуальной температурой T_b .

В воде свободное пространство между молекулами несравнимо меньше, а силы притяжения молекул воды друг к другу значительно больше, чем в воздухе. Поэтому уравнение состояния идеального газа здесь не применимо. Аналогия с воздухом сводится к тому, что уравнение состояния пресной воды определяется теми же характеристиками, т. е. давлением, температурой и плотностью. Роль солей в морской воде можно качественно уподобить роли влаги в воздухе. В этом случае соленость S необходимо рассматривать как параметр состояния. Основное эмпирическое соотношение между отмеченными характеристиками приведено в океанографических таблицах. Но оно очень громоздкое и на практике часто заменяется более упрощенными уравнениями состояния. Из них наиболее широкое распространение в нашей стране получили уравне-

ния, предложенные П. С. Линейкиным (1.8) и О. И. Мамаевым (1.9):

$$\rho_2(T, S, P)/\rho_0 = 1 + 10^{-5}(\varepsilon_1 T - \varepsilon_2 T^2 - \varepsilon_3 ST + \varepsilon_4 S + \varepsilon_5 P), \quad (1.8)$$

где $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$; $\varepsilon_1 = 6,89 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $\varepsilon_2 = 0,918 \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$; $\varepsilon_3 = 0,39 \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \times (0/_{00})^{-1}$; $\varepsilon_4 = 82 (0/_{00})^{-1}$; $\varepsilon_5 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Па}^{-1}$.

$$\rho_2(T, S, 0)/\rho_0 = 1 + 10^{-5} [2815,2 - \varepsilon'_1 T - \varepsilon'_2 T^2 + (\varepsilon'_4 - \varepsilon'_3 T)(S - S_c)], \quad (1.9)$$

где $\varepsilon'_1 = 7,35 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $\varepsilon'_2 = 0,469 \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$; $\varepsilon'_3 = 0,2 \text{ }^\circ\text{C}^{-1} (0/_{00})^{-1}$; $\varepsilon'_4 = 80,2 (0/_{00})^{-1}$; $S_c = 35 \text{ }^\circ/_{00}$.

Известны и другие приближенные представления уравнения состояния морской воды. Подробный их анализ приведен в работе [36].

В термодинамике различают только два вида энергии: внутреннюю и внешнюю [60]. Первая складывается в основном из энергии поступательного и вращательного движения молекул, их взаимодействия, из внутриатомной и внутриядерной энергии. Во второй вид энергии входит энергия движения всей системы, как единого целого, и энергия положения системы в поле сил при условии неизменности внутренней энергии. В противном случае часть энергии положения перейдет во внутреннюю.

Любой вид энергии \mathcal{E} является однозначной функцией состояния системы и не зависит от пути, по которому совершается переход от одного состояния к другому. Единственно возможными термодинамическими формами передачи энергии от одной системы к другой является теплота Q и работа \mathcal{S} . Изменение энергии в результате этих процессов составляет суть первого начала термодинамики и выражается формулой

$$d\mathcal{E} = dQ - d\mathcal{S}. \quad (1.10)$$

В принципе изменения энергии как в виде тепла, так и через работу зависят от пути процесса, поскольку при этом различным будет вклад хотя бы трения. Однако в энергетике большинства метеорологических и гидрологических процессов его роль незначительна, и поэтому члены правой части формулы (1.10) можно рассматривать как дифференциалы.

Очень важным термодинамическим параметром является *энтропия* — η , характеризующая макроскопическое состояние системы в зависимости от ее микроструктуры. Она максимальна при равномерном распределении всех параметров состояния в системе. Чем менее равномерно они распределены, тем меньше значение энтропии системы. Связь между энергией, энтропией и такими параметрами состояния системы как температура T , давление P , количество примесей S , определяется [70] основным уравнением термодинамики

$$d\mathcal{E} = Td\eta - Pd\nu + \mu dS. \quad (1.11)$$

Если в качестве термодинамической системы рассматривается воздух, то S обозначает относительную долю влаги в объеме v , а при рассмотрении морской воды S обозначает соленость. Параметр μ представляет собой разность между химическими потенциалами всех примесей и основным веществом системы.

Уравнение термодинамики (1.11) описывает связь между рядом параметров термодинамической системы, будь ею воздух или вода. Такие параметры, как энергия, энтальпия, энтропия обычно непосредственно не измеряются, а вычисляются через температуру и теплоемкость. Эта взаимосвязь вытекает из упомянутого уравнения. Если в качестве независимых переменных в нем использовать более или менее легко измеряемые температуру, удельный объем и количество примесей — удельную влажность или соленость и полный дифференциал внутренней энергии представить через частные производные по этим трем элементам, то получается выражение

$$\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T}\right)_{vS} dT + \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial v}\right)_{TS} dv + \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial S}\right)_{Tv} dS = Td\eta + \mu dS - Pdv \quad (1.12)$$

В том случае, когда не происходит изменения объема и примеси системы, это уравнение упрощается.

При перечисленных ограничениях частный дифференциал совпадает с полным, а значение полученных выражений зависит от физических свойств вещества и носит название *теплоемкости при постоянных объеме и количестве примесей*

$$c_{vS} = \left(\frac{d\mathcal{E}}{dT}\right)_{vS} = T \left(\frac{d\eta}{dT}\right)_{vS}. \quad (1.13)$$

Оно является общим как для воздуха, так и для воды.

Процесс может протекать не при постоянном объеме системы, а при неизменном давлении. В этом случае употребляется *теплоемкость при постоянном давлении* или *изобарическая теплоемкость*, которая аналогично находится из уравнения (1.12)

$$c_{PS} = c_{vS} + \left[\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial v}\right)_{TS} + P \right] \left(\frac{dv}{dT}\right)_{PS}. \quad (1.14)$$

Последний член этой формулы характеризует количество тепла, которое пошло на совершение работы $P \frac{dv}{dT}$ и на изменение внутренней энергии, связанной с изменением объема.

Более простое выражение изобарической теплоемкости получается при использовании энтальпии $\chi = \mathcal{E} + Pv$. При этом в основном уравнении термодинамики делается переход от энергии к энтальпии и производятся такие же операции, как и при получении изохорной теплоемкости. В результате получается выражение теплоемкости при постоянном давлении или *изобарической теплоемкости*

$$c_{PS} = \left(\frac{d\chi}{dT}\right)_{PS} = T \left(\frac{d\eta}{dT}\right)_{PS}. \quad (1.15)$$

Теплоемкость при постоянном давлении не бывает меньше, чем изохорная теплоемкость. Из общей формулы (1.14) этот вывод не следует сразу явным образом, однако после некоторых преобразований вид формулы становится более простым

$$c_{PS} - c_{vS} = T k_T^2 v / k_P. \quad (1.16)$$

Правая часть этой формулы всегда положительна, т. е.

$$c_{PS} \geq c_{vS}.$$

Если полагать воздух идеальным газом, то из уравнения состояния легко находятся коэффициенты k_T и k_P и тогда

$$c_P - c_v = R. \quad (1.17)$$

С достаточной для многих практических целей точностью для воздуха $c_P = 0,99$ Дж/(г·К). Поскольку $R = 0,287$ Дж/(г·К), то c_v почти на 30 % меньше, чем c_P .

Разность теплоемкостей воды значительно меньше, чем воздуха, и зависит от температуры [51]. Поскольку при температуре наибольшей плотности $k_T = 0$, то $c_{PS} = c_{vS}$. Во всех остальных случаях, как при $k_T > 0$, так и при $k_T < 0$, теплоемкость воды при постоянном давлении больше теплоемкости при постоянном объеме. Однако из-за малости k_T эта разность обычно не превышает $5 \cdot 10^{-3}$ Дж/(г·К)

Термодинамические процессы, происходящие без обмена теплом между системой и окружающим пространством как в атмосфере, так и в океане, называются *адиабатическими*. Очень часто при вертикальных перемещениях воздуха и воды изменение температуры за счет перепадов давления оказывается много большим, чем за счет притока тепла. В этом случае процесс становится *практически адиабатическим*.

Для обратимых процессов, происходящих без обмена примесями с окружающей средой, отсутствие притока тепла соответствует неизменности энтропии, поэтому такие процессы можно называть *изэнтропическими*. При перечисленных условиях уравнение термодинамики (1.12), в котором изменение внутренней энергии выражено через теплоемкость, имеет вид

$$c_{vS} dT + \left[\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial v} \right)_{TS} + P \right] dv = 0. \quad (1.18)$$

С учетом выражений (1.14) и (1.16) получается

$$\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial v} \right)_{TS} + P = T \frac{k_T}{k_P}. \quad (1.19)$$

Следовательно,

$$dT = - \frac{T k_T}{c_{vS} k_P} dv. \quad (1.20)$$

Из формулы ясно видна связь между изменениями объема и температуры. В случае подъема воздуха или воды и происходящего

при этом расширении объема $dv > 0$ происходит адиабатическое понижение температуры, так как $dT < 0$. Из-за того, что при температуре ниже, чем температура наибольшей плотности, знак k_T у воды меняется на обратный, то при этом диапазоне температур вода при расширении адиабатически нагревается.

В большинстве практических расчетов вместо изменений удельного объема удобнее использовать изменение давления, которое связано очень простой зависимостью с вертикальным перемешиванием воздуха и воды. Для получения такого выражения удобно использовать формулу (1.14), умноженную на dT . Последующая замена с помощью формул (1.18) и (1.19) членов, в которые входят c_{vS} и энергия, приводит к выражению

$$c_{PS}dT = \frac{Tk_T}{k_P} \left[\left(\frac{dv}{dT} \right)_{PS} dT - dv \right]. \quad (1.21)$$

Использование уравнения состояния (1.5) для замены выражения в скобках дает

$$dT = \frac{Tk_T v}{c_{PS}} dP. \quad (1.22)$$

Поскольку

$$\frac{dT}{dz} = \frac{dT}{dP} \frac{dP}{dz},$$

а последний множитель на основании уравнения статики равен

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{g}{v},$$

то из формулы (1.22) с помощью перечисленных преобразований находится *адиабатический градиент температуры*

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_a = -\frac{gTk_T}{c_{PS}}. \quad (1.23)$$

Этот градиент дает представление об изменениях температуры воздуха и морской воды при их вертикальных перемещениях без обмена теплом и примесями с окружающей средой. Числовое значение этого градиента в атмосфере при отсутствии фазовых преобразований влаги составляет $0,99 \cdot 10^{-2}$ К/м.

Адиабатический градиент температуры для морской воды гораздо меньше, чем для воздуха, и не остается постоянным из-за существенного изменения k_T . При температуре наибольшей плотности он равен нулю, а при более низкой градиент даже меняет свой знак. В диапазоне температуры 10—20 °С, где $k_T \sim 1,5 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$, адиабатический градиент температуры примерно на два порядка меньше, чем в воздухе.

Вследствие адиабатических изменений температуры воздушных и водных масс за счет смены давления измеренная температура часто не отражает тепловое взаимодействие между выделенной массой и окружающей средой. Поэтому в метеорологии и океанологии

принято температуру приводить адиабатическим путем к некоторому стандартному давлению, исключая тем самым ее адиабатические изменения. В метеорологии в качестве такого стандартного давления принято 1000 мбар, т. е. 10^5 Па, а в океанологии — давление на поверхности океана.

Приведенную таким образом температуру называют *потенциальной температурой* θ .

Выражение, определяющее потенциальную температуру воздуха, легко получить из формулы (1.22), если в ней представить коэффициент термического расширения через уравнение состояния, а затем проинтегрировать полученное выражение от начального состояния до конечного стандартного давления P_0 и температуры T_0

$$T_0 = \theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R/c_P}. \quad (1.24)$$

Эта формула носит название формулы Пуассона и широко применяется в метеорологии для [сравнения термодинамического состояния воздушных масс] для определения изменения их теплового состояния под действием неадиабатических источников тепла и т. д.

Выражение потенциальной температуры морской воды в принципе можно получить тем же способом, что и для воздуха. Однако из-за сложного вида зависимости коэффициента термического расширения воды от определяющих факторов не получается простого выражения типа формулы Пуассона. Поэтому выражение адиабатической поправки обычно дается в интегральном виде

$$\delta T = \int_z^0 \frac{g T k_T}{c_P} dz, \quad (1.25)$$

где z — расстояние от поверхности океана.

В данном случае переменная T входит под знак интеграла, что еще больше затрудняет его вычисление. Поэтому целесообразнее находить потенциальную температуру из формулы (1.23), предварительно перенеся температуру в ее левую часть. Тогда интегрирование дает

$$\theta = T \exp \left(\int_z^0 \frac{k_T v}{c_P} dz \right). \quad (1.26)$$

Несмотря на очень малую сжимаемость воды, при ее больших вертикальных перемещениях адиабатическая поправка может быть существенной.

При определении неадиабатических изменений температуры морской воды, так же как и для воздуха, следует использовать потенциальную температуру. На практике, особенно при исследовании теплового состояния поверхностного слоя океана, обычно температура не приводится к стандартному давлению из-за малой адиабатической поправки.

1.2. Уравнение движения воздуха и воды

Движение атмосферы и океана как сплошных сред происходит под действием многих сил, которые в соответствии с положениями гидродинамики [34] принято подразделять на два вида: *объемные* или *массовые* и *поверхностные*. К первым относятся те силы, которые действуют сразу на все элементы объема: гравитационные, электромагнитные и т. д. Ко второй категории сил относятся те, которые действуют непосредственно на сравнительно тонкий слой частиц, расположенных по периферии объема. Сюда относятся силы давления и трения как между атмосферой и океаном, так и между объемами газа или жидкости внутри этих сред. Конечно, давление и трение передаются внутри объема, как, например, передается в глубь океана трение воздуха о воду, вызывая дрейфовое течение, но непосредственно передача силы трения от одной среды к другой в данном примере происходит на поверхности их раздела.

Строго говоря, при изучении динамики атмосферы и океана как сплошных сред рассматриваются не сами объемные или поверхностные силы, а плотность их распределения. Согласно определению, даваемому в механике сплошных сред [34], под плотностью распределения объемных сил в точке O понимают предел отношения равнодействующих сил, действующих на частицы малого объема Δv с центром в точке O — ΔF , к массе этого объема

$$\mathbf{F} = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \mathbf{F}_0}{\rho \Delta v} \right). \quad (1.27)$$

Или для элементарного объема dv с центром в O

$$d\mathbf{F}_0 = \mathbf{F} \rho dv. \quad (1.28)$$

Поверхностные силы \mathbf{P}_n также определяются плотностью их распределения или напряжением, но не по объему, а по поверхности Π . В таком случае под вектором поверхностной силы в точке O понимают произведение вектора напряжения на элементарную площадку с центром в точке O $d\mathbf{P}_0 = \mathbf{P}_n d\Pi$.

Для того, чтобы получить основное уравнение движения элементарного объема как воздуха, так и воды используется закон изменения количества движения, гласящий, что изменение главного вектора количеств движения системы материальных частиц \mathbf{I} равно главному вектору внешних массовых и поверхностных сил. Так как \mathbf{I} равен интегралу по объему от произведений абсолютных скоростей \mathbf{V}_a на элементарные массы частиц dM

$$\mathbf{I} = \int_v \mathbf{V}_a dM = \int_v \mathbf{V}_a \rho dv, \quad (1.29)$$

то

$$\frac{d\mathbf{I}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_v \mathbf{V}_a \rho dv = \int_v \rho \mathbf{F} dv + \int_{\Pi} \mathbf{P}_n d\Pi. \quad (1.0)$$

При неизменном выделенном объеме и массе вещества в нем левая часть выражения (1.30) может быть преобразована следующим образом

$$\frac{d}{dt} \int_v \mathbf{V}_a \rho dv = \int_v \frac{dV_a}{dt} \rho dv. \quad (1.31)$$

В полученном уравнении скорость движения определяется по отношению к инерциальной системе координат. Но в метеорологии и океанологии интересуются, как правило, скоростью по отношению к поверхности вращающейся Земли, т. е. неинерциальной системой координат. Для того чтобы учесть ускорение, возникающее за счет вращения Земли, производится переход к координатам, связанным с Землей. Пусть вектор \mathbf{r} определяет положение центра выделенного элементарного объема в неподвижной системе координат x_1, y_1, z_1 , а \mathbf{r}_0 — в подвижной x, y, z (рис. 1.1). Тогда, если \mathbf{r}_1 обозначает перемещение центра подвижной системы координат, можно записать

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_1 + (xi + yj + zk).$$

Рис. 1.1. Схема положения точки в неподвижной и подвижных системах координат

Чтобы перейти к ускорениям, нужно это выражение дважды продифференцировать по t и

ввести угловую скорость ω , в результате чего получается

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} + \left(\frac{d\omega}{dt} \times \mathbf{r}_0 \right) + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}_0) + \frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2(\omega \times \mathbf{V}). \quad (1.32)$$

Здесь \mathbf{V} — скорость движения относительно поверхности Земли, вращающейся с угловой скоростью ω .

Поскольку $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ есть величина постоянная, то второй член правой части выражения (1.32) равен нулю. Также равен нулю и первый член из-за равномерности поступательного движения Земли. В таком случае абсолютное ускорение представляется формулой

$$\frac{dV_a}{dt} = \frac{dV}{dt} + \omega \times (\omega \times \mathbf{r}_0) + 2(\omega \times \mathbf{V}). \quad (1.33)$$

Поверхностный интеграл в правой части выражения (1.30) представляется через сумму проекций напряжений на координатные

ПЛОСКОСТИ

$$\int_{\Pi} \mathbf{P}_n d\Pi = \int_{\Pi} (\mathbf{P}_x n_x + \mathbf{P}_y n_y + \mathbf{P}_z n_z) d\Pi,$$

а затем этот поверхностный интеграл преобразуется в объемный

$$\int_{\Pi} \mathbf{P}_r d\Pi = \int_{\nu} \left(\frac{\partial \mathbf{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{P}_z}{\partial z} \right) d\nu.$$

После проведенных преобразований левой и правой частей уравнения (1.30) оно принимает вид

$$\int_{\nu} \left[\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_0) + 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) \right] dM = \int_{\nu} \mathbf{F} dM + \int_{\nu} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \mathbf{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{P}_z}{\partial z} \right) dM. \quad (1.34)$$

Поскольку объем выбран произвольно, то это уравнение можно записать в дифференциальной форме

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F} - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_0) - 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \mathbf{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{P}_z}{\partial z} \right). \quad (1.35)$$

Таким образом, движение воздуха и воды описывается одним и тем же уравнением, но с соответствующими параметрами.

В метеорологии и океанологии из объемных сил обычно выделяют плотность распределения силы земного притяжения и вызываемое им ускорение, которое суммируют с центробежным ускорением, описываемым вторым членом правой части уравнения. Первое из них направлено к центру планеты, а второе — по перпендикуляру от оси вращения Земли. Поскольку центробежное ускорение в земных условиях составляет примерно $\frac{1}{8}$ % ускорения, создаваемого притяжением, то их сумма, называемая ускорением свободного падения

$$\mathbf{g} = \mathbf{F} - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_0), \quad (1.36)$$

практически одинакова как для атмосферы, так и для океана на одной и той же широте.

Аналогично действию силы тяжести происходит действие *приливообразующих сил*, вызванных гравитационным притяжением Земли Луной и Солнцем. Отличие заключается в том, что они имеют периодический характер и вызывают периодические колебания атмосферы и океана. В данном случае эти колебания рассматриваться не будут и переменная слагаемая часть силы \mathbf{F} опущена!

В метеорологии и океанологии принято выделять из напряжений \mathbf{P} гидростатическое давление P , а оставшуюся часть напряжений называть вязкими из-за того, что они пропорциональны градиентам скорости и коэффициентам кинематической вязкости воздуха или воды κ_ν и выражать через тензор $\boldsymbol{\tau}$.

С учетом перечисленного уравнение движения принимает вид

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{g} - 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \boldsymbol{\tau}, \quad (1.37)$$

где ∇ — знак градиента.

Вязкие напряжения подразделяются на касательные к плоскости трения и нормальные, для которых зависимость от скорости различна. Если индексом i обозначить ось, перпендикулярную к плоскости трения, а индексом j любую другую перпендикулярную ось, то проекция касательного напряжения на эту ось представляется формулой

$$\tau_{ij} = \rho \kappa_V \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right). \quad (1.38)$$

Нормальное напряжение на плоскость, перпендикулярную оси x_i определяется выражением

$$\tau_i = 2\rho \kappa_V \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} \right). \quad (1.39)$$

Подстановка приведенных выражений вязких напряжений в уравнение (1.37) приводит его к известной форме Навье—Стокса

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{g} - 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + \kappa_V \left[\nabla^2 \mathbf{V} + \frac{2}{3} \nabla(\operatorname{div} \mathbf{V}) \right], \quad (1.40)$$

где ∇^2 — знак лапласиана.

Итак, общее ускорение движения воздуха и воды складывается из уравнений, обусловленных гравитационными силами, вращением Земли, градиентом давления и вязкими напряжениями. Последнее из-за малости коэффициента вязкости (табл. 1.1) невелики и в большинстве случаев при определении скорости ветра или течения во внимание не принимаются.

Таблица 1.1

Коэффициент кинематической вязкости воздуха κ_V и воды κ_v

T °C	—30	0	10	20	30	40
κ_V см ² /с	0,107	0,132	0,141	0,150	0,159	0,169
κ_v см ² /с	—	0,018	0,013	0,010	0,008	0,007

Если атмосфера или океан находятся в неподвижном состоянии, то $\mathbf{V} = 0$ и из уравнения (1.40) следует

$$\mathbf{g} = \nabla P. \quad (1.41)$$

Это так называемое *уравнение статики*, характеризующее соотношение между силой тяжести и градиентом давления. Оно остается справедливым также при медленных движениях воздуха и воды, которые имеют место в крупномасштабной циркуляции. В природных условиях проекции градиента давления на горизонтальную ось на несколько порядков меньше, чем на вертикальную, поэтому принимается во внимание только последняя. В результате уравне-

ние статики в метеорологии и в океанологии записывается только в проекции на вертикальную ось

$$\mp g\rho = \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (1.42)$$

Знак минус появляется из-за того, что ось z обычно направляется вертикально вверх, а проекция g ей противоположна. В океанологии часто ось z направляется от уральной поверхности в глубь океана и в таком случае знак минус в формуле (1.42) отсутствует.

1.3. Уравнение сохранения массы

Воздух и вода обладают большой подвижностью и поэтому в их среде не бывает разрывов вещества. Это приводит к тому, что поток вещества через поверхность Π выделенного объема v вызывает в нем изменение плотности воздуха или воды.

Пусть через элементарную площадку $d\Pi$ протекает воздух или вода со скоростью \mathbf{V} (рис. 1.2). Тогда через площадку $d\Pi$ в направлении внешней нормали \mathbf{n} в единицу времени протечет $\rho \mathbf{V}_n d\Pi$, через всю поверхность Π протечет масса

$$\int_{\Pi} \rho \mathbf{V}_n d\Pi = \int_{\Pi} \rho (\mathbf{V}_x n_x + \mathbf{V}_y n_y + \mathbf{V}_z n_z) d\Pi. \quad (1.43)$$

В результате вытекания или притока массы в выделенном объеме происходит изменение плотности вещества

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv.$$

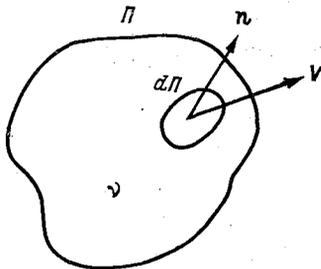


Рис. 1.2. Схема направления потока жидкости

Если внутри объема не происходит образования или исчезновения какой-то массы вещества, то поверхностный интеграл компенсируется объемным и их сумма равняется нулю

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv + \int_{\Pi} \rho (\mathbf{V}_x n_x + \mathbf{V}_y n_y + \mathbf{V}_z n_z) d\Pi = 0. \quad (1.44)$$

Переход по теореме Гаусса—Остроградского от поверхностного интеграла к объемному, позволяет получить более удобное выражение

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv + \int_v \rho \operatorname{div} \mathbf{V} dv = 0. \quad (1.45)$$

В силу произвольности выбора области интегрирования можно от интегральной формы перейти к дифференциальной

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \quad (1.46)$$

Полученное выражение под названием *уравнения неразрывности* широко применяется в метеорологии и океанологии. Часто используется иная форма записи этого уравнения, связанная с определением локального изменения плотности

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\rho. \quad (1.47)$$

Объединение в выражениях (1.46) и (1.47) членов, определяющих дивергенцию скорости и адвекцию плотности, приводит к другой форме записи уравнения неразрывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\mathbf{V}) = 0. \quad (1.48)$$

При рассмотрении не потока массы воздуха или воды, а какой-либо другой субстанции, например, водяного пара или солей, все рассуждения остаются такими же, но вместо потока массы $\rho\mathbf{V}_n$ в уравнениях должен фигурировать поток субстанции S . При рассмотрении изменения влажности или солёности таким потоком будет поток водяного пара или соли Φ_S , а вместо плотности воздуха или воды в уравнение должна входить плотность примесей ρS . Применительно к этому случаю уравнение, описывающее локальное изменение массы водяного пара или солей, будет аналогичным уравнению (1.48) и иметь вид

$$\frac{\partial\rho S}{\partial t} + \operatorname{div}\Phi_S = 0. \quad (1.49)$$

Если существуют какие-то источники или стоки субстанции S , то в правой части этого уравнения вместо нуля должна входить их интенсивность I_S

$$\frac{\partial\rho S}{\partial t} + \operatorname{div}\Phi_S = I_S. \quad (1.50)$$

Примерами таких источников водяного пара могут быть облака, испарение которых вызывает рост S . В океанах и морях источником солёности может быть лед, образование которого сопровождается выделением солей.

Поток Φ_S обуславливается двумя основными механизмами: упорядоченным переносом — *адвекцией* и хаотическим молекулярным перемешиванием — *диффузией*. Первая, как известно, пропорциональна концентрации примесей и скорости ветра или течения, а вторая пропорциональна молекулярному коэффициенту диффузии κ_S и градиенту примесей, т. е.

$$\Phi_S = \rho\mathbf{V}S - \rho\kappa_S\nabla S. \quad (1.51)$$

Знак минус перед диффузионной частью потока указывает на то, что он направлен в сторону, противоположную градиенту примесей. Выражение (1.49) можно видоизменить, выделив из него члены,

связанные с изменением плотности основного вещества

$$S \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial S}{\partial t} = -S \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) - \rho \mathbf{V} \nabla S + \operatorname{div}(\rho \kappa_S \nabla S) + I_S. \quad (1.52)$$

Первые члены левой и правой частей выражения (1.52) в сумме равны нулю на основании уравнения (1.48), а сумма вторых членов составляет индивидуальную производную от примесей. В результате окончательно получается уравнение, описывающее изменение массы водяного пара или солей

$$\rho \frac{dS}{dt} = \operatorname{div}(\rho \kappa_S \nabla S) + I_S. \quad (1.53)$$

1.4. Уравнения механической и внутренней энергии воздуха и воды

Для получения уравнения, описывающего запасы механической энергии воздуха и воды, нужно уравнение движения (1.37) умножить скалярно на $\mathbf{V}\rho$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{V^2}{2} \right) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{V} - \mathbf{V} \cdot \nabla P + \mathbf{V} \cdot \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \right). \quad (1.54)$$

Ускорение Кориолиса при этом преобразовании пропадает из-за того, что скалярное произведение $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{V}) \cdot \mathbf{V}$ равно нулю.

Левая часть уравнения есть изменение кинетической энергии в единице объема \mathcal{E}_k . Первый член правой части уравнения (1.54) представляет собой изменение потенциальной энергии ($d\mathcal{E}_n$). Действительно,

$$\rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{V} = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{W} = -\rho g \frac{dz}{dt} = -\frac{d\mathcal{E}_n}{dt}. \quad (1.55)$$

Ось oz направлена вверх противоположно ускорению g . Поскольку принято пользоваться абсолютным значением g , то перед предпоследним членом, в котором фигурирует вертикальное смещение, поставлен знак минус.

Для выяснения вклада, даваемого вторым и третьим слагаемыми уравнения (1.54) в изменение энергии, их обычно преобразуют, вводя скорость под знак дифференциала

$$\begin{aligned} -\mathbf{V} \cdot \nabla P + \mathbf{V} \cdot \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_z}{\partial z} \right) &= -\operatorname{div}(P\mathbf{V}) + P \operatorname{div} \mathbf{V} - \\ &- \left(\tau_x \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial x} + \tau_y \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} + \tau_z \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.56)$$

Первый член правой части этого выражения представляет собой вклад гидростатического давления и вязких напряжений в изменение механической энергии, т. е. это вклад поверхностных сил.

Второе слагаемое характеризует изменение энергии за счет

сжатия или расширения. Действительно, из уравнения неразрывности (1.46) следует

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt},$$

т. е.

$$P \operatorname{div} \mathbf{V} = -\frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (1.57)$$

Последний член выражения (1.56) представляет собой влияние вязких напряжений на изменение механической энергии. Для наглядности целесообразнее перейти от напряжений к градиентам скоростей, пользуясь формулами (1.38) и (1.39)

$$\begin{aligned} \tau_x \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial x} + \tau_y \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} + \tau_z \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} = \kappa \nu \rho \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \equiv \mathcal{D}. \quad (1.58) \end{aligned}$$

Из представленного выражения следует, что каковы-бы ни были градиенты скоростей воздуха или воды значение \mathcal{D} всегда положительно, за исключением покоя, когда $\mathcal{D} = 0$. Поскольку в уравнение механической энергии это слагаемое входит со знаком минус, то это означает, что оно характеризует расход механической энергии и называется *диссипацией*.

Подстановка всех преобразованных слагаемых в уравнение (1.54) приводит его к виду:

$$\frac{d}{dt} (\mathcal{E}_k + \mathcal{E}_n) = -\frac{d\mathcal{G}}{dt} - \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - \mathcal{D}, \quad (1.59)$$

где

$$d\mathcal{G}/dt \equiv \operatorname{div} P\mathbf{V}.$$

На основании первого начала термодинамики изменение энергии определяется выражением

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{d\mathcal{G}}{dt}. \quad (1.60)$$

В метеорологии и в океанологии при изучении термодинамического состояния воздуха и воды учитываются только три вида энергии \mathcal{E} : внутренняя $\mathcal{E}_в$, кинетическая $\mathcal{E}_к$ и потенциальная $\mathcal{E}_п$. Выражение первой находится, как правило, в виде разности уравнений (1.60) и (1.59)

$$\frac{d\mathcal{E}_в}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \mathcal{D}. \quad (1.61)$$

Таким образом, внутренняя энергия элементарного объема воздуха или воды определяется притоком или стоком энергии посредством теплопередачи, работой сжатия или расширения и диссипацией кинетической энергии. Последнее слагаемое существенно меньше двух первых слагаемых. Даже для практически несжимаемого океана вклад \mathcal{D} составляет в лучшем случае несколько процентов от эффекта сжатия. Поэтому при расчетах изменений внутренней энергии атмосферы или океана диссипацию, как правило, во внимание не принимают. Но при рассмотрении баланса кинетической энергии, особенно в пограничных слоях, где трение велико, эти потери энергии движения приходится учитывать, так как именно диссипация препятствует беспредельному росту кинетической энергии атмосферы и океана.

Поскольку на основании (1.13) изменение внутренней энергии единичного объема при изохорном процессе $d\mathcal{E}_v = c_{vS} \rho dT$, то уравнение (1.61) может быть преобразовано в уравнение, которое описывает изменение температуры воздуха или воды

$$c_{vS} \rho \frac{dT}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \mathcal{D}. \quad (1.62)$$

Для получения аналогичного выражения, описывающего изменение температуры при изобарическом процессе целесообразно использовать уравнение изменения энтропии некоторого элементарного объема жидкости или газа, полученного из (1.11) без учета диффузии примесей, энергетическая роль которых мала

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{1}{T} \frac{d\mathcal{E}_v}{dt} + \frac{P}{T\nu} \frac{d\nu}{dt} = \frac{1}{T} \frac{dQ}{dt} + \frac{\mathcal{D}}{T}. \quad (1.63)$$

Полный дифференциал от изменения энтропии может быть суммой частных производных

$$d\eta = \left(\frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{PS} dT + \left(\frac{\partial \eta}{\partial P} \right)_{TS} dP + \left(\frac{\partial \eta}{\partial S} \right)_{TP} dS. \quad (1.64)$$

Но, на основании соотношения Максвелла

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial P} \right)_{TS} = - \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_{PS}. \quad (1.65)$$

Если отнести изменения параметров состояния в выражении (1.64) к единичному объему и элементарному времени dt , учесть соотношения (1.15) и (1.65) и не принимать во внимание энергетический вклад изменений удельной влажности и солёности, то выражение (1.64) приводится к виду

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{c_P}{\nu T} \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_P \frac{dP}{dt}. \quad (1.66)$$

Подстановка этого выражения в выражение (1.63) дает

$$c_P \rho \frac{dT}{dt} = \frac{dQ}{dt} + T k_T \frac{dP}{dt} + \mathcal{D}. \quad (1.67)$$

Уравнения (1.62) и (1.67) являются преобразованными выражениями внутренней энергии и обычно называются уравнениями теплопроводности. В них можно исключить адиабатическую добавку к температуре, выражаемую вторым слагаемым правых частей уравнений. Действительно, как следует из (1.22), адиабатическое изменение температуры определяется формулой

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_a = \frac{T k_T}{c_p \rho} \frac{dP}{dt}. \quad (1.68)$$

Поэтому при введении потенциальной температуры θ это слагаемое в уравнении (1.67) исчезает и оно принимает вид

$$c_p \rho \frac{d\theta}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \mathcal{D}. \quad (1.69)$$

Приток и сток энергии посредством теплопередачи Q складывается из энергии фазовых преобразований Q_Φ , дивергенции диффузионного Φ_d и лучистого \mathbf{B} потоков тепла. В атмосфере приток энергии Q_Φ происходит в результате фазовых преобразований влаги при образовании облаков, а в океане — при образовании льда. Испарение облаков и влаги с поверхности океана, а также таяние льда вызывают уменьшение внутренней энергии, т. е. ее сток.

Диффузионный поток тепла в атмосфере и в океане пропорционален коэффициенту молекулярной теплопроводности этих сред λ_1 и λ_2 и градиентам температуры, взятым с обратным знаком, так как направление потока тепла обратно направлению градиента $\Phi_d = -\lambda \nabla \theta$.

В таком случае

$$\operatorname{div} \Phi_d = \lambda \nabla^2 \theta. \quad (1.70)$$

Дивергенция лучистого потока тепла как в атмосфере, так и в океане происходит в основном в вертикальном направлении, т. е.

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = -\frac{\partial B}{\partial z}. \quad (1.71)$$

После учета перечисленных выражений притоков и стоков энергии уравнение (1.69) сводится к виду

$$c_p \rho \frac{d\theta}{dt} = \frac{dQ_\Phi}{dt} + \lambda \nabla^2 \theta - \frac{\partial B}{\partial z} + \mathcal{D}. \quad (1.72)$$

Итак, изменение потенциальной температуры элементарных объемов воздуха и воды происходит за счет одних и тех же процессов: фазовых переходов воды, теплообмена с окружающей средой, дивергенции лучистых потоков тепла и диссипации механической энергии. Однако вклад перечисленных компонентов в атмосфере и в океане не одинаков и поэтому при конкретных оценках изменений температуры второстепенные слагаемые обычно во внимание не принимают.

1.5. Осредненные уравнения гидротермодинамики для атмосферы и океана

Перечисленные в предыдущих разделах уравнения гидротермодинамики описывают изменения соответствующих гидрометеорологических характеристик в том случае, если движение воздуха и воды устойчиво. Однако ламинарный характер движения отмечается в довольно узком диапазоне условий: при очень слабых скоростях и при большой плотностной устойчивости. В преобладающем большинстве случаев в движущемся воздухе и воде возникает неустойчивость потока, проявляющаяся в неупорядоченных изменениях вектора скорости. Естественно, что при этом имеют место флуктуации переносимой потоком субстанции. Такое движение воздуха и воды называют турбулентным. В нем поле флуктуирующих характеристик может иметь в среднем определенную тенденцию изменения, которая в дальнейшем будет представлять предмет изучения.

Чтобы отсеять флуктуационный «шум» и получить среднее значение характеристики, в метеорологии и в океанологии проводится осреднение по времени или по пространству. Из-за бóльшей простоты осуществления осреднения по времени, чем по пространству, первое применяется чаще. Достаточно четкого критерия определения периода осреднения Δt пока еще нет. Обычно принято его оценивать таким, чтобы среднее значение осредняемой характеристики в пределах Δt было практически постоянным и не зависело от Δt .

При описании турбулентного движения Рейнольдс в 1895 г. предложил скорость течения представлять в виде суммы ее среднего значения и пульсации. Аналогичное представление используется и при осреднении любого гидрометеорологического элемента

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi'; \quad \bar{\varphi} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-1/2\Delta t}^{t+1/2\Delta t} \varphi(x, y, z, t) dt. \quad (1.73)$$

При описанном масштабе осреднения среднее значение $\bar{\varphi}$ остается неизменным, а среднее значение пульсаций от φ' равняется нулю

$$\bar{\bar{\varphi}} = \bar{\varphi}; \quad \bar{\varphi'} = 0. \quad (1.74)$$

Следующим важным соотношением осреднения производной φ по координате n является

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} = \bar{\frac{\partial \varphi}{\partial n}}. \quad (1.75)$$

Эти условия осреднения используются как в метеорологии, так и в океанологии. Следует только иметь в виду, что осреднение любого гидрометеорологического элемента проводится в фиксированной точке, а не в движущихся воздухе и воде. Поэтому индивиду-

альные производные в уравнениях заменяются на локальные и адвекцию. Последняя, как известно, представляет собой произведение двух флуктуирующих величин, осреднение которых сохраняет произведение флуктуаций величин. Осреднение же одной флуктуирующей величины или ее градиента в соответствии с условиями (1.74) приводит к пропаданию флуктуаций.

При осреднении уравнений гидродинамики обычно используется осредненное уравнение неразрывности, которое по своему виду не отличается от исходного (1.48). Действительно, представив для наглядности

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho V_i),$$

где $i = 1, 2, 3$ обозначает номер координаты, уравнение неразрывности после осреднения примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho V_i) &= \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} + \rho')(\bar{V}_i + V'_i) = \\ &= \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \bar{V}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}' V'_i) = 0. \end{aligned} \quad (1.76)$$

Поскольку как в тропосфере, так и в океане порядок отношения $(\rho'/\bar{\rho}) \approx 10^{-3}$ и $(V'/\bar{V}) \approx 1$, то последний член правой части выражения (1.76) на три порядка меньше предпоследнего. Поэтому с точностью до долей процента осредненное уравнение неразрывности сводится к равенству

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \bar{V}_i) = 0. \quad (1.77)$$

В крупномасштабной атмосферной и океанической циркуляции производные плотности воздуха и воды по времени существенно меньше каждой из слагаемых дивергенции. Например, в метеорологии показано, что в атмосфере они различаются на два порядка. Еще существеннее это различие в морских течениях из-за малой сжимаемости морской воды. Поэтому часто уравнение неразрывности записывается в упрощенной форме

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \bar{V}_i) = 0, \quad (1.78)$$

или еще более упрощенно

$$\operatorname{div}(\bar{\mathbf{V}}) = 0. \quad (1.79)$$

Ошибка такого представления в крупномасштабных процессах не превышает долей процента и вполне допустима.

При получении уравнений, определяющих изменение осредненных значений водяного пара в воздухе и солей в морской воде,

удобно исходить из выражения (1.50), которое с учетом (1.51) представляется в виде

$$\frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho S V_i) - \kappa_S \rho \frac{\partial^2 S}{\partial x_i^2} = I_S. \quad (1.80)$$

Осреднение полученного уравнения производится тем же способом, что и уравнения неразрывности, но, как только что было показано, пульсации плотности можно во внимание не принимать из-за их относительной малости

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{S}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{S} \bar{V}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \overline{V_i S'}) - \\ - \kappa_S \bar{\rho} \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial x_i^2} = \bar{I}_S. \end{aligned} \quad (1.81)$$

Это уравнение отличается от исходного появлением слагаемого, содержащего произведение пульсаций скорости и S' . Обычно V' и S' между собой коррелируются и поэтому их произведение может отличаться от нуля. В соответствующих курсах метеорологии и океанологии показано, что этот член выражает собой флуктуационный поток субстанции и его принято называть турбулентным потоком субстанции S .

Если из выражения (1.80) вычесть уравнение неразрывности (1.76), умноженное на \bar{S} , а локальное изменение \bar{S} объединить с адвекцией \bar{S} , то получается

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{S}}{dt} = \text{div} (\kappa_S \bar{\rho} \nabla \bar{S}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \overline{V_i S'}) + \bar{I}_S. \quad (1.82)$$

Это хорошо известное уравнение диффузии примеси S , в котором имеется турбулентное слагаемое, выражаемое через коэффициент турбулентной диффузии κ_S и градиент субстанции \bar{S}

$$-\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \overline{V_i S'}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa_{Si} \bar{\rho} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_i} \right). \quad (1.83)$$

После использования этого представления уравнение (1.84) записывается в более компактной форме

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{S}}{dt} = \text{div} [\bar{\rho} (\kappa_S + \kappa_S) \nabla \bar{S}] + \bar{I}_S. \quad (1.84)$$

Итак, осредненные уравнения диффузии водяного пара и солей имеют одинаковую структуру и отличаются от исходных тем, что в них появляется коэффициент турбулентной диффузии κ_S . Его значение для водяного пара и солей различно и обычно много больше коэффициентов молекулярной диффузии. Поэтому часто последний во внимание не принимают.

Осреднение уравнения движения (1.40) производят способом аналогичным описанному. Его умножают на плотность и сумми-

руют с уравнением неразрывности (1.46), умноженным на скорость, а затем выделяют адвективные слагаемые и заменяют значения всех переменных через средние величины и пульсации. В результате последующей операции осреднения появляется слагаемое, содержащее произведение пульсаций скоростей. В итоге полученное уравнение отличается от исходного (1.37) лишь тем, что к тензору вязких напряжений добавляется тензор напряжений Рейнольдса

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{g} - 2(\boldsymbol{\omega} \times \bar{\mathbf{V}}) - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{P} + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} (\bar{\boldsymbol{\tau}} - \bar{\rho} \overline{\mathbf{V}'\mathbf{V}'}). \quad (1.85)$$

Произведение пульсаций скоростей воздуха и воды принято выражать через градиент осредненной скорости и коэффициент турбулентного переноса количества движения по соотношению

$$-\overline{(\rho \mathbf{V}'\mathbf{V}')} = \bar{\rho} \kappa_{Vi} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_i}. \quad (1.86)$$

Если источники тепла в уравнении теплопроводности (1.72) объединить в виде $I_T = \frac{dQ_\Phi}{dt} - \frac{\partial B}{\partial z} + \mathcal{D}$, выделить в нем адвективные слагаемые, поделить на c_p и просуммировать с уравнением неразрывности, умноженным на θ , то получится выражение

$$\frac{\partial(\rho\theta)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\theta V_i)}{\partial x_i} - \kappa_{T0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i^2} = \frac{I_T}{c_p}. \quad (1.87)$$

Оно аналогично уже рассмотренному уравнению диффузии примеси. Его осреднение по тем же правилам приводит к осредненному уравнению температуропроводности

$$\rho \frac{d\theta}{dt} = \operatorname{div} [\bar{\rho} (\kappa_T + \kappa_T) \nabla \bar{\theta}] + \frac{I_T}{c_p}, \quad (1.88)$$

где турбулентный поток тепла Φ_T выражен через коэффициент турбулентной температуропроводности и градиент средней температуры

$$\Phi_{Ti} = c_p \bar{\rho} \overline{V_i' \theta'} = -c_p \bar{\rho} \kappa_{Ti} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i}. \quad (1.89)$$

Появившиеся в перечисленных уравнениях пульсационные слагаемые заставляют искать дополнительные формулы для их определения. В качестве таковых обычно используются уравнение баланса турбулентной энергии и соотношения между коэффициентом турбулентной вязкости и других субстанций. Баланс кинетической энергии турбулентности для единицы массы \mathcal{E}_T как в атмосфере, так и в океане выражается общим уравнением

$$\frac{\partial \rho \mathcal{E}_T}{\partial t} + \frac{\partial \rho \mathcal{E}_T V_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \Phi_{\mathcal{E}i}}{\partial x_i} = I_{\mathcal{E}}. \quad (1.90)$$

Первый член баланса характеризует локальное изменение энергии

турбулентности в единице объема газа или жидкости. Следующие слагаемые характеризуют адвекцию и диффузию Φ_s энергии турбулентности. Последняя принимается пропорциональной градиенту \mathcal{E}_T и коэффициенту κ_s , который обычно связывается с коэффициентом турбулентности κ_V соотношением $\alpha_s = \kappa_s/\kappa_V$. В таком случае

$$\Phi_{s i} = -\alpha_s \kappa_V \rho \frac{\partial \mathcal{E}_T}{\partial x_i}. \quad (1.91)$$

Правая часть уравнения баланса включает источники и стоки энергии турбулентности, основными из которых являются энергия основного движения, переходящая в турбулентную I_V ; работа силы Архимеда I_a , сток кинетической энергии турбулентности во внутреннюю в результате диссипации $I_{\mathcal{D}}$.

Первый из источников определяется произведением напряжения трения на градиент скорости

$$I_V = -\overline{\rho V'_i V'_j} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j}, \quad (1.92)$$

второй источник зависит от распределения плотности воздуха и воды по вертикали и выражается формулой

$$I_a = -g \overline{\rho' W'}. \quad (1.93)$$

Диссипация кинетической энергии в тепло определена формулой (1.58), но, как правило, мгновенные скорости потока не бывают известны. Поэтому для описания этого стока энергии обычно используется полуэмпирическая гипотеза А. Н. Колмогорова

$$I_{\mathcal{D}} = c_s \bar{\rho} \frac{\mathcal{E}_T^2}{\kappa_V}, \quad (1.94)$$

где $c_s = 0,046$.

Поскольку кинетическая энергия турбулентности \mathcal{E}_T выражается через пульсации скоростей воздуха или воды $\mathcal{E}_T = \frac{1}{2} (\overline{V'_i})^2$, то введение уравнения (1.90) уменьшает количество неопределяемых параметров. Остальные уравнения, замыкающие систему, будут приведены в соответствующих разделах.

В пограничных слоях атмосферы и океана изменение свойств в вертикальном направлении происходит гораздо сильнее, чем в горизонтальном. Поэтому обычно в уравнении для турбулентной энергии учитывается перенос по вертикали, в результате чего оно существенно упрощается

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_T}{\partial t} = & \alpha_s \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_V \frac{\partial \mathcal{E}_T}{\partial z} \right) + \overline{V' W'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} - \\ & - g \frac{\overline{\rho' W'}}{\bar{\rho}} - c_s \frac{\mathcal{E}_T^2}{\kappa_V} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{W' P'}). \end{aligned} \quad (1.95)$$

Полученное уравнение выражает то обстоятельство, что изменение турбулентной энергии в пограничном слое происходит за счет ее диффузии по вертикали, в результате генерации при сдвиге скорости, на нее оказывают влияние силы плавучести, часть ее диссипирует в тепло. Последний член описывает перенос энергии, создаваемой флюктуациями давления. Он выделен специально из общих источников энергии в связи с производящимися в 60—70-е годы исследованиями влияния волн на генерацию энергии турбулентности не только в воде, но и в воздухе. Из-за сравнительно небольшой массы и энергии, приходящихся на единицу площади пограничный слой быстро приспособливается к меняющимся внешним условиям и обычно его рассматривают в квазистационарном приближении, т. е. при нулевой левой части уравнения (1.95). Если поделить затем каждое слагаемое на приток энергии турбулентности, за счет сдвига скоростей, то в плоскости, совпадающей с направлением скорости ветра или течения, получается

$$1 + (D - \varepsilon) \left(|u_*^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) = Rf + Rp, \quad (1.96)$$

где ради краткости введены обозначения:

$$D = \alpha_s \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_V \frac{\partial \Theta_T}{\partial z} \right) \text{ — диффузия энергии турбулентности,}$$

$$\varepsilon = c_s \frac{\partial^2 \tau}{\kappa_V} \text{ — диссипация энергии турбулентности,}$$

$$Rf = \overline{g\rho'W'} \left/ \left(\bar{\rho} u_*^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) \right. \text{ — потоковое число Ричардсона,}$$

$$Rp = \frac{\partial (\overline{W'P'}) / \partial z}{\bar{\rho} u_*^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}}; \quad u_*^2 = \overline{U'W'}.$$

Безразмерное число Rf представляет собой отношение сил плавучести к рейнولدсовым, возникающим в потоке со сдвигом. Поскольку последние являются основными динамическими силами, то часто определяют Rf как отношение работы сил плавучести к работе динамических сил.

Безразмерное число Rp характеризует относительный вклад работы пульсаций давления по сравнению с работой рейнولدсовых сил. Часто выражение (1.96) переписывают в другой форме,

умножив его члены на $\frac{\kappa z}{u_*^2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$:

$$\frac{\kappa z}{u_*^2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \frac{\kappa z}{u_*^3} (\varepsilon - D) + \frac{z}{L} + \frac{z}{L_P}, \quad (1.97)$$

где

$$L = \frac{\bar{\rho} u_*^3}{\kappa g \rho' W'} \text{ — масштаб длины Монина—Обухова,}$$

$$L_p = \frac{\bar{\rho} u_*^3}{\kappa \partial (\bar{W}' P') / \partial z}$$

В отличие от L , которое в пределах слоя трения практически не меняется по вертикали, параметр L_p растет с приближением к внешней границе слоя трения.

1.6. Уравнения баланса энергии и вещества на поверхности океана

Несмотря на общность уравнений термодинамики для атмосферы и океана, большое различие плотностей этих сред, а также ряда других свойств приводит к необходимости вводить уравнения балансов на границе их раздела, характеризующих перераспределение энергии и различных субстанций. В случае спокойного океана эта поверхность раздела четкая и ясно выраженная. Если же существуют ветровые волны, то о поверхности раздела можно лишь говорить условно, так как в пределах слоя от гребня до подошвы волны попеременно находится то воздух, то вода. Пока еще нет достаточно надежной картины тех процессов, которые протекают в этом слое, но из-за его небольшой толщины полагается, что каких-либо существенных источников и стоков энергии, за исключением расхода механической энергии на поддержание волнения нет. Поэтому, если этот сток энергии во внимание не принимается, то выполняется условие баланса напряжения трения

$$\begin{aligned} \rho_1 u_{*1}^2 + \rho_2 u_{*2}^2 &= 0; \\ \rho_1 v_{*1}^2 + \rho_2 v_{*2}^2 &= 0. \end{aligned} \quad (1.98)$$

Эти уравнения характеризуют принятое условие неразрывности напряжения трения при переходе от одной среды к другой. Сами же проекции динамических скоростей u_* и v_* на оси координат претерпевают разрыв, пропорциональный корню квадратному из отношения плотностей сред. Поток кинетической энергии турбулентности при переходе через волновой слой терпит разрыв, равный той энергии турбулентности, которая генерируется в этом слое

$$\alpha_3 \kappa \nu_1 \rho_1 \left. \frac{\partial \mathcal{E}_1}{\partial z_1} \right|_{z_1=z_0} + \alpha_3 \kappa \nu_2 \rho_2 \left. \frac{\partial \mathcal{E}_2}{\partial z_2} \right|_{z_2=z_0} = -c_* \rho_1 (u_{*1}^2 + v_{*1}^2)^{3/2}. \quad (1.99)$$

В соответствии с экспериментальными данными безразмерная константа $c_* \approx 1,1$. Само значение энергии турбулентности на границах волнового слоя на основе теории подобия полагается пропорциональным напряжению трения

$$\rho_1 \mathcal{E}_1 = c_* \tau_1; \quad \rho_2 \mathcal{E}_2 = c_* \tau_2. \quad (1.100)$$

Вследствие расхода некоторой части энергии ветра на поддержание волнения может иметь место разрыв скоростей на верхней и нижней границах волнового слоя. На основании уравнения баланса энергии этого слоя для установившегося состояния

$$\begin{aligned}\rho_1 u_{*1}^2 U_0 + \rho_2 u_{*2}^2 u_0 &= c_* \rho_1 u_{*1}^3; \\ \rho_1 v_{*1}^2 V_0 + \rho_2 v_{*2}^2 v_0 &= c_* \rho_1 v_{*1}^3,\end{aligned}\quad (1.101)$$

из которых с учетом формул (1.98) получается, что разрыв скоростей ветра U_0 и V_0 и течения u_0 и v_0 имеет порядок динамической скорости.

В тех случаях, когда волновой слой не выражен или вообще отсутствует, правая часть уравнений (1.101) обращается в нуль и тогда на границе раздела сред отмечается равенство скоростей воздуха и воды. Это характеризуется выражениями, получающимися при подстановке формул (1.98) в формулы (1.101) при нулевой правой части

$$U_0 = u_0; \quad V_0 = v_0. \quad (1.102)$$

Эти выражения характеризуют так называемую «склею скорости» и используются во всех задачах взаимодействия слоев атмосферы и океана.

Обмен теплом между атмосферой и океаном выражается уравнением теплового баланса, которое представляет собой одну из форм закона сохранения энергии. Чтобы его получить, нужно просуммировать все тепловые потоки, приходящие к поверхности океана и уходящие от нее. Это радиационный баланс B , обусловленный поступающими и уходящими лучистыми потоками тепла; контактный теплообмен между поверхностью океана и атмосферой Φ_a , между поверхностью океана и подстилающими слоями Φ_T ; теплообмен, связанный с испарением и конденсацией воды на поверхности океана Φ_H . Значение последних трех потоков связано не только с перепадом температуры и водяного пара, но и с интенсивностью перемешивания, которое в большинстве случаев бывает турбулентным, поэтому и упомянутые потоки принято называть турбулентными. Знак потока обычно принимается положительным в том случае, если он направлен к поверхности раздела сред

$$B + \Phi_a + \Phi_T + \Phi_H = 0. \quad (1.103)$$

В это уравнение может входить еще одно слагаемое, описывающее выделение тепла при образовании льда Φ_L . Оно пропорционально массе перешедшей в лед воды и удельной теплоте кристаллизации. Но как только сформируется лед некоторой конечной толщины h , уравнение (1.103) должно быть трансформировано в уравнение теплового баланса всего слоя льда или его поверхностей с заменой или добавлением некоторых компонентов.

В принципе уравнение (1.103) должно еще содержать члены, характеризующие выделение тепла на поверхности океана в результате диссипации механической энергии, нагревания или ох-

лаждения океана выпадающими осадками, от биохимических процессов, но энергетический вклад перечисленных факторов крайне мал по сравнению с основными потоками и они в термике океана не учитываются.

Испарение и конденсация влаги на поверхности океана приводят не только к тепловым эффектам, но изменяют общий запас воды, а, следовательно, и уровень, изменяют концентрацию и распределение солей в океане. При изучении даже теплового взаимодействия атмосферы и океана это обстоятельство необходимо учитывать, так как вертикальное перераспределение водяных паров и солей очень сильно влияет на устойчивость сред и интенсивность перемешивания в них. Поскольку в основном испаряется пресная вода, а соли остаются в океане, то испарение I вызывает увеличение солёности испаряющейся воды, пропорциональное S , т. е. IS . Осадки O приводят к противоположному эффекту и общее изменение солёности будет пропорциональным разности испарения и осадков $(|I| - |O|) S$. В результате изменения концентрации солей на поверхности океана возникает поток солей между поверхностью и нижележащими слоями воды

$$\Phi_S = S (|O| - |I|). \quad (1.104)$$

Уравнение (1.104) будет не вполне точным в тех случаях, когда происходит обмен солями океана с атмосферой. При сильном волнении происходит отрыв капель воды с гребней волн. Мелкие капли этих брызг могут уноситься воздушным потоком на большую высоту, где вода испаряется и соль переходит в мельчайшие кристаллики и может длительное время находиться в атмосфере. Наблюдения показывают, что общее содержание солей в нижнем слое атмосферы над океаном пропорционально скорости ветра и они прослеживаются до высоты 1—2 км.

Осадки захватывают часть этих солей и снова возвращают в океан. Однако, если это значение сравнить с изменением солёности, обусловленным испарением, то оно оказывается на 3—4 порядка меньше. Поэтому механический вынос солей из океана целесообразно учитывать только для отдельных участков его поверхности во время шторма, когда этот процесс наиболее интенсивный.

Перечисленные уравнения баланса механической энергии, теплового и солевого балансов демонстрируют взаимосвязь всех перечисленных потоков, и изменение одного из них влияет в той или иной степени на другие. В принципе даже осадки и испарение через устойчивость влияют на потоки механической энергии. Это можно будет нагляднее представить после выражения потоков субстанций через определяющие их элементы.

Здесь и в дальнейшем будут рассматриваться только средние значения гидрометеорологических характеристик, и знак осреднения над ними ставиться не будет.

2. Закономерности обмена импульсом между атмосферой и океаном

2.1. Динамика приводного слоя атмосферы

В результате динамического взаимодействия движущихся воздуха и воды между ними происходит обмен потоком количества движения. Скорость ветра, как правило, больше скорости течения, поэтому энергия атмосферы передается океану, вызывая образование волн и течений. Характер ослабления скорости ветра по мере приближения к тормозящей поверхности зависит от ее состояния. В отличие от суши, аэродинамическая шероховатость которой в основном обусловлена неподвижными неровностями, независящими от скорости ветра, шероховатость океанической поверхности создается ветром. Размер, форма и пространственное распределение элементов шероховатости океана — волн — обусловлены ветром, от него же сильно зависит скорость движения как самой океанической поверхности, — дрейфовые течения, так и движение волн. Это приводит к тому, что на границе раздела сред скорость ветра не обращается в нуль, как это имеет место на суше, а равна, по крайней мере, скорости течения. Переменная шероховатость океана влияет на эпюру скорости ветра, а, следовательно, и на поток количества движения. Таким образом по обе стороны поверхности раздела атмосфера — океан существуют зоны, динамические процессы в которых зависят от состояния обеих сред.

При изучении динамического воздействия одной среды на другую в первую очередь необходимо знать поток количества движения между ними. Обычно он не измеряется, а рассчитывается по пульсациям скорости или по осредненным ее значениям. Профиль скорости ветра в пределах некоторого слоя воздуха h , называемого обычно слоем трения или *приводным*, зависит в основном от силы трения, что и позволяет вычислять τ , если известны закономерности изменения ветра с высотой.

Над сушей слой трения выбирается таким, чтобы в его пределах не смог сколь-нибудь заметно израсходоваться поток количества движения. Обычно допускается его изменение по вертикали на 5—10 %, что дает основание полагать $\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0$ в этом слое, а ди-

намическую скорость $v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ считать неизменной по высоте.

Толщина такого слоя оказывается равной 30—50 м. В том случае, когда турбулентность в слое трения формируется только динамическими процессами, происходит линейный рост коэффициента тур-

булентности с высотой $\kappa_V = \kappa u_* z$, а скорость ветра V меняется пропорционально логарифму высоты

$$V_2 - V_1 = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z_2}{z_1}. \quad (2.1)$$

Здесь $\kappa = 0,4$ — постоянная Кармана. Такой профиль ветра имеет место вплоть до очень малых z_1 , при которых упорядоченное движение исчезает, т. е. $V_1 = 0$. Такой уровень называют *параметром шероховатости* z_0 .

Определить характер воздушного потока при малых z , над океаном очень трудно из-за собственных колебаний мачты буя или стрелы судна, на которых устанавливается прибор. При установке мачты с приборами на дне мелководья удается проследить характер воздушного потока только выше гребней волн. Кроме того, брызги воды существенно искажают показания приборов. Поэтому большинство измерений движения воздуха около взволнованной поверхности выполнено в лабораторных условиях. Они показали, что характер обтекания волн может быть гладким и шероховатым. В первом случае сопротивление создается за счет прилипания воздуха к воде и передачи усилий молекулярной вязкостью. При втором режиме основное сопротивление потоку обусловлено давлением ветра на выступы неровностей поверхности. Естественно, что имеет место и промежуточный режим.

В настоящее время условия перехода от одного режима течения к другому достаточно надежно определены по лабораторным экспериментам и выражаются через числа Рейнольдса

$$Re = h_x v_* / \kappa_0, \quad (2.2)$$

аргументами которого являются характерная высота неровностей h_x обтекаемой поверхности, коэффициент молекулярной вязкости воздуха $\kappa_0 = 0,15 \text{ см}^2/\text{с}$ и динамическая скорость v_* . Обтекаемая поверхность называется аэродинамически гладкой, если $Re < 5$ и полностью шероховатой при $Re > 90$.

При гладком обтекании водной поверхности на ней формируется вязкий слой, толщина которого h_b зависит от соотношения коэффициента молекулярной вязкости и динамической скорости $h_b \approx \frac{5\kappa_0}{v_*}$.

В этом слое передача импульса осуществляется молекулярной вязкостью и скорость ветра растет линейно от скорости поверхностного течения v_0 до значения V_b на уровне h_b . Выше располагается так называемый вязкобуферный слой, толщина которого по лабораторным экспериментам оценивается в $30 h_b$.

$$h_0 \approx 30 h_b.$$

В этот слой проникают турбулентные флуктуации и общая интенсивность перемешивания из-за этого существенно больше молекулярного. Движение воздуха здесь не вполне гладкое из-за проникновения отдельных вихрей, а средняя скорость ветра возрастает

с высотой уже не линейно, а несколько слабее. Интенсивность перемешивания здесь В. Г. Левич предложил выразить формулой

$$\kappa(z) = \kappa_0 [1 + (0,1zv_*/\kappa_0)^2]. \quad (2.3)$$

Даже при неподвижной шероховатости в вязковозбужденном слое поток имеет перемежающийся характер, т. е. в нем периодически появляются участки с замедленным течением. При волнении же над гребнями происходит ускорение потока воздуха, а над ложбинами — замедление (рис. 2.1).

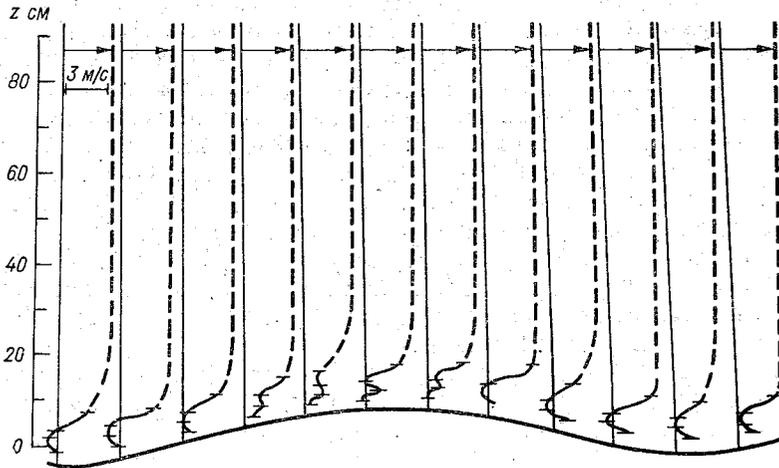


Рис. 2.1. Профили скорости ветра над волной [2]

При наличии на поверхности океана волн их высота не всегда может служить в качестве характерного размера неровностей h_x , используемых при вычислении Re . По-видимому, при волнах малой крутизны, не обрушивающихся и не образующих барашков, в качестве характерной высоты неровностей может использоваться амплитуда капиллярных волн. Однако ее определение — задача нелегкая. Кроме того, волна, при всей ее гладкости, несомненно, оказывает сопротивление воздушному потоку обратное нормальному давлению ветра. Поэтому полную силу сопротивления, которое взволнованная поверхность оказывает ветру, принято представлять в виде суммы двух слагаемых: горизонтальной проекции нормального давления τ_n и силы касательного трения τ_k

$$\tau = \tau_n + \tau_k = \frac{1}{\xi} \int_{\xi} \left(\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}_x + \rho_1 \kappa_0 \left. \frac{\partial v}{\partial \xi} \right|_{\xi} \cdot \mathbf{n}_z \right) d\xi. \quad (2.4)$$

Первое слагаемое подынтегрального выражения часто называют сопротивлением формы. Оно зависит от проекции давления \mathbf{P} на

горизонтальный орт \mathbf{n}_x . Во втором слагаемом градиент скорости берется по нормали ξ к взволнованной поверхности ζ и проектируется на орт \mathbf{n}_z . Интегрирование сил по всей взволнованной поверхности и деление на нее позволяет получить напряжение, отнесенное к единице площади.

Впервые в такой форме учел сопротивление взволнованной поверхности Майлз в 1957 г. Развивший далее его идеи Филлипс [74] описал движение воздуха над движущейся простой волной (рис. 2.2), характеризующейся амплитудой a и волновым числом k :

$$\zeta(x, t) = a \cos(kx - c_0 t). \quad (2.5)$$

Согласно точке зрения этих ученых, воздух обгоняет волну, движущуюся со скоростью c_0 выше уровня $z_{кр}$, и отстает от нее ниже этого уровня. В окрестностях уровня $z_{кр}$ имеются замкнутые циркуляции. Уже одно это не позволяет применять формулу (2.1) для малых высот.

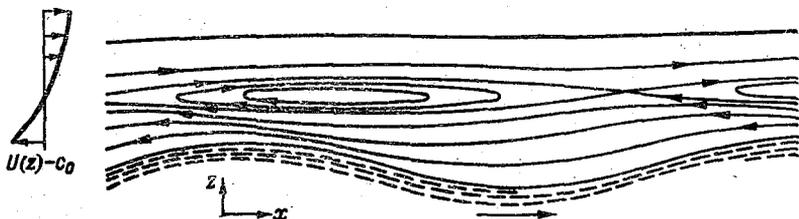


Рис. 2.2. Линии тока над движущимися волнами [74]

При обтекании волн в режиме аэрогидродинамической шероховатости характер воздушного потока оказывается еще более сложным, так как на подветренной стороне волны происходит срыв воздушного потока и образуются завихрения. Переход к этому режиму определяется как по числу Re , так и по соотношению первого и второго слагаемых в выражении (2.4). В работе [5] по данным расчетов определено, что вплоть до скоростей ветра 5—6 м/с второе слагаемое существенно превышает первое, т. е. режим обтекания морской поверхности является гладким. Режим же развитого шероховатого обтекания не наступает даже при скоростях ветра более 15 м/с.

Следующей важной особенностью воздушного потока над взволнованной поверхностью является то, что волны вносят в него возмущения. Измерения турбулентности вблизи морской поверхности показали наличие связи ее спектра со спектром поверхностного волнения, проявляющейся в появлении в спектре пульсаций ветра характерного максимума на частотах волнения. Эта же связь видна и на графиках автокорреляционных функций (рис. 2.3). Однако флуктуации скорости ветра не синхронны с волновыми колеба-

ниями уровня моря, а смещены примерно на 180° , т. е. запаздывают или вообще находятся в противофазе. Этот экспериментальный результат подтверждает возможность циркуляции воздуха у волн, представленных на рис. 2.2.

С удалением от взволнованной поверхности океана индуцированные ими колебания постепенно под действием вязкости затухают. Слой воздуха, в котором проявляется влияние волнения часто называют *волновым*. В нем по данным наблюдений дисперсия индуцированных волнами пульсаций скорости ветра убывает экспоненциально с высотой. В частности, дисперсия продольной σ_U и вертикальной σ_W составляющих индуцированных пульсаций являются функциями средней квадратичной высоты волн σ_z , их средней круговой частоты ω_0 и средней длины $\lambda = 2\pi g/\omega_0^2$:

$$\sigma_U(z) \approx \sigma_z \omega_0 \exp(-10z/\lambda);$$

$$\sigma_W(z) \approx 0,7\sigma_z \omega_0 \exp(-8z/\lambda). \quad (2.6)$$

Исходя из такого характера ослабления вынужденных колебаний ветра с высотой, толщину волнового слоя оценивают как $h_b \approx (0,2 \dots 0,3) \lambda$. Этот слой при значительном волнении имеет такой же порядок, как и слой трения.

Возмущение воздушного потока волнами приводит к тому, что пульсации его скорости оказываются состоящими из чисто атмосферной U', V', W' и индуцированной волнами U'_b, V'_b, W'_b слагаемых.

Поэтому турбулентные напряжения, определяемые произведениями пульсаций, могут содержать различные комбинации из атмосферных и индуцированных пульсаций. Наблюдения показывают, что эти пульсации статистически независимы и поэтому осредненное их произведение близко к нулю, т. е.

$$\overline{U_b U'} \approx 0; \quad \overline{V_b V'} \approx 0;$$

$$\overline{U_b W'} \approx 0 \text{ и т. д. Но } \overline{U_b W'_b} \neq 0;$$

$$\overline{V_b W'_b} \neq 0.$$

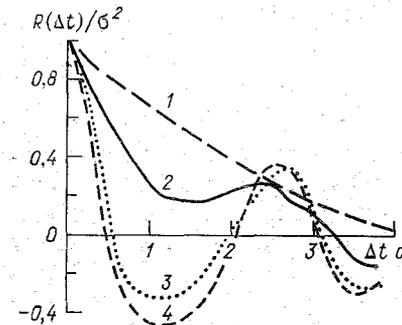


Рис. 2.3. Типичные автокорреляционные функции пульсаций продольной составляющей скорости ветра на уровнях 209 см (1) и 50 см (2), течения на глубине 50 см (3) и волнения (4) [5]

Следовательно, в волновом слое атмосферы возникают индуцированные волнами напряжения $\tau_{bx} = \rho_1 \overline{U'_b W'_b}$ и $\tau_{by} = \rho_1 \overline{V'_b W'_b}$. Однако поскольку в них входит произведение пульсаций, то скорость убывания этих τ_b с высотой будет более быстрой, чем следует из формул (2.6). Поэтому влияние индуцированных волнами напряжений на профиль средней скорости ветра проявляется в слое меньшей толщины, в среднем до $h_b \sim 0,1 \lambda$. Выше этого уровня строение при-

водного слоя не отличается от приземного и при нейтральной стратификации скорость ветра с высотой меняется по логарифмическому закону.

В настоящее время имеются различные попытки на базе гипотез о строении вязкобуферного слоя и интенсивности передачи волнами импульса воздуху получить аналитическое выражение профиля средней скорости ветра вплоть до самой океанической поверхности. Например, Краус [31] считает, что вклад индуцированных волнами пульсаций давления в общую энергию турбулентности в принципе проявляется так же, как и архимедовых сил. Поэтому учет их влияния на коэффициент турбулентности и профиль скорости ветра может производиться некоторым множителем ϕ , зависящим от индуцированных колебаний давления

$$\kappa = \kappa v_* z / \phi; \quad \frac{dV}{dz} = \frac{v_*}{\kappa z} \phi. \quad (2.7)$$

При отсутствии волнения $\phi = 1$. В зависимости от спектра волнения, передаваемого ветром потока импульса и высоты над уровнем моря этот множитель может меняться и отличаться от единицы. При небольших отклонениях он обычно представляется суммой

$$\phi = 1 + f\left(\frac{c_0}{V}, \frac{z}{h}\right), \quad (2.8)$$

в которой вид функции f точно не установлен, а вклад оценивается в несколько процентов. В частности, С. А. Китайгородский [26] на основе аналогичного выражения получил

$$V(z) \approx \frac{v_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_\zeta}{z} \exp(-kz) \right) \right], \quad (2.9)$$

т. е. функция f зависит от средней квадратической высоты волн σ_ζ , волнового числа κ и высоты над уровнем моря. Профиль скорости ветра зависит не только от высоты волны и волнового числа, но и от стадии развития волн. Если представить профиль ветра при гладком обтекании взволнованной поверхности формулой (2.1) с шероховатостью $z_1 = z_0 = 0,1 \kappa v_* / v_*$, на уровне которой $V_1 = 0$, то отклонение измеренной скорости при нейтральной стратификации от рассчитанной будет обусловлено «волновой добавкой» V_w [3]. На рис. 2.4 показано, что в режиме генерации ветровых волн, для которого отношение фазовой скорости распространения волн c_0 к v_* менее 30, эта добавка отрицательна, т. е. измеренная скорость меньше вычисленной. Это имеет место при аэродинамически шероховатом обтекании, когда профиль ветра менее крутой, чем при гладком обтекании. При полностью развитом волнении $c_0/v_* \sim 30 \dots 40$ поверхность моря по своим свойствам становится близкой к аэродинамически гладкой и $V_w \approx 0$. В случае затухающего волнения $c_0/v_* > 40$ измеренная скорость ветра становится больше вычисленной. Это, по-видимому, связано с общим уменьшением

динамической скорости из-за роста встречного волнового потока импульса

Из-за трудностей измерения скорости ветра вблизи волн и различных гипотез, использованных при расчетах, данные наблюдений и расчетов имеют большую дисперсию и поэтому сведения о характере профилей ветра часто противоречивы. Это не позволяет дополнить логарифмический закон изменения V еще каким-то или ввести в него поправку. В результате оказывается, что поток количества движения между океаном и атмосферой по средним значениям скорости ветра можно определять лишь в том случае, если

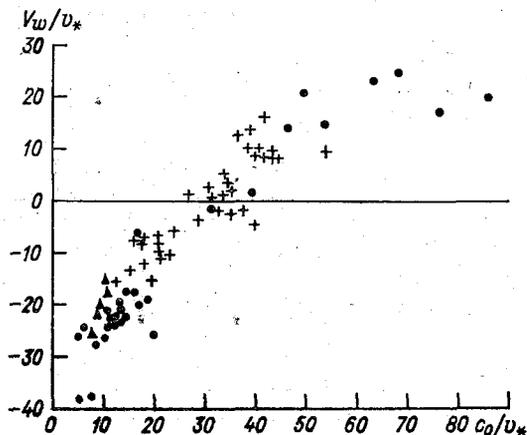


Рис. 2.4. Вклад волнения в профиль средней скорости ветра [3]

измерения проводятся как минимум на двух уровнях за пределами волнового слоя. Но здесь изменения скорости ветра весьма малы и из-за погрешностей измерений точность определения потока количества движения оказывается очень низкой. Кроме того, при массовых наблюдениях скорость ветра измеряется в большинстве случаев лишь на одном уровне. Все это не позволяет непосредственно использовать формулу (2.1) для вычисления динамической скорости и потока количества движения.

2.2. Зависимость потока количества движения от ветра и волн при нейтральной стратификации

При массовых расчетах потока количества движения или при использовании его в уравнениях движения приходится в качестве аргумента пользоваться не произведением пульсаций скорости ветра, а ее осредненным значением. Очень часто при этом известна

лишь скорость ветра только на одном уровне, что не позволяет использовать формулу (2.1). Обычно в таком случае предполагается, что логарифмический профиль выполняется вплоть до уровня z_m , на котором скорость ветра становится равной фазовой скорости волн c_0 . При этом формула (2.1) переписывается следующим образом

$$V_z - c_0 = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z_2}{z_m} \quad (2.10)$$

или в виде, часто применяемом при использовании наблюдений над твердой подстилающей поверхностью

$$V_z = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z_2}{z_0}, \quad (2.11)$$

где $z_0 = z_m \exp\left(-\frac{\kappa c_0}{v_*}\right)$ — параметр шероховатости.

Из последней формулы следует, что если бы была известна шероховатость поверхности океана, то определение динамической скорости не представляло бы никакой сложности. Однако этот параметр оказывается зависимым как от высоты и крутизны волн через уровень z_m , так и от скорости их движения, и от самого искомого потока количества движения через v_* . Обобщенные С. А. Китайгородским результаты многочисленных наблюдений различных исследователей показали зависимость шероховатости от этих параметров (рис. 2.5). В связи с тем, что z_m определить трудно, вместо нее при построении рисунка использовалась средняя высота волн h_b . Но и в этом случае дисперсия значений z_0 очень велика, что объясняется влиянием других неучтенных факторов, в частности отклонением скорости ветра от логарифмического закона. Влияет также режим аэродинамического обтекания. В начальной стадии развития волнения, при которой $c_0/v_* \ll 1$, параметр шероховатости оказывается равным z_m , т. е. практически некоторой средней высоте волн. В другом предельном случае, когда $c_0/v_* \gg 1$, соответствующем полностью развитому ветровому волнению, шероховатость перестает зависеть от элементов волн. Предполагается, что на нее влияет только передаваемый океану поток количества движения или, что то же самое, v_* . При этом в соответствии с теорией размерности $z_0 \sim \frac{v_*^2}{g}$.

Несмотря на большое количество исследований шероховатости морской поверхности более определенных зависимостей z_0 от перечисленных факторов не получено. Поэтому (рис. 2.5) можно считать, что параметр шероховатости определяется с точностью в лучшем случае лишь до порядка величины. Такое положение заставляет искать новые формы выражения потока количества движения или динамической скорости от определяющих их факторов.

Поскольку поток импульса в соответствии с определяющими его внешними факторами ρ_1 и V по теории размерностей представляется формулой

$$\tau = c_V^0 \rho_1 V^2, \quad (2.12)$$

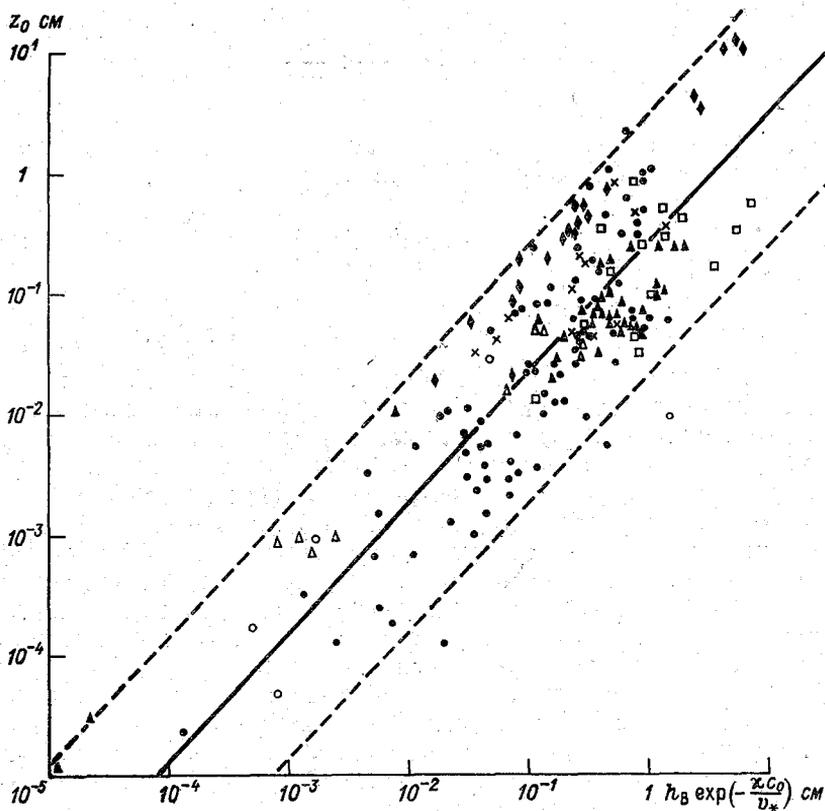


Рис. 2.5. Зависимость параметра шероховатости z_0 от нормированной высоты волн [26]

где c_V^0 — безразмерный параметр, называемый *коэффициентом сопротивления*, то большое число исследований было направлено на выяснение значения c_V^0 . Вычисление c_V^0 по известному из наблюдений потоку импульса τ и скорости ветра привело к значениям, меняющимся в достаточно большой степени (рис. 2.6). Дисперсия полученных значений c_V^0 очень большая. Несомненно, что она обусловлена тем, что сопротивление водной поверхности воздушному потоку зависит в первую очередь от волнения.

Если сопоставить формулы (2.11) и (2.12), то оказывается, что коэффициент сопротивления при нейтральной стратификации

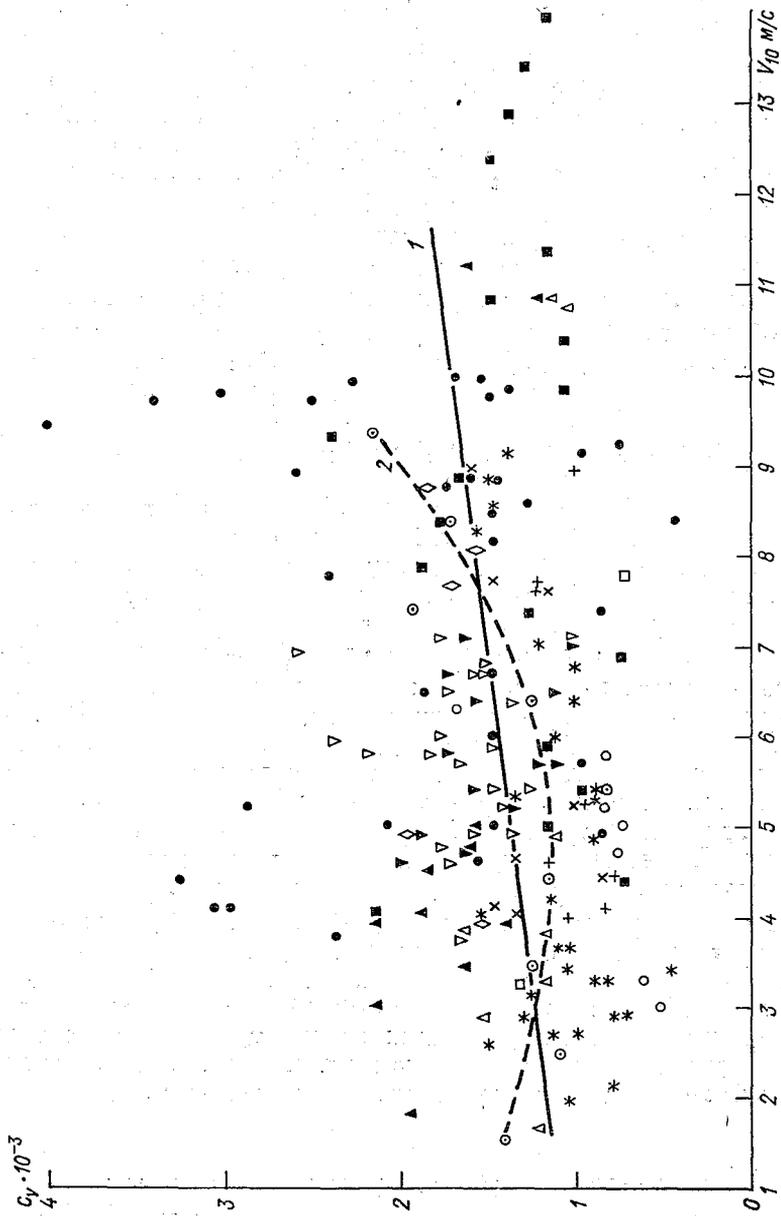


Рис. 2.6. Коэффициент сопротивления водной поверхности по различным измерениям [5]

атмосферы зависит от шероховатости и высоты измерений скорости ветра

$$c_V^0 = \frac{\kappa^2}{[\ln(z_2/z_0)]^2} \quad (2.13)$$

Чтобы стандартизировать измерения, в качестве z_2 принято использовать высоту 10 м над уровнем моря. Но и в этом случае нужно учитывать характер волнения. Поскольку с усилением ветра шероховатость растет, то и c_V^0 возрастает (рис. 2.6, 1). В то же время при лабораторных экспериментах зафиксирован режим гладкого обтекания водной поверхности воздушным потоком, при котором отмечено некоторое уменьшение c_V^0 с ростом скорости ветра (рис. 2.6, 2). Такой характер изменения c_V^0 можно объяснить на основе представления полного сопротивления в виде двух слагаемых (2.4). Эту силу удобнее представить [11] в более наглядной форме

$$\tau = c_V^0 \rho_1 V_{10}^2 = \rho_1 \frac{\gamma}{\lambda} \int_0^{h_B} (V - c_0) |V - c_0| dz + \rho_1 \sigma_*^2 \quad (2.14)$$

Первое слагаемое правой части выражения представляет собой силу сопротивления формы волн. Оно зависит от высоты h_B и длины волн, а также от разности скорости ветра и скорости движения волн. Параметр γ для морских волн примерно равен 10^{-2} .

В том случае, когда скорость ветра больше скорости движения волн, сила сопротивления доминирует и c_V^0 из-за этого возрастает. Когда же скорость ветра близка к c_0 , то начинает проявляться роль второго слагаемого, характеризующего чисто касательное напряжение трения. Оно на определенном этапе может проходить по типу гладкого обтекания. Если же ветер стихает и скорость движения волн превосходит его, то волны сами могут передавать импульс атмосфере, что выражается отрицательным значением первого члена. В этом случае общее значение τ может стать очень малым, приводя к малым значениям рассчитанных c_V^0 .

Сами напряжения Рейнольдса, обусловленные движущимися волнами τ_B непосредственно измерить трудно. Для их оценки чаще всего принимается, что около воды индуцированные пульсации равны колебаниям самой взволнованной поверхности. Поэтому проведенные различными учеными оценки τ_B связываются с возрастом волн, их размером, разгоном и т. д. (табл. 2.1). Относительная доля τ_B в общем потоке импульса меняется очень сильно [26].

Таблица 2.1

Вклад индуцированного напряжения τ_B в общий поток τ

gX/V^2	7	100	1500	15 000
τ_B/τ	0,54	0,23	0,13	0,06
V м/с	3,3	6,2	9,0	12,3
τ_B/τ	0,38	0,21	0,25	0,29

В зависимости от характера волнения полученные в других экспериментах оценки τ_v могут отличаться от приведенных в табл. 2.1. В частности, если обтекание волн воздушным потоком происходит по типу аэродинамического гладкого, безотрывного, то τ_v практически равно нулю. При аэродинамически шероховатом характере обтекания волн поток τ_v оказывается вполне соизмеримым с общим потоком импульса, передаваемым ветром океану. В результате коэффициент трения, рассчитанный в предположении отсутствия τ_v , оказывается не таким, каким должен быть при использовании истинного значения τ . Если принять, что общий поток импульса состоит из создаваемого ветром τ_1 , и индуцированного τ_v , то в соответствии с формулой (2.12) коэффициент сопротивления представляется выражением

$$c_v^0 = \frac{\tau_1}{\rho_1 V_{10}^2} \left(1 + \frac{\tau_v}{\tau_1} \right). \quad (2.15)$$

Отсюда сразу видна ошибка в определении c_v^0 , обусловленная пренебрежением τ_v .

Появлением индуцированного напряжения Рейнольдса объясняется то обстоятельство, что вычисленная по градиентным измерениям динамическая скорость $v_{*гр}$ отличается от определенной по пульсациям скорости ветра $v_{*п}$ (рис. 2.7). При затухающем волнении, которому соответствуют большие значения c_0/v_* и фазовая скорость волн превышает скорость ветра, вычисленная по градиентным наблюдениям динамическая скорость оказывается меньше фактической. При развивающемся волнении и не очень больших c_0/v_* из-за увеличения градиента скорости ветра выше вязкого слоя, где обычно проводятся измерения, происходит фиктивное увеличение $v_{*гр}$.

В соответствии с экспериментами граница раздела этих двух характерных типов взаимодействия ветра и волн приходится на значения $c_0/v_* \approx 30 \dots 40$.

В настоящее время имеется много различных попыток, выполненных при введении тех или иных гипотез в физический процесс мелкомасштабного взаимодействия ветра и взволнованной поверхности, аналитического описания вклада индуцированного потока

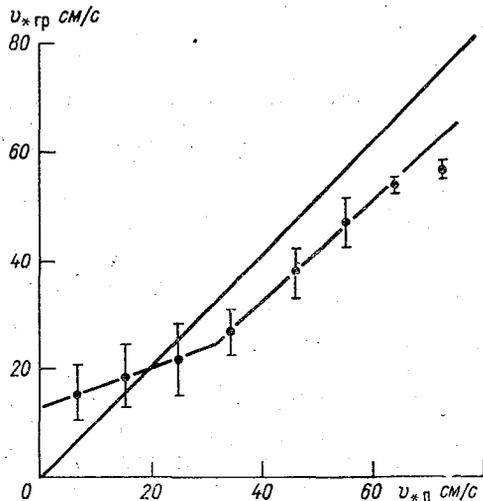


Рис. 2.7. Соотношение динамических скоростей, вычисленных по градиентным наблюдениям $v_{*гр}$ и измерениям пульсаций скорости ветра $v_{*п}$ [26]

количества движения и других факторов, но пока еще полностью эту проблему нельзя считать решенной. При массовых расчетах турбулентного потока количества движения между атмосферой и океаном чаще всего используется формула (2.12), учитывающая некоторый рост коэффициента сопротивления с увеличением скорости ветра по формуле

$$c_V^0 = 10^{-3} (a + bV_{10}). \quad (2.16)$$

Параметры a и b , как правило, находятся в пределах $0,70 < a < 1,10$; $0,04 < b < 0,12$ при использовании скорости ветра в метрах в секунду [5].

2.3. Влияние стратификации приводного слоя атмосферы на поток количества движения

Интенсивность турбулентного перемешивания и поток импульса в приводном слое атмосферы зависят не только от динамических факторов, но и от архимедовых сил. Они приводят к тому, что менее плотные вихри воздуха стремятся подняться, увеличивая тем самым интенсивность перемешивания. Вихри же с повышенной плотностью воздуха стремятся остаться внизу, препятствуя перемешиванию.

Существует много различных способов введения поправок учитывающих эффект стратификации. Но чаще всего он оценивается по той доле, которая приходится на архимедову силу по сравнению с генерацией энергии турбулентности средним движением. Эти поправки могут вводиться как в выражение, описывающее изменение с высотой коэффициента турбулентности, так и в выражение для профиля скорости ветра.

В настоящее время наибольшее распространение получил предложенный Мониным и Обуховым способ введения поправки через масштаб длины L , названной впоследствии их именем:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{v_*}{\kappa z} \Phi\left(\frac{z}{L}\right); \quad (2.17)$$

$$\kappa = \frac{\kappa v_* z}{\Phi(z/L)}. \quad (2.18)$$

Функция $\Phi(z/L)$ аналитически не определена. Известно лишь что при нейтральной стратификации, когда $\overline{\rho_1' W'} \rightarrow 0$, то $L \rightarrow \infty$, а сама функция $\Phi(z/L) \rightarrow 1$. При неустойчивой стратификации слоя трения атмосферы силы плавучести усиливают интенсивность турбулентного перемешивания воздуха, следовательно, $\Phi(z/L) < 1$. Если же стратификация устойчива, то силы плавучести уменьшают интенсивность турбулентного перемешивания. Это будет выполняться, если $\Phi(z/L) > 1$.

Для небольших отклонений от состояния нейтральной стратификации Монин и Обухов представили $\varphi(z/L)$ в виде ряда в окрестности единицы, ограничившись его первыми членами

$$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta \frac{z}{L}. \quad (2.19)$$

Экспериментально определенный по наблюдениям профилей ветра над сушей параметр $\beta = 0,6$.

Другие исследователи получили значения β существенно больше, чем отмеченное, вплоть до $\beta = 5,0$, а при сильных инверсиях до $\beta = 10$. Предложены и иные выражения функции φ , особенно при описании сильно стратифицированного слоя трения. Однако формула (2.19) довольно проста и поэтому чаще используется. Правда, зарубежные исследователи принимают обычно $\beta = 4,0$.

Масштаб длины L при неустойчивой стратификации должен быть отрицательным, а при устойчивой — положительным. Только тогда будет выполняться отмеченный выше характер изменений функции $\varphi(z/L)$.

Использование функции φ в виде выражения (2.19) приводит при интегрировании уравнения (2.17) к хорошо известному линеинно-логарифмическому профилю скорости ветра

$$V_2 - V_1 = \frac{u_*'}{\kappa} \left(\ln \frac{z_2}{z_1} + \beta \frac{z_2 - z_1}{L} \right). \quad (2.20)$$

Высота нижнего уровня должна лежать за пределами слоя волнового возмущения, так как индуцирование напряжений волнами в формуле (2.20) не учтено. Если же распространять ее до океанической поверхности, то возникнет некоторое несоответствие между вычисленным значением метеорологического элемента и фактическим. Это следует иметь в виду при использовании формулы (2.20) для определения динамической скорости и коэффициента сопротивления. Последний в ряде случаев находится на основе этой формулы при $z_1 = z_m$. Тогда с учетом формулы (2.11)

$$V_2 = \frac{u_*'}{\kappa} \left(\ln \frac{z_2}{z_0} + \beta \frac{z_2 - z_m}{L} \right). \quad (2.21)$$

Следовательно,

$$c_V = \left(\frac{u_*'}{V_{10}} \right)^2 = \left[\frac{\kappa}{\ln(z_{10}/z_0) + \beta(z_{10} - z_m)/L} \right]^2. \quad (2.22)$$

Чтобы нагляднее представить зависимость коэффициента сопротивления от стратификации, в формуле (2.22) принято выносить за скобку члены, характеризующие c_V при нейтральной стратификации. В таком случае

$$c_V = c_V^0 \left[1 + \frac{\beta(z_{10} - z_m)}{L \ln(z_{10}/z_0)} \right]^{-2} \approx c_V^0 \left[1 - 2\beta \frac{z_{10}/L}{\ln(z_{10}/z_0)} \right]. \quad (2.23)$$

При неустойчивой стратификации ($L < 0$) выражение в скобках

оказывается больше единицы и увеличивает коэффициент сопротивления по сравнению с его значением при нейтральной стратификации. В случае устойчивой стратификации ($L > 0$) c_V уменьшается по сравнению с c_V^0 . Такова же зависимость от стратификации потока количества движения.

Перечисленные зависимости описывают влияние стратификации при ее небольших отклонениях от нейтрального состояния. Согласно экспериментальным данным за пределами $z/L < -0,05 \dots -0,10$ наступает свободная конвекция, при которой характер перемешивания меняется, так как в этом случае основную роль играет сила Архимеда, а не динамические силы.

Сверхadiaбатическая неустойчивость над океаном часто отмечается в экваториальной зоне и всегда бывает зимой над разводьями и полыньями в полярных широтах. В этих условиях при свободной конвекции интенсивность турбулентного перемешивания возрастает пропорционально $z^{4/3}$ и для коэффициента турбулентности используется выражение

$$\kappa_V = - \frac{3\alpha v_*}{C_1 L^{1/3}} z^{4/3}, \quad (2.24)$$

в котором параметр $C_1 \approx 1,1$ [5].

Поскольку свободная конвекция начинается с некоторого уровня z_k , то при измерениях скорости ветра выше этого уровня коэффициент сопротивления рассчитывается по формуле, аналогичной (2.22), но с дополнительным слагаемым. Действительно, динамическая скорость может быть выражена формулой, полученной из условия неизменности v_* с высотой

$$\kappa_V \frac{\partial V}{\partial z} = v_*^2. \quad (2.25)$$

Откуда, принимая, что $V = c_0$ при z_m , или, вводя z_0 как в формуле (2.11), получаем

$$V(z) = v_*^2 \int_{z_0}^z \frac{dz}{\kappa_V}. \quad (2.26)$$

В таком случае

$$c_V = \left(\frac{v_*}{V_{10}} \right)^2 = \left[v_* \left(\int_{z_0}^{z_k} \frac{dz}{\kappa_V} + \int_{z_k}^{z_{10}} \frac{dz}{\kappa_V} \right) \right]^{-1}. \quad (2.27)$$

Поскольку производится интегрирование, то вклад в его результат коэффициента турбулентности на уровне z_0 будет малым и его обычно не учитывают.

Коэффициент в первом подынтегральном выражении определяется формулой (2.18), а во втором — формулой (2.24). Подстановка их и последующее интегрирование дает

$$c_V = \kappa^2 \left(\ln \frac{z_K}{z_0} + \beta \frac{z_K}{L} + C_1 \frac{z_{10}^{-1/3} - z_K^{-1/3}}{L^{-1/3}} \right)^{-2}. \quad (2.28)$$

Во втором члене знаменателя не учтен z_0 из-за его малости по сравнению с z_K . Сам уровень z_K , с которого начинается свободная конвекция, находится [5] из отмеченного выше условия

$$z_K = -0,07L.$$

Третий член знаменателя отрицательный из-за того, что $L < 0$, следовательно, появление его приводит к росту коэффициента трения. В целом рост c_V при неустойчивой стратификации приводного слоя атмосферы объясняется тем, что силы плавучести ускоряют вертикальный обмен элементарных объемов воздуха, обладающих определенным запасом импульса. Это и приводит к увеличению потока импульса при одной и той же скорости ветра.

В противоположность сверхадиабатическим условиям сильная устойчивая стратификация слоя трения случается летом над льдами и в прибрежных районах при поступлении сильно прогретого и сухого воздуха с материалов. Такая стратификация характеризуется значениями $\frac{z}{L} > 0,4$ [5]. Коэффициент турбулентности при этом перестает изменяться с высотой и выражается формулой

$$\kappa_V = \kappa v_* L \text{Rf}_{\text{кр}}. \quad (2.29)$$

Критическое значение динамического числа Ричардсона $\text{Rf}_{\text{кр}}$, при котором образуется такая инверсия, находится из условия непрерывности коэффициентов турбулентности ниже и выше ее нижней границы z_i [5]

$$\kappa v_* z_i / \left(1 + \beta \frac{z_i}{L} \right) = \kappa v_* L \text{Rf}_{\text{кр}}. \quad (2.30)$$

Коэффициент сопротивления при инверсионной стратификации находится по формуле (2.27), если в ней вместо z_K поставить z_i и коэффициент турбулентности во втором подынтегральном выражении определять формулой (2.29). Это дает, если $z_i < z_{10}$,

$$c_V = \kappa^2 \left(\ln \frac{z_i}{z_0} + \beta \frac{z_i}{L} + \frac{z_{10} - z_i}{L \text{Rf}_{\text{кр}}} \right)^{-2}. \quad (2.31)$$

Для определения входящей в эту формулу нижней границы инверсии рекомендуется использовать условие $z_i \approx 0,4L$ и $\beta = 10$ [5]. Как и в формуле (2.28) здесь не учтен во втором члене знаменателя параметр шероховатости из-за его малости по сравнению с z_i .

Поскольку при устойчивой стратификации $L > 0$, то появление третьего слагаемого в знаменателе увеличивает его и приводит к уменьшению c_V . Это отражает тот физический процесс, при котором

в результате ослабления из-за сил плавучести обмена элементарными объемами воздуха по вертикали уменьшается и поток импульса при одной и той же скорости ветра.

Входящие в параметр L силы плавучести зависят от произведения пульсаций плотности и вертикальной скорости. Над океанами воздух всегда содержит большое количество водяных паров, а потому плотность его бывает меньше сухого. Чтобы оценить роль температуры и влажности в пульсациях плотности воздуха используется уравнение состояния влажного воздуха (1.7), из которого, если его сначала прологарифмировать, а затем продифференцировать, следует

$$\frac{d\rho_1}{\rho_1} = -\frac{dT}{T} + \frac{(R_n/R - 1) dq}{1 + (R_n/R - 1)q}.$$

В знаменателе второго члена можно опустить второе слагаемое из-за его малости по сравнению с единицей. Отождествление дифференциала элемента с его пульсацией дает

$$\frac{\rho_1'}{\rho_1} = -\frac{T'}{T} + \left(\frac{R_n}{R} - 1\right) q'. \quad (2.32)$$

В этом случае

$$\overline{\rho_1' W'} = -\frac{\rho_1}{T} \overline{T' W'} + \left(1 - \frac{R_n}{R}\right) \rho_1 \overline{q' W'} = -\frac{\Phi_a}{c_1 T} + \left(1 - \frac{R_n}{R}\right) I. \quad (2.33)$$

Окончательно

$$L = -\frac{\rho_1 v_*^3 c_1 T}{\kappa g \left[\Phi_a + \left(\frac{R_n}{R} - 1\right) c_1 T I \right]}. \quad (2.34)$$

При такой форме записи потоки тепла Φ_a и влаги I считаются положительными, если они направлены от поверхности океана в атмосферу. Скорость испарения влаги с поверхности океана всегда значительная, особенно в экваториальных и тропических широтах, да и в умеренных широтах летом, а в полярных — зимой над участками открытой воды. Даже в инверсионных условиях, когда турбулентный поток тепла Φ_a направлен к океану, из-за испарения выражение в скобках остается положительным, приводя к $L < 0$, т. е. плотностная стратификация остается неустойчивой.

2.4. Поток импульса при больших скоростях ветра

Передача импульса от атмосферы к океану при таких больших скоростях ветра, когда происходит обрушение гребней волн с появлением пены и брызг, отличается рядом особенностей по сравнению с потоком при спокойной водной поверхности. К ним относится

дополнительный импульс, передаваемый океану каплями воды— брызгами. Образовавшиеся при обрушении гребня волны брызги подхватываются воздушным потоком и разгоняются вплоть до скорости ветра. Накопленную таким образом кинетическую энергию они отдают океану, когда снова попадают в него. Некоторое количество энергии передают океану попадающие в него пузырьки воздуха, визуальнo проявляющиеся в виде пены.

При обрушивании волны накопленная ею энергия частично передается непосредственно дрейфовому течению. Кроме того, при шторме существенно меняется форма обрушивающейся волны, влияя на сопротивление, а брызги приводят к повышению средней плотности приводного слоя воздуха, увеличивая этим устойчивость его плотностной стратификации.

Перечисленные эффекты определяются интенсивностью образования брызг и пены, размером капель и пузырьков воздуха, скоростью ветра, который им передает свою энергию, формой волны, влияющей на соотношение нормальной и касательной составляющих τ и т. д.

Из-за трудности проведения измерений при больших скоростях ветра, сложности математического описания и еще слабой изученности столь сложного процесса пока нет завершенной и надежно проверенной теории, обосновывающей особенности передачи механической энергии от атмосферы к океану при большой скорости ветра. Наиболее полный обзор выполненных исследований собран к настоящему времени в работе [5], которая и положена в основу настоящего параграфа.

При оценке вклада брызг в общий поток импульса τ делается предположение, что при шторме часть этого потока расходуется на образование брызг и сообщение им некоторого импульса. Поэтому, если брызги не достигают верхней границы приводного слоя атмосферы и уровня z , на котором проведены измерения для определения τ , то никакого дополнительного вклада в него не происходит. Однако в слое распространения брызг h_6 происходит перераспределение энергии и вычисленный поток количества движения по пульсациям скорости ветра или по градиенту ее среднего значения будет меньше общего потока τ . Естественно, что при этом играет роль не только высота подъема капель брызг, но и их распределение по размерам и скорость их образования. К сожалению, экспериментальных данных, характеризующих зависимость содержания брызг в воздухе от внешних факторов, например, скорости ветра, очень мало. Количество движения, которое получает капля воды τ_{ki} равно произведению ее массы $M = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2$ на приобретенную скорость полета V_k , т. е.

$$\tau_{ki} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 V_k. \quad (2.35)$$

Полный поток количества, приобретенный всеми каплями, радиус

которых меняется от r_{\min} до r_{\max} при их распределении по размерам $j(r)$ определяется интегрированием по всем $\tau_{k,i}$

$$\tau_k = \frac{4}{3} \pi \rho_2 \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 V_k \frac{\partial j}{\partial r} dr. \quad (2.36)$$

Если известна начальная скорость капли, то дальнейшее ее изменение описывается уравнениями движения для горизонтальной V_k и вертикальной W_k составляющих

$$-\frac{d}{dt} (M V_k) = \rho_1 C_D \pi r^2 V_k (V - V_k); \quad (2.37)$$

$$\frac{d}{dt} (M W_k) = \rho_1 C_D \pi r^2 V_k (V - V_k) + Mg. \quad (2.38)$$

Изменение горизонтальной составляющей скорости движения капли массой M зависит от разности скоростей воздуха V и капли V_k и коэффициента аэродинамического сопротивления C_D , который сильно меняется с изменением числа Рейнольдса. При $Re = 0,01$ коэффициент $C_D \approx 10^3$ и уменьшается до 1 при увеличении Re до 10^2 , а далее уменьшается очень слабо до $C_D \approx 0,5$.

В уравнение для вертикальной слагаемой скорости капли входит еще слагаемое, связанное с ускорением свободного падения.

Приведенные уравнения позволяют по начальной скорости капли и ее размеру определить как высоту, до которой она поднимется, так и всю траекторию ее полета без учета возможных столкновений с другими каплями.

Количество капель и поток воды, поступающей в атмосферу, т. е. водность, очень быстро растет с увеличением скорости ветра. Эксперименты показали, что основная доля водности приходится на капли размером от 0,01 до 0,06 см, а расчеты скорости капли с $r = 0,05$ см свидетельствуют о том, что перед входом в воду она составляет 60—75 % от скорости ветра при его изменении от 10 до 25 м/с. Это позволяет при оценках потока количества движения, передаваемого брызгами океану, в первом приближении не производить вычислений скорости капель.

К сожалению, каких-либо обобщенных сведений о числе капель, содержащихся в брызгах, в настоящее время не имеется. Полученные еще в 1968 г. Монагэном по наблюдениям в Атлантическом океане данные свидетельствуют о том, что водность в нижней части приводного слоя при ветре в 20 м/с достигает 10^{-5} г/см³. Использование характерных размеров капель позволяет ориентировочно оценить их распределение j и по выражению (2.36) вычислить τ_k . Проведенные расчеты τ_k показывают, что до скоростей ветра в 20 м/с вклад τ_k в общий поток количества движения менее 10 %, но при дальнейшем усилении ветра доля τ_k быстро возрастает [5].

При оценках изменения общего потока количества движения за счет энергии брызг необходимо учитывать площадь, на которую

они падают. Таких сведений в настоящее время нет. Известно лишь, что относительная площадь водной поверхности, покрытая барашками, при скоростях ветра до 15 м/с не превышает 10 %. С усилением ветра эта площадь возрастает, но 100 % не достигает. Поэтому при определении потока количества движения, отнесенного к единице площади, нужно принимать во внимание ту относительную площадь δ , на которую падают брызги. Тогда общий поток τ будет равен сумме измеренного по пульсациям скорости ветра или его градиенту τ_T и $\delta\tau_k$. Коэффициент сопротивления при этом выразится формулой

$$c_V = (\tau_T + \delta\tau_k) / \rho_1 V_{10}^2. \quad (2.39)$$

Кроме штормовых брызг добавочное напряжение могут вызвать дождевые капли, выпадающие на поверхность океана при сильном ветре. По сути, дождь можно рассматривать как некоторую добавку к брызгам и его вклад в поток количества движения оценивать тем же выражением (2.36).

Пузырьки воздуха, проникающие при опрокидывании гребней волн в воду, также несут некоторый импульс. Однако сведений о размерах пузырьков воздуха, их количестве и глубине проникновения очень мало, а оценок их вклада в поток количества движения вообще нет.

Трудности определения потока количества движения по измерениям в приводном слое атмосферы при сильном ветре, отсутствие многих данных и недостаточная разработанность теории дополнительных потоков импульса за счет перечисленных эффектов заставляет определять τ непосредственно из уравнения движения. Обычно при этом учитываются только три силы: отклоняющая сила вращения Земли, сила барического градиента и вертикальный градиент напряжения трения. Их интегрирование в пределах пограничного слоя атмосферы позволяет оценить значение τ у поверхности океана. Этот способ излагается при рассмотрении строения пограничных слоев атмосферы и океана.

В целом коэффициент сопротивления с ростом скорости ветра возрастает, но характер и скорость роста c_V оказывается по данным разных авторов различной (рис. 2.8). Это объясняется разнообразием факторов, влияющих на поток количества движения при больших скоростях ветра, и трудностью их учета.

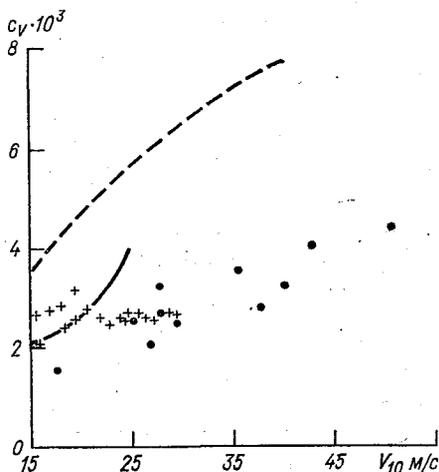


Рис. 2.8. Коэффициент сопротивления при сильном ветре по данным различных авторов [5]

2.5. Влияние осреднения скорости ветра на результаты расчетов потока количества движения

По какой бы из перечисленных выше формул не производился расчет τ , в любую из них входит скорость ветра во второй степени. Кроме того, от скорости ветра зависят коэффициент турбулентности, шероховатость поверхности океана и коэффициент трения. Наиболее часто на практике используется формула (2.12) с коэффициентом трения, задаваемым в виде (2.16). В принципе, при вычислениях τ , осредненных за некоторый интервал времени Δt , следует пользоваться интегрированием

$$\bar{\tau}_1 = 10^{-3} \frac{1}{\Delta t} \rho_1 \int_0^{\Delta t} (a + bV_{10}) V_{10}^2 dt. \quad (2.40)$$

Результаты расчетов по этой формуле существенно отличаются от тех, которые получаются при использовании средней за указанный период скорости

$$\bar{V}_{10} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} V_{10} dt, \quad (2.41)$$

т. е. от

$$\bar{\tau}_2 = 10^{-3} \rho_1 (a + b\bar{V}_{10}) \bar{V}_{10}^2. \quad (2.42)$$

Выражения (2.40) и (2.42) оказываются тождественными только при постоянной скорости ветра. В противном случае формула (2.40) при положительном значении V_{10} всегда приводит к более высоким значениям $\bar{\tau}$.

Таблица 2.2

Потоки количества движения, вычисленные по осредненным ($\bar{\tau}_2$)
и неосредненным ($\bar{\tau}_1$) скоростям ветра [52]

Потоки	Суда погоды								
	А	В	С	Д	Е	М	І	Ј	К
Я н в а р ь									
$\bar{\tau}_1 \cdot 10 \text{ Н/м}^2$	3,63	5,91	4,29	4,91	2,35	5,14	6,07	3,64	2,07
$\bar{\tau}_2/\bar{\tau}_1$	0,571	0,710	0,734	0,690	0,738	0,680	0,678	0,653	0,740
И ю л ь									
$\bar{\tau}_1 \cdot 10 \text{ Н/м}^2$	1,74	1,41	1,31	1,81	0,72	0,66	0,67	0,89	1,10
$\bar{\tau}_2/\bar{\tau}_1$	0,566	0,537	0,628	0,585	0,664	0,682	0,680	0,669	0,774

Из данных табл. 2.2 видно, что при использовании осредненной скорости ветра только за месяц ошибка в определении τ может

превышать 40 %. При этом ошибка будет тем больше, чем больше оказывается случаев с повышенными скоростями ветра. Даже 1—2 шторма с очень сильным ветром могут дать заметный вклад в суммарный поток импульса. Так, например, только один январский шторм в Гренландском море общей продолжительностью в 30 ч с максимальной скоростью ветра в 33 м/с привел к такому обмену импульсом между атмосферой и океаном, который составил 32 % всего январского значения τ . Из-за более частой повторяемости штормовых условий в северной части Атлантического океана зимой отмечены более высокие значения τ , чем летом.

Следовательно, при определениях τ за более или менее длительный период времени необходимо пользоваться формулой (2.40). Чтобы упростить указанную формулу, рекомендуется разбивать интеграл на несколько интегралов, в которых скорость остается постоянной. На практике эта операция может быть заменена представлением $\bar{\tau}$ в виде суммы τ_i с неизменными скоростями ветра

$$\bar{\tau} = \sum_i \tau_i p_i, \quad (2.43)$$

где p_i — доля или вероятность повторяемости выделенного интервала скорости ветра в промежутке времени Δt . При этом условии полный поток импульса определяется по формуле

$$\bar{\tau} = 10^{-3} \rho_1 \sum_i p_i (a + bV_{10i}) V_{10i}^2. \quad (2.44)$$

Помимо общего потока количества движения, передаваемого атмосферой океану, для расчетов дрейфовой циркуляции в океане необходимо знание вектора τ , который зависит от направления ветра. В этом случае кроме выделения повторяемости определенных диапазонов скорости ветра необходимо принимать во внимание повторяемости ветра соответствующего направления, используя для этого ту же формулу (2.44), но с уточненными значениями как p_i , так и V .

3. Лучистые потоки тепла в атмосфере и океане

3.1. Солнечное излучение

Поступающий на поверхность Мирового океана поток лучистой энергии является основной приходной статьей теплового баланса. Он представляет собой спектр волн различной энергии, меняющийся с изменением атмосферных условий и высоты Солнца. На внешней границе атмосферы поток солнечной радиации зависит от расстояния между Солнцем и Землей и по расчетам меняется от $1,349 \cdot 10^3$ Вт/м² в июле до $1,443 \cdot 10^3$ Вт/м² в январе. Среднее годовое его значение, называемое *солнечной постоянной* I_0 , равно, $1,395 \cdot 10^3$ Вт/м² с концентрацией 99 % энергии в области волн 0,3—5 мкм. Солнечная постоянная принимается за исходную величину практически при всяких оценках радиационного баланса.

В атмосфере поток солнечной радиации ослабляется за счет поглощения озоном, кислородом, углекислым газом, водяным паром и водой, аэрозолями, а также в результате рассеивания как молекулами газов, так и различными примесями. Причем интенсивность поглощения и рассеивания радиации для каждой длины волны света λ своя, пропорциональная коэффициентам поглощения α_λ , и рассеяния σ_λ плотности поглощающего ρ_n и рассеивающего ρ_p вещества, а также пройденному лучом расстоянию dl

$$\frac{dI_\lambda}{dl} = -\alpha_\lambda \rho_n I_\lambda - \sigma_\lambda I_\lambda \rho_p + I_p. \quad (3.1)$$

Первый член правой части уравнения описывает поглощение радиации, второй — рассеяние радиации при прохождении элементарного участка пути, третий — приращение радиации, вызванное рассеянием соседних лучей в направлении данного.

Поглощение радиации носит селективный характер и коэффициент поглощения α_λ для разных участков спектра меняется очень сильно. Полосы поглощения с большими коэффициентами α_λ располагаются по всему солнечному спектру (рис. 3.1). Некоторые из них настолько сильны, что полностью поглощают радиацию в этом участке спектра. Например, в одной из полос озона поглощается практически полностью ультрафиолетовая радиация. Очень сложный спектр поглощения имеют водяной пар и углекислый газ. Полосы поглощения различной интенсивности этих газов имеются как в видимой, так и в инфракрасной области.

Коэффициент рассеяния σ_λ также не постоянен. Если при молекулярном рассеянии он обратно пропорционален четвертой сте-

пени длины волны, то при рассеянии радиации более крупными частицами зависит не только от длины волны но и от размеров частиц и их числа. Причем вид индикатриссы рассеяния в этих случаях различен. Приращение радиации I_p зависит от характера рассеяния и соответствующих индикатрисс.

При изучении взаимодействия атмосферы и океана важно знать распространение и поглощение солнечной радиации в атмосфере и в океане в зависимости от обмена между этими средами $I \text{ Вт/м}^2$ водяным паром, углекислым газом, кислородом и солями.

С формальной точки зрения наиболее просто определяется прямая солнечная радиация и ее ослабление в атмосфере. Для этого достаточно проинтегрировать уравнение (3.1) без последнего члена правой части вдоль луча и по всем длинам волн. В метеорологии интегрирование обычно проводится не вдоль луча, а по вертикали с учетом угла между ними, который равен зенитному углу Солнца ϑ_\odot

$$I_\lambda(z) = I_{0\lambda} \exp \left[- \sec \vartheta_\odot \int_z^\infty (\alpha_\lambda \rho_n + \sigma_\lambda \rho_p) dz \right] = I_{0\lambda} \exp [- \sec \vartheta_\odot (\tau_{n\lambda} + \tau_{p\lambda})], \quad (3.2)$$

где

$\tau_{n\lambda}(z) = \int_z^\infty \alpha_\lambda \rho_n dz$ — оптическая толщина поглощения;

$\tau_{p\lambda}(z) = \int_z^\infty \sigma_\lambda \rho_p dz$ — оптическая толщина рассеяния.

Интегрирование по всем длинам волн приводит к выражению для интегрального потока прямой солнечной радиации

$$I = \int_0^\infty I_{0\lambda} \exp [- (\tau_{n\lambda} + \tau_{p\lambda}) \sec \vartheta_\odot] d\lambda. \quad (3.3)$$

В связи с тем, что поглощение солнечной радиации (рис. 3.1) меняется по спектру очень сильно и трудно подобрать какой-то сред-

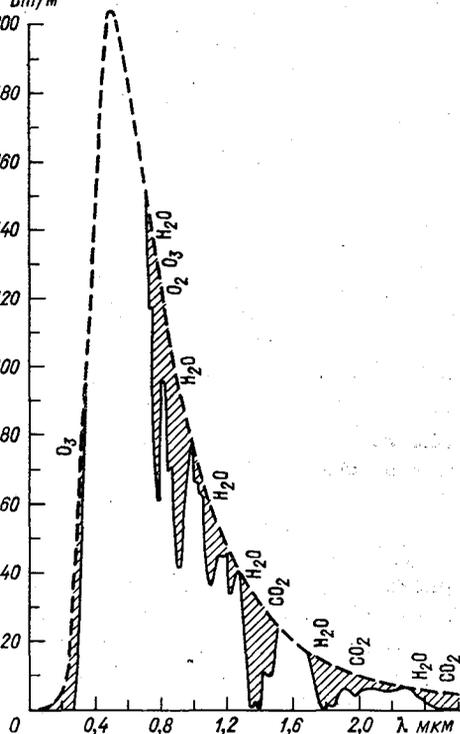


Рис. 3.1. Спектр солнечной радиации при $\Delta\lambda = 0,1 \text{ мкм}$ [17]
Штриховкой указана радиация, поглощаемая в атмосфере

ний коэффициент поглощения, принято пользоваться интегральной функцией пропускания P , которая равна правой части формулы (3.3), деленной на солнечную постоянную I_0 [17].

$$P(M) = \frac{1}{I_0} \int_0^{\infty} \exp(-\tau_{\text{пл}} \sec \vartheta_{\odot}) d\lambda \approx 0,463 + 0,062 \exp(-2,99 \times \sqrt{M \sec \vartheta_{\odot}}) + 0,450 \exp(-0,0922 \sqrt{M \sec \vartheta_{\odot}}), \quad (3.4)$$

где $M = \int_z^{\infty} \rho_{\text{п}} dz$ — масса водяного пара (основной поглощающей субстанции), г/см².

В этой формуле роль других поглощающих газов учтена увеличением коэффициентов при массе водяного пара.

В принципе, рассеивание может быть учтено через аналогичную функцию пропускания, но массу водяных паров и других поглощающих субстанций определить трудно из-за многократности рассеивания, при котором увеличивается путь луча. При исследовании взаимодействия атмосферы и океана важно знать нагрев атмосферы солнечной радиацией. В этом процессе при безоблачном небе роль рассеянной радиации не превышает 10—15 %. Поэтому ее обычно учитывают соответствующим увеличением прямой радиации. Поскольку поглощение солнечной радиации учитывается интегральной функцией поглощения, то определяется изменение температуры некоторого слоя воздуха, используя потоки радиации на его границах, представляемые формулой

$$I_j = I_0 P(M_j). \quad (3.5)$$

Дифференциальное представление изменения потока солнечной радиации для оценки изменения температуры воздуха из-за малой точности производной функции пропускания используется редко.

Из рис. 3.1 видно, что основные полосы поглощения в атмосфере обусловлены наличием в ней водяного пара, основная масса которого поступает вследствие испарения с поверхности Мирового океана. Чем больше поток солнечной радиации, тем выше температура поверхности океана, сильнее испарение и больше водяных паров в атмосфере, ослабляющих поток радиации. Такова качественная картина взаимосвязи солнечной радиации с состоянием океана, но количественную оценку этой связи дать трудно из-за других процессов, влияющих на влагосодержание и облачность атмосферы.

Вследствие того, что основная масса водяных паров и аэрозолей содержится в нижней части тропосферы, здесь и должен был бы иметь место основной нагрев воздуха за счет поглощения солнечной радиации. Однако характер его таков, что даже малое количество водяных паров вызывает поглощение радиации в полосах с большими коэффициентами поглощения. Дальше проходит часть спектра, поглощаемая слабее даже большой массой водяного пара. Поэтому нагрев в среднем оказывается более или менее одинако-

вым в нижней и средней тропосфере и равным примерно 0,5 К/сут. Лишь в верхней ее части он ослабевает (рис. 3.2).

Хотя поглощение солнечной радиации в атмосфере происходит в отдельных областях спектра, но в среднем интенсивность поглощения увеличивается в сторону коротковолновой части спектра. Поэтому у поверхности океана максимум энергии в спектре смещается в сторону более длинных волн. Если при минимальном расстоянии, проходимом солнечными лучами, т. е. при нахождении

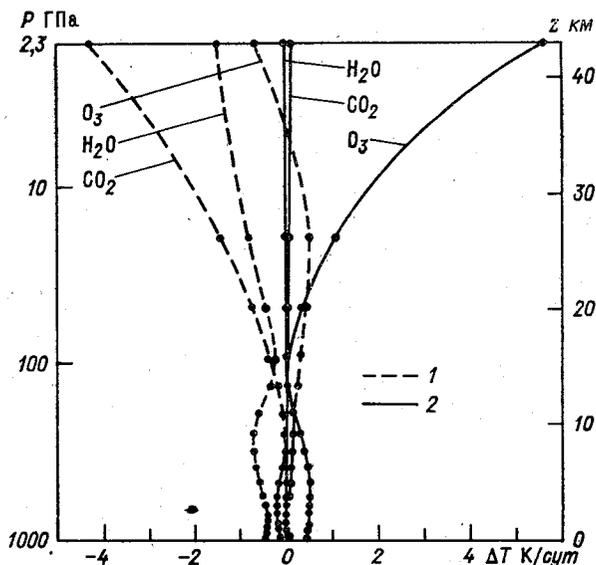


Рис. 3.2. Скорость изменения температуры воздуха за счет потоков лучистой энергии [76]
1 — вклад длинноволновой радиации; 2 — вклад коротковолновой радиации

Солнца в зените, на долю ультрафиолетовой радиации приходится 4 % лучистой энергии Солнца, на долю видимой части спектра 46 % и инфракрасной — 50 %, то при высоте Солнца 30° распределение энергии в этих участках спектра соответственно равно 3 %, 44 % и 53 %, а при $h_\odot = 0$ вся ультрафиолетовая радиация поглощается в атмосфере и поток лучистой энергии состоит из видимой (28 %) и инфракрасной (72 %) радиации. Такой же характер уменьшения потока радиации и сдвига максимума энергии происходит при увеличении примесей в атмосфере. Поскольку наиболее сильно варьирует масса водяного пара и аэрозолей, то в основном от них зависит степень ослабления солнечной радиации в атмосфере. В принципе, только один водяной пар может поглотить до 17 % приходящей к Земле солнечной радиации. В еще большей степени, до 25 %, может ослабить ее аэрозоль.

Функция пропускания зависит не только от содержания в атмосфере поглощающих газов, но и от зенитного угла. Это не всегда удобно. Поэтому при определении прямой солнечной радиации у земной поверхности часто вводится коэффициент прозрачности p , по сути отличающийся от функции пропускания тем, что в нем зенитный угол выделен в виде показателя $m \approx \sec \vartheta_0$, т. е.

$$P(M) = p^m; \quad I = I_0 p^m. \quad (3.6)$$

Это позволяет определять p только как функцию состава атмосферы.

Наблюдения показывают, что в зависимости от концентрации примесей в атмосфере коэффициент прозрачности p меняется от 0,9 для идеально прозрачной атмосферы до 0,5 при мутной, содержащей большое количество примесей атмосфере. В частности, по данным В. С. Самойленко, экваториальный воздух над океанами характеризуется сравнительно малой прозрачностью $p = 0,55$ из-за большого содержания влаги. Более прозрачен морской тропический воздух ($p = 0,80$). Еще выше прозрачность полярного воздуха. Например, на побережье Антарктиды $p = 0,85$.

Средние многолетние значения τ и p по месяцам и сезонам получены по данным наблюдений для многих пунктов. Однако на конкретный момент времени для конкретных метеорологических условий они могут сильно меняться и определить их можно только по фактическим наблюдениям. Поэтому формула (3.6) в принципе применима только при климатических расчетах.

Как уже отмечалось, ослабление прямой солнечной радиации происходит в результате ее поглощения и рассеяния. Но часть рассеянной радиации направляется к поверхности Земли и фиксируется как поток рассеянной радиации i . Распределение энергии в ее спектре зависит от характера рассеяния. При рассеянии радиации молекулами атмосферных газов большие энергии приходится на короткие длины волн (голубые и синие). Если же рассеяние производится более крупными капельками воды и аэрозолем, то максимум энергии сдвигается в сторону более длинных волн. Спектр, рассеянной радиации оказывается более сложным, чем прямой, и поэтому в энергетических расчетах оценивается обычно интегральный поток рассеянной радиации, который при безоблачном небе пропорционален потоку прямой радиации. При идеальной прозрачности атмосферы он составляет примерно 4 % прямой радиации, при низкой прозрачности увеличивается до 20 %.

Чрезвычайно большое влияние на поток рассеянной радиации оказывает облачность, которая может полностью поглотить радиацию, а также ледяной покров с высокой отражательной способностью. Таким образом, спектр поступающей на поверхность океана солнечной радиации отличается от его вида на внешней границе атмосферы. Поскольку в энергетических расчетах важен суммарный эффект прямой и рассеянной радиации, то их, как правило, объединяют в общий поток суммарной радиации Q_0 . Для ее рас-

чета, помимо сложных спектральных уравнений, предложено использовать формулу, полученную в результате приближенного решения уравнений переноса радиации

$$Q_0 = I_0 \sin h_{\odot} / (1 + \epsilon \tau_M \operatorname{cosec} h_{\odot}). \quad (3.7)$$

Ошибка вычисленной по этой формуле суммарной радиации при фактическом значении τ_M оценивается менее 5 % [39]. Множитель ϵ зависит от высоты Солнца:

h_{\odot}	60	30	15
ϵ	0,14	0,20	0,24

Поток суммарной радиации Q_0 меняется несколько слабее, чем прямая и рассеянная радиация. Поэтому часто по данным наблюдений составляют таблицы ее значений, называя их *возможной радиацией*.

Очень сильное влияние на поток суммарной радиации оказывает облачность. При этом влияет не только общая степень покрытия небосвода облаками n , но и их вид, высота, толщина, плотность, характер распределения по небосводу. Уже только одно это перечисление факторов свидетельствует о сложности зависимости радиации от облачности и о сложности вычисления совокупного влияния облаков на поток суммарной радиации. Поэтому на практике обычно используют эмпирические формулы типа

$$Q_n = Q_0 [1 - (a + bn)n]. \quad (3.8)$$

Экспериментальные коэффициенты a и b включают в себя влияние всех перечисленных факторов, а потому сильно меняются в зависимости от времени и места. Оценки показывают, что относительная ошибка определения Q_n по таким формулам может достигать до 30 %, а иногда и больше [39]. Поскольку суммарная радиация обеспечивает основной приток тепла в океан, то при относительно небольшой точности ее оценок по перечисленным формулам, следует относиться с осторожностью к результатам расчетов с использованием полученных одиночных значений Q_n . Однако при определениях суммарной радиации за длительные промежутки времени (декада, месяц) точность формул значительно повышается.

3.2. Длинноволновое излучение атмосферы и океана

Вследствие сравнительно низкой температуры земной атмосферы и океана основная энергия спектра их излучения сдвинута в область длинных волн и поэтому эту радиацию называют *длинноволновой* или тепловой. Спектр излучения атмосферы имеет сложный характер из-за разнообразия ее компонентов. Но основная часть лучистой энергии излучается и поглощается облаками, водяным паром и углекислым газом.

Поток длинноволновой радиации формируется как разность поступившей энергии I и собственного излучения E . В элементарном спектральном интервале I и E описываются уравнением типа (3.4), т. е. изменение потока, идущего вниз, определяется уравнением

$$\frac{\partial I_{\lambda}^{\downarrow}}{\partial z} = \alpha_{\lambda} \rho_{\Pi} (I_{\lambda}^{\downarrow} - E_{\lambda}), \quad (3.9)$$

а потока, идущего вверх,

$$\frac{\partial I_{\lambda}^{\uparrow}}{\partial z} = \alpha_{\lambda} \rho_{\Pi} (E_{\lambda} - I_{\lambda}^{\uparrow}). \quad (3.10)$$

Поскольку излучение E_{λ} зависит в каждом спектральном интервале от температуры излучающей субстанции, то при решении этих уравнений приходится учитывать распределение по вертикали поглощающе-излучающих веществ и их температуру. В результате решения приведенных уравнений и последующего их интегрирования по всем длинам волн находятся интегральные потоки нисходящей I^{\downarrow} и восходящей I^{\uparrow} длинноволновой радиации. Обычно, как и коротковолновую радиацию, их выражают через излучение абсолютно черного тела и функции пропускания

$$I^{\downarrow}(M) = \int_0^M \sigma T^4(\xi) \frac{\partial P(\xi + M - M_{\infty})}{\partial \xi} d\xi; \quad (3.11)$$

$$I^{\uparrow}(M) = \sigma T_0^4 P(M_{\infty} - M) + \int_{M_{\infty}}^M \sigma T^4(\xi) \frac{\partial P(M_{\infty} - M - \xi)}{\partial \xi} d\xi. \quad (3.12)$$

Здесь в целях облегчения интегрирования вместо z введена координата M — масса поглощающих субстанций, содержащихся в столбе атмосферы единичного сечения, начиная от ее верхней границы до выбранного уровня z . Обычно определяется лишь масса водяных паров, а вклад остальных субстанций учитывается увеличением множителей в функции поглощения. M_{∞} — общее количество водяных паров в столбе атмосферы единичного сечения. T_0 — температура подстилающей поверхности. Используемая в выражениях (3.11) и (3.12) функция пропускания может быть представлена довольно простой формулой

$$P(M) = 0,539 \exp(-7,75 \sqrt{M}) + 0,461 \exp(-0,674 \sqrt{M}). \quad (3.13)$$

По этой функции пропускания видно, что даже очень малое содержание водяного пара на пути длинноволновой радиации поглощает 40—50 % ее первоначальной величины. Естественно, что так же излучается радиация на этом участке. В связи с тем, что восходящий поток формируется в более теплых слоях атмосферы а нисходящий — в более холодных и с меньшим содержанием во-

дяного пара, в среднем результирующий поток длинноволновой радиации оказывается отрицательным, приводя к понижению температуры воздуха (см. рис. 3.2).

В принципе противоизлучение атмосферы на уровне океана зависит от распределения температуры, водяного пара и других излучающих газов во всей толще атмосферы. Однако большая часть излучения высоких слоев атмосферы поглощается по пути и не доходит до океана. Поэтому колебания температуры воздуха выше 1 км в 5—10 °С практически не влияют на противоизлучение атмосферы. В нижней части тропосферы сосредоточена и основная часть водяных паров, формирующих поток длинноволновой радиации. Все это приводит к тому, что находящийся под сильным влиянием океана пограничный слой атмосферы в значительной мере определяет атмосферный лучистый поток.

Оценка влияния колебаний температуры и влажности пограничного слоя атмосферы на поток длинноволновой радиации может быть проведена на основе упрощенной формулы для I^{\downarrow} , получающейся из решения уравнений (3.9) и (3.10), в которых непрерывный спектр заменен дискретным с j интервалами [28]. Принято, что излучение в каждом из них составляет часть излучения абсолютно черного тела δ_j , а α_j считается постоянным средним по интервалу E_{λ}

$$I^{\downarrow} = \sum_j \alpha_j \delta_j \int_0^M \sigma T^4 \exp(-\alpha_j \eta) d\eta, \quad (3.14)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — постоянная Стефана — Больцмана; $M = \int_0^{\infty} \rho(z) dz$ — масса излучающих газов.

Представив абсолютную температуру воздуха T в виде средней климатической \bar{T} и отклонения от нее T' и разложив в ряд $T^4 = (\bar{T} + T') \approx \bar{T}^4 + 4\bar{T}^3 T'$, получим

$$I^{\downarrow} = \bar{I}^{\downarrow} + 4 \sum_j \alpha_j \delta_j \int_0^M \sigma \bar{T}^3 T' \exp(-\alpha_j \eta) d\eta, \quad (3.15)$$

где \bar{I}^{\downarrow} — значение I^{\downarrow} при $T = \bar{T}$.

Если представить $\bar{T}^3(\eta)$ в виде $\bar{T}_0^3 \exp(-\varepsilon \eta)$, что наиболее точно должно выполняться в пределах нижнего километрового слоя, то интегрировать выражение (3.15) можно по частям. При этом нужно иметь в виду, что на верхней границе атмосферы $T' = 0$. В результате получается

$$I^{\downarrow} = \bar{I}^{\downarrow} + 4\sigma \bar{T}_0^3 \sum_j \frac{\alpha_j \delta_j}{\alpha_j + \varepsilon} T'_0 + 4\sigma \bar{T}_0^3 \sum_j \frac{\alpha_j \delta_j}{\alpha_j + \varepsilon} \times \\ \times \int_0^M \exp[-(\alpha_j + \varepsilon)\eta] \frac{dT'}{d\eta} d\eta. \quad (3.16)$$

Таким образом, океан влияет на длинноволновое излучение через температуру своей поверхности T_0 , градиент температуры в M координате и через массу водяных паров, основная часть которых поступает в атмосферу, испаряясь с поверхности океана.

В связи с сильным влиянием пограничного слоя атмосферы на противои輻ление атмосферы его часто вычисляют по приближенной формуле с исходными параметрами — температурой воздуха и упругостью водяного пара e у подстилающей поверхности:

$$I^{\downarrow} = \sigma T^4 (a_1 + b_1 \sqrt{e}). \quad (3.17)$$

Эта формула была впервые получена английским ученым Брентом. В ней эмпирические параметры зависят от температуры и массы излучающих газов в тропосфере и пограничном слое и меняются: a_1 от 0,5 до 0,7; b_1 от 0,05 до 0,08 мбар^{-1/2}. Обычно они вычисляются для каждого пункта, и тогда относительная ошибка определенного по формуле (3.17) потока атмосферного излучения в среднем составляет 10 %.

В противоположность атмосфере океан излучает как серое тело; т. е. на всех участках спектр отличается от излучения абсолютно черного тела на один и тот же множитель δ

$$I^{\uparrow} = \delta \sigma T_0^4. \quad (3.18)$$

Если поверхность океана гладкая, то $\delta = 0,893$. При волнении излучательная способность океана становится еще ближе к излучательной способности черного тела. Так, например, при волнении 4—5 баллов $\delta = 0,910$ [39]. Еще больше δ увеличивается при снежно-ледяном покрове на поверхности океана. В этом случае δ возрастает до 0,986.

Поскольку излучательная и поглощательная способность тел одинакова (закон Кирхгофа), то океан поглощает часть поступившего к нему потока атмосферного излучения δI^{\downarrow} . Следовательно, *эффективное излучение* океана определится формулой

$$F_0 = \delta (I^{\downarrow} - \sigma T^4) - (1 - \delta) I^{\downarrow}. \quad (3.19)$$

Большое влияние на атмосферное излучение оказывает облачность, так как излучательная способность облаков из-за высокого содержания в них капель воды или кристалликов льда приближается к излучательной способности океана и может определяться формулой (3.18), в которую вместо T_0 должна входить температура облаков. Часть этого излучения, особенно при высоких облаках, поглощается в атмосфере и не доходит до океана, но и все же некоторое увеличение потока атмосферной радиации при этом происходит. Обычно увеличение этого потока учитывается множителем, содержащим информацию об облачности различных ярусов (нижнего n_L , среднего n_M , верхнего n_H , в долях единицы) или только об общем покрытии неба облаками

$$I_n^{\downarrow} = I^{\downarrow} (1 + c'_L n_L + c'_M n_M + c'_H n_H) = I^{\downarrow} (1 + \bar{c}' n). \quad (3.20)$$

Естественно, что увеличение противоизлучения атмосферы уменьшает эффективное излучение океана, которое выражается аналогичной эмпирической формулой

$$F_n = F_0 [1 - (c_L n_L + c_M n_M + c_H n_H)] = F_0 (1 - \bar{c}n). \quad (3.21)$$

Эмпирические коэффициенты c_L , c_M , c_H не постоянны, так как в разное время года и в разных пунктах температура облаков различна. В среднем по результатам измерений $0,8 < c_L < 1,0$; $0,6 < c_M < 0,8$; $0,2 < c_H < 0,3$.

В некоторых эмпирических формулах облачность фигурирует не в первой, а в более высокой степени, чем подчеркивается более сильная зависимость длинноволновой радиации на уровне океана от облачности.

Все эти формулы вполне удовлетворительно описывают потоки длинноволновой радиации за сравнительно большие интервалы времени, при которых сглаживаются отклонения от климатического распределения температуры и излучающих газов. При единичных же определениях эффективного излучения возможны ошибки, соизмеримые с самим излучением. Это обусловлено в частности тем, что значения длинноволновых потоков I^\dagger и I^\ddagger одного порядка, а F_n представляет собой малую разность больших величин. В среднем $I^\ddagger < I^\dagger$, и эффективное излучение океана отрицательно, т. е. часть поступившего тепла теряется в виде длинноволнового излучения.

3.3. Отражение радиации океаном

Поступающая на поверхность океана радиация частично отражается, а остальная доля проникает в океан, рассеиваясь там и поглощаясь. Характер отражения, рассеивания и поглощения лучистой энергии океаном зависит от длины волны радиации и состояния океана.

Под отражательной способностью океана — *альбедо* A — понимают отношение суммы отраженной и вышедшей из воды рассеянной радиации к поступившей.

В преобладающем большинстве энергетических расчетов используется не спектральная характеристика отражательной способности океана, а интегральная для каждой из двух областей спектра: для коротковолновой и длинноволновой.

Интегральное альбедо для длинноволновой радиации $A_d \approx 0,04$ и сравнительно слабо меняется. Гораздо сильнее меняется альбедо океана для коротковолновой радиации. Оно определяется в первую очередь углом падения света на водную поверхность φ_n , так как чистая вода отражает свет по закону Френеля

$$A_\varphi = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varphi_n - \varphi_0)}{\sin^2(\varphi_n + \varphi_0)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi_n - \varphi_0)}{\operatorname{tg}^2(\varphi_n + \varphi_0)} \right], \quad (3.22)$$

где φ_0 — угол преломления.

При положении Солнца в зените альbedo спокойного моря для прямой радиации составляет 0,02. С увеличением зенитного угла φ_n альbedo возрастает, достигая 0,35 при $\varphi_n = 85^\circ$. Волнение изменяет φ_n и существенно уменьшает диапазон значений альbedo, приводя к его возрастанию при большой высоте Солнца из-за увеличения вероятности попадания лучей на наклонную волновую поверхность и к уменьшению — при малой (табл. 3.1).

Таблица 3.1

[Альbedo прямой радиации спокойного и взволнованного моря [27]]

φ_n°	0	30	60
$A_{\text{сп}}$	0,02	0,02	0,06
$A_{\text{вз}}$	0,13	0,04	0,02

■ Рассеянная радиация поступает на водную поверхность под всевозможными углами, и интенсивность лучей различных направлений может меняться в зависимости от распределения облаков по небесному своду и от высоты Солнца. Поэтому альbedo поверхности океана для этого потока лучистой энергии также не постоянно и меняется от 0,05 до 0,11.

Таким образом, альbedo водной поверхности для суммарной радиации меняется в зависимости от высоты Солнца, соотношения прямой и рассеянной радиации, волнения. Волнение влияет на отражательную способность океана не только из-за наклонов взволнованной поверхности, но и из-за образования пузырьков воздуха в воде. Они сильно рассеивают свет, увеличивая выходящую из океана рассеянную радиацию. Поэтому альbedo сильно взволнованных участков океана, на которых образуются барашки и пена, резко возрастает.

На альbedo океана влияет прозрачность воды. Наблюдения показывают, что уменьшение прозрачности несколько увеличивает альbedo при малой высоте Солнца и уменьшает — при большой.

При определении отражательной способности океана следует учитывать наличие льда. Исследования радиационных свойств ледяного покрова показали, что его отражательная способность резко различается для длинных и коротких волн. По данным измерений различных исследователей, от снежно-ледяного покрова отражается от 0,01 до 0,04 поступающей длинноволновой радиации [28]. Альbedo коротковолновой радиации снега и льда существенно больше.

Исследования показали, что основной причиной в колебании альbedo суммарной радиации является состояние поверхности льдов и их толщина. Если в холодный период года, когда таяние отсутствует и на льду имеется достаточно толстый слой снега, альbedo более или менее одинаково, то в период таяния оно меняется в зависимости от стадии таяния. Колебания альbedo снежного покрова связаны главным образом с изменением физических свойств снега и его толщины. Выпадение свежего снега, образование наста, уве-

личение толщины слоя снега способствуют росту его отражательной способности. Уплотнение снега, образование фирна, появление теней от неровностей рельефа при низкой высоте Солнца приводят к уменьшению его альбедо.

В среднем альбедо снежного покрова на льду составляет 0,77 и 0,88 соответственно для плотного и свежеснеженного снега со средним квадратическим отклонением примерно 0,08.

В период интенсивного таяния отражательные свойства ледяного покрова становятся чрезвычайно изменчивыми как во времени, так и в пространстве. И снег, и лед на разных этапах таяния обладают различной способностью отражать коротковолновую радиацию. Если в начальный период таяния снег становится плотным, влажным, серовато-белого цвета и имеет альбедо примерно 0,7, то в период интенсивного таяния альбедо пропитанного водой снега понижается до 0,35. У льда в зависимости от оттенка его поверхности и стадии таяния альбедо может меняться от 0,7 до 0,4.

При таянии ледяного покрова на нем образуются снежники различной глубины, ледяные бугры, местами остается тающий снег, поэтому среднее альбедо какой-то площади зависит от относительной доли этих участков (табл. 3.2).

Для количественной оценки зависимости альбедо льда от разрушенности предложены различные эмпирические формулы, в которых основным показателем разрушенности льда является относительная площадь снежниц и проталин P_b

Таблица 3.2

Среднее альбедо снежно-ледяного покрова в период таяния

Состояние поверхности	Разрушенность льда, %	$A_{л}$	Состояние поверхности	Разрушенность льда, %	$A_{л}$
Начало устойчивого таяния снега на льду	0	0,67	Тающий белый лед со слабо развитыми снежниками	40	0,47
Интенсивно тающий снег, местами белый лед	10	0,62	Тающий лед с умеренно развитыми снежниками	50	0,41
Интенсивно тающие снег и лед	20	0,56	Интенсивно тающий лед	60	0,39
Тающий лед с белой поверхностью	30	0,51	Интенсивно тающий лед с сильно развитыми снежниками	70	0,33

$$A_{л} = 0,62 - 0,36P_b; \text{ (Кузнецов, Тимерев)}$$

$$A_{л} = 0,59 - 0,32P_b. \text{ (Ланглебен)} \quad (3.23)$$

На альbedo льда влияет поток рассеянной коротковолновой радиации, выходящий из его толщи. Поток тем больше, чем старше лед и больше его толщина (рис. 3.3).

При определении поглощения радиации океаном особый интерес представляет среднее значение альbedo по некоторой площади, занятой льдами различной сплоченности N . В этом случае достаточно достоверные результаты получаются на основании средне-взвешенных значений альbedo открытой воды A_b и ледяного покрова A_l

$$A_N = A_l N + A_b (1 - N). \quad (3.24)$$

Большая отражательная способность морских льдов приводит к росту рассеянной радиации, которая возрастает еще больше при наличии облаков, так же хорошо отражающих коротковолновую радиацию. При этом эффект вторичного рассеяния отраженной льдами и облаками радиации настолько существен, что даже при неизменной облачности данные суммарной радиации на береговых и островных метеорологических станциях летом в Арктике нельзя экстраполировать в сторону моря. Действительно, при поступлении на поверхность океана потока суммарной радиации Q_n за счет отражения произойдет прирост рассеянной радиации на величину $Q_n A_l$. Вторичное отражение облаками, обладающими альbedo A_0 ,

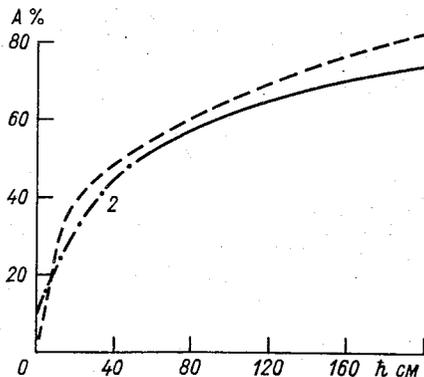


Рис. 3.3. Зависимость альbedo от толщины льда

1 — по И. М. Кузнецову и А. А. Тимереву;
2 — по В. В. Бетину; 3 — по Н. П. Шестерикову

приведет к приросту рассеянной, а следовательно, суммарной радиации на величину $Q_n A_0 A_l$. Следовательно, общий поток суммарной радиации будет

$$Q = Q_n (1 + A_0 A_l). \quad (3.25)$$

Наблюдения в Арктике показывают, что с мая по сентябрь из-за отражения льдами возможная радиация на дрейфующих льдах примерно на 10 % выше, чем на полярных станциях. С появлением облачности разница в суммарной радиации над льдами и суши летом возрастает еще существеннее. Особенно заметным это увеличение становится при облаках нижнего яруса, альbedo которых доходит до 0,7. В этих случаях суммарная радиация над льдами может увеличиться на 60—70 % по сравнению с ее значениями над суши или открытой водой.

Эффект многократного рассеяния может привести к тому, что при появлении облачности суммарная радиация не уменьшится, а возрастет, хотя в среднем облачность уменьшает ее.

3.4. Поглощение радиации в океане

Закономерности ослабления радиации в океане в принципе не отличаются от атмосферных. Так же происходит ее поглощение и рассеяние как молекулами воды, так и содержащимися в морской воде ионами солей и различными примесями неорганического и органического происхождения. Коэффициенты поглощения и рассеяния зависят от длины волны, и поэтому радиация различных длин волн поглощается и рассеивается с глубиной по-разному. Однако вследствие того, что плотность морской воды в тысячу раз больше плотности воздуха, интенсивность ослабления радиации в океане в тысячу раз сильнее, чем в атмосфере. На рис. 3.4 показано, что минимальное поглощение света происходит в сине-зеленой области. Здесь радиация проникает достаточно глубоко, придавая океану голубой цвет. Основная часть спектра лучистой энергии поглощается весьма интенсивно в самом верхнем слое океана толщиной в несколько метров, а вся инфракрасная радиация поглощается поверхностным метровым слоем воды. Поэтому при описании поглощения радиации в океане приходится разделять ее спектр на отдельные участки таким образом, чтобы для каждого из них можно было бы принять показатель ослабления $\bar{\epsilon}_j = (\alpha_j + \sigma_j) \rho_2$ постоянным. При этом поток лучистой энергии на любой глубине представляется формулой

$$Q(z) = \sum_j Q_j \exp(-\bar{\epsilon}_j z), \quad (3.26)$$

где Q_j — лучистая энергия, прошедшая через поверхность океана в j -м участке спектра.

Пока еще имеется сравнительно мало исследований по выделению интервалов спектра. Наиболее употребительна в нашей стране

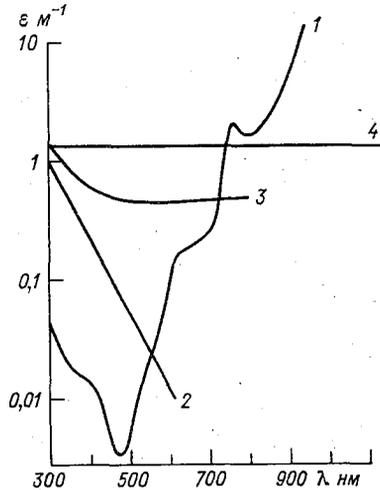


Рис. 3.4. Спектральная зависимость показателя ослабления по К. С. Шифрину [73]

1 — идеально чистая вода; 2 — вода с растворенным органическим веществом; 3 — с малыми минеральными частицами; 4 — с крупными органическими частицами

формула, предложенная С. Г. Богуславским на основе выполненных им наблюдений

$$Q(z) = Q_M [0,47 \exp(-\varepsilon_1 z) + 0,53 \exp(-\varepsilon_2 z)], \quad (3.27)$$

где $\varepsilon_1 = 0,15 \text{ м}^{-1}$; $\varepsilon_2 = 30 \text{ м}^{-1}$;

$$Q_M = Q_n (1 - A).$$

Чтобы оценить радиационный нагрев воды, по этой формуле при фактических значениях Q_M были проведены расчеты за одни сутки на Черном море. Одновременно было вычислено изменение температуры воды за счет турбулентного теплообмена (табл. 3.3).

Таблица 3.3

Изменение температуры воды ($^{\circ}\text{C}/\text{сут}$), обусловленное радиацией (ΔT_p) и турбулентным теплообменом (ΔT_T), Черное море, 7—8 июля [79]

Слой, м	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	0—8
ΔT_p , $^{\circ}\text{C}/\text{сут}$	4,75	0,60	0,26	0,19	0,14	0,11	0,10	0,09	0,78
ΔT_T , $^{\circ}\text{C}/\text{сут}$	-4,36	-0,24	0,06	0,07	0,08	0,01	-0,02	-0,03	-0,55

По данным табл. 3.3 видно, что основная доля коротковолновой радиации поглощается в поверхностном метровом слое воды, а в пределах 10-метрового слоя поглощается практически вся энергетически значимая радиация. Поэтому обычно при оценках теплового режима океанов и морей за пределами поверхностных слоев предполагается, что как длинноволновая, так и коротковолновая радиация поглощается морской поверхностью.

Вследствие особенностей поглощения лучистой энергии у самой поверхности океана часто образуется инверсионное распределение температуры, формирующее так называемую «холодную пленку». Действительно, коротковолновая радиация наиболее интенсивно нагревает поверхностный слой воды. Эффективное же излучение приводит к выхолаживанию, по сути, самой поверхности океана. Дополнительные потери тепла с поверхности океана обусловлены испарением. Поэтому, если нет интенсивного конвективного перемешивания, нивелирующего распределение температуры по вертикали, то поверхность океана становится холоднее подстилающих слоев воды. Перепад температур тем сильнее, чем больше эффективное излучение и испарение и меньше вертикальный теплообмен у поверхности океана. В среднем температура поверхности океана оказывается на $0,2\text{—}0,3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ниже воды на глубине нескольких сантиметров. По измерениям, инверсия температуры распространяется на глубину нескольких десятков сантиметров, поэтому о «пленке» в данном случае можно говорить лишь условно.

3.5. Радиационный баланс океана

Под радиационным балансом океана понимают сумму всех лучистых потоков, поглощенных и излученных океаном. Приходную часть баланса составляет суммарная солнечная радиация и проти-

воизлучение атмосферы. Расходная часть определяется отраженной коротковолновой и длинноволновой радиацией, а также собственным тепловым излучением океана. Доля отраженной длинноволновой радиации незначительна по сравнению с основными компонентами баланса и не выходит за пределы погрешности их определений. Поэтому обычно в уравнение радиационного баланса B она не включается:

$$B = Q_n(1 - A) + F_n. \quad (3.28)$$

При рассмотрении радиационного баланса поверхности океана B_0 учитывается способность коротковолновой радиации проникать на большую глубину, чем длинноволновой. Обычно «поверхность» в данном случае отождествляется с таким слоем, в котором поглощается вся длинноволновая радиация и $(1 - \delta)$ часть коротковолновой. Тогда

$$B_0 = Q_n(1 - A)(1 - \delta) + F_n. \quad (3.29)$$

В настоящее время регулярные наблюдения за радиационным балансом проводятся сетью метеорологических станций на суше. Измерения, выполненные немногочисленными судами погоды и эпизодическими экспедициями, не позволяют составить цельное представление о радиационном балансе и его изменениях на обширных пространствах океана. Такая информация может быть получена только при установке в океане достаточно густой сети наблюдательских станций в сочетании с измерениями метеорологическими спутниками.

Отсутствие нужных наблюдений в океане заставило исследователей проводить вычисления элементов радиационного баланса по приведенным выше формулам, используя в качестве реперных точек прибрежные пункты наблюдений и суда погоды. В частности, таким комбинированным способом по измеренной радиации, дополненной вычисленными значениями, составлен Атлас теплового баланса. При вычислениях коротковолновой и длинноволновой радиации учитывалось пространственно-временное распределение водяного пара, аэрозолей и облачности. Тем не менее многие коэффициенты в расчетных формулах определены для средних условий за длительные промежутки времени. Поэтому тепловой баланс за месяц и год содержит наименьшую ошибку.

В целом за год радиационный баланс Мирового океана от северного полярного круга до южного положительный. Даже в полярных районах радиационный баланс открытых участков океана положительный. Только круглый год покрытые льдом акватории Северного Ледовитого океана и приантарктических вод имеют отрицательный радиационный баланс из-за большой отражательной способности морских льдов. Следовательно Мировой океан аккумулирует лучистую энергию несмотря на собственное тепловое излучение.

Из-за того, что альbedo океанов меньше, чем у суши, а тепло распространяется на существенно большую глубину, температура и тепловое излучение океанов ниже, радиационный баланс океанов превышает радиационный баланс материков на одной и той же широте (табл. 3.4).

Таблица 3.4

Радиационный баланс океана и суши, кДж/(см²·год), по М. И. Будыко

φ° с.ш	70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0
Океан	96	121	213	347	474	498	481
Суша	84	126	188	251	289	297	301
Атмосфера	-293	-251	-251	-289	-343	-347	-318

Продолжение

φ°, ю.ш	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60
Океан	481	473	422	343	239	117
Суша	301	305	293	259	172	130
Атмосфера	—	—	—	—	—	—

Приведенные в табл. 3.4 данные свидетельствуют о том, что океан более интенсивно, чем материки поглощает лучистую энергию, трансформируя ее впоследствии в основном в теплоту парообразования.

В противоположность океану радиационный баланс атмосферы отрицательный в течение всего года. Как было показано, это обусловлено малой поглощательной способностью коротковолновой радиации и сильным собственным тепловым излучением. Если бы океан не отдавал в атмосферу накопленное им тепло в виде теплоты конденсации водяных паров, то ее температура понижалась бы со скоростью около 1 К/сут. Уже только в этом проявляется огромное согревающее влияние океана на атмосферу нашей планеты.

4. Закономерности обмена энтальпией между атмосферой и океаном

4.1. Подобие обмена импульсом и энтальпией

По аналогии со слоем трения над океаном выделяется атмосферный слой некоторой толщины, в котором турбулентный поток тепла Φ_a , иначе называемый потоком ощутимой энтальпии, а также поток влаги I или связанный с ним поток скрытой энтальпии $\mathcal{L}I$, меняется по вертикали сравнительно слабо. Причина этого явления та же, что и для потока импульса. Из-за различия свойств воздуха и воды на их границе возникают значительно большие контрасты температур и влажности, чем в самих соприкасающихся средах. В результате возникают относительно большие вертикальные потоки тепла и водяного пара, которые в пределах нескольких десятков метров над водной поверхностью не успевают сильно измениться. В метеорологии за верхнюю границу такого слоя обычно принимают уровень, на котором изменения потоков не превышают 5—10 %.

Толщина выделенных таким образом слоев для потока тепла h_θ и для потока влаги h_q не обязательно должна совпадать с толщиной слоя трения h_ν . Действительно, если проинтегрировать уравнения теплопроводности и диффузии влаги по вертикали в пределах от уровня моря до верхних границ слоев, то

$$\int_0^{h_\theta} \frac{d\theta}{dt} dz = \frac{\Phi_a + B}{c_1 \rho_1} \Big|_{h_\theta} - \frac{\Phi_a + B}{c_1 \rho_1} \Big|_{z=0} \approx \frac{d\theta_x}{dt} h_\theta, \quad (4.1)$$

$$\int_0^{h_q} \frac{dq}{dt} dz = \frac{I}{\rho_1} \Big|_{h_q} - \frac{I}{\rho_1} \Big|_{z=0} \approx \frac{dq_x}{dt} h_q, \quad (4.2)$$

где $q \equiv S_1$ — удельная влажность.

Если за допустимое изменение потоков принять 10 %, то из приведенных выражений следует

$$h_\theta \sim 0,1 \left(\frac{\Phi_a + B}{c_1 \rho_1} \right) \left(\frac{d\theta_x}{dt} \right)^{-1}, \quad (4.3)$$

$$h_q \sim 0,1 \frac{I}{\rho_1} \left(\frac{dq_x}{dt} \right)^{-1}. \quad (4.4)$$

Поверхность океана достаточно горизонтально однородна, поэтому в качестве характерных значений изменений температуры и влаж-

ности в приводных слоях можно использовать величины, характерные для тропосферы, т. е. $\frac{d\theta_x^*}{dt} \sim 10^{-4} \text{K/c}$. Изменения удельной влажности в общем пропорциональны изменению температуры. Поэтому, если воспользоваться для оценки порядка величины $\frac{dq_x}{dt}$ формулой (1.7), то

$$\frac{dq_x}{dt} \approx 0,1q_x \frac{dT_x}{dt}.$$

Поскольку изменение T_x такого же порядка, как и θ_x , то характерное значение $\frac{dq_x}{dt}$ может быть оценено как 10^{-7}c^{-1} .

На основании соотношения (4.1) может быть определен слой, в котором наблюдается малая изменчивость по вертикали суммы турбулентного потока тепла и радиационного баланса, так как из-

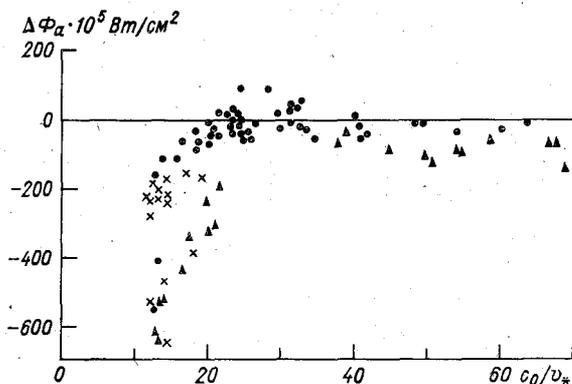


Рис. 4.1. Разность значений турбулентных потоков тепла, определенных прямым и косвенным методами [26]

за одинакового локального влияния на изменение температуры и, в свою очередь, их зависимостью от колебаний температуры воздуха эти потоки вместе формируют вертикальную структуру поля температуры. Выше было показано, что коротковолновая радиация сравнительно мало ослабляется в атмосфере. Сильнее меняется поток длинноволновой радиации, особенно в приводном слое, который насыщен водяным паром. Взяв в качестве характерного значения суммарного потока 10^{-2} Вт/см^2 , получаем $h_0 \sim 10^2 \text{ м}$. В качестве характерного значения испарения можно принять $I \sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^2 \cdot \text{с)}$. В таком случае $h_0 \sim 40 \text{ м}$. В среднем толщина слоев, в которых потоки тепла и влаги могут быть приняты неизменными по высоте, несколько больше толщины слоя трения. Поэтому в целях единообразия за верхнюю границу приводного слоя принимают высоту слоя трения.

В связи с зависимостью вертикальных потоков тепла и влаги от пульсаций вертикальной скорости ветра есть основание считать, что вблизи взволнованной поверхности океана должна появляться волновая составляющая этих потоков. Однако изученность влияния волнения на потоки тепла и пара еще более слабая, чем на поток количества движения. Анализ сравнительно ограниченного числа синхронных измерений турбулентного потока тепла прямым методом по пульсациям Φ_a^n и по градиенту средней температуры Φ_a^r ,

а также по спектру пульсаций температуры Φ_a^c показал, что некоторое различие между ними имеется (рис. 4.1). Это различие наиболее существенно в диапазоне чисто ветрового волнения ($\frac{c_0}{v_*} < 25$), когда наиболее вероятен турбулентный характер обтекания волн и должны сильнее проявляться волновые возмущения вертикальной скорости движения воздуха и температуры. При этом структура поля температуры в приводном слое воздуха претерпевает серьезные изменения. К сожалению, более детальных сведений о возмущении потока тепла волнами, о высоте распространения этого возмущения и о представлении его каким-либо аналитическим выражением пока еще не имеется. Можно лишь предполагать, что относительный вклад волнового возмущения в теплообмен существенно меньше, чем в обмен количеством движения. Объяснить это предположение можно тем, что вблизи водной поверхности теплообмен в значительной степени обусловлен молекулярными процессами, а не турбулентными, так как пульсации давления не оказывают влияния на температуру.

Высота распространения волновых возмущений потока тепла связана в основном с возмущением наиболее сильно меняющегося элемента — вертикальной скорости. Она была оценена при рассмотрении волнового возмущения потока импульса, поэтому и должна иметь в данном случае такой же порядок.

Наблюдения вертикального профиля температуры над взволнованной поверхностью океана показывают, что изменения T в пределах нижнего сантиметрового слоя могут достигать градуса, а иногда и больше, даже при умеренном ветре (рис. 4.2). При этом профиль температуры близок к линейному, что имеет место при

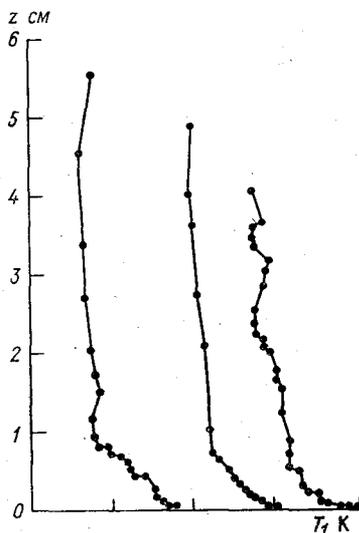


Рис. 4.2. Вертикальные профили температуры воздуха вблизи поверхности воды [26] Интервал по горизонтальной оси соответствует 1 К

постоянном коэффициенте теплообмена, которым может быть только коэффициент молекулярной теплопроводности κ_T . С. А. Китайгородский предполагает, что основной вклад в измеренные перепады температуры вносят слои воздуха, расположенные во впадинах между волнами. Выше гребней температура выравнивается в результате турбулентного перемешивания и ее изменение с высотой происходит существенно медленнее.

Такой характер изменения температуры воздуха по вертикали заставляет особо тщательно изучать процессы теплопередачи около волн, что является чрезвычайно трудной задачей, требующей особой аппаратуры.

Каких либо экспериментов по оценке волнового возмущения потока влаги в настоящее время не имеется из-за трудностей измерения пульсаций влаги. Из-за того, что вблизи поверхности океана упругость водяных паров равна или очень близка к насыщающей, она связана с температурой формулой Клапейрона. Поэтому любые изменения температуры вызывают изменения влажности. Следовательно, должны существовать волновые изменения влажности, обусловленные хотя бы волновыми колебаниями температуры. По-видимому, высота их распространения такая же, как и температуры.

Поскольку в пределах рассматриваемого приводного слоя атмосферы потоки тепла и влаги меняются по высоте сравнительно слабо, то в пределах упомянутых допусков принимается

$$(\kappa_T + \kappa_r) \frac{d\theta}{dz} = \frac{\Phi_a}{c_1 \rho_1} = \text{const}; \quad h_\lambda < z < h_0; \quad (4.5)$$

$$(\kappa_v + \kappa_q) \frac{dq}{dz} = \frac{H}{\rho_1} = \text{const}; \quad h_\lambda < z < h_q. \quad (4.6)$$

В данном случае исключен слой волнового искажения h_λ , но на практике в настоящее время пока искажающее влияние волнения не учитывают из-за его слабой изученности и принимают, что формулы (4.5) и (4.6) правильно описывают процесс тепло- и влагопередачи вплоть до самой водной поверхности. При этом потоки считаются положительными, если они направлены к поверхности океана.

4.2. Соотношение коэффициентов турбулентной теплопроводности, вязкости и диффузии

При расчетах потоков тепла и влаги по формулам полуэмпирической теории типа (4.5) — (4.6) обычно используется в качестве коэффициента пропорциональности между потоком субстанции и градиентом ее средней величины коэффициент турбулентного обмена для количества движения, а не коэффициенты теплопроводности и диффузии. Поэтому важно знать соотношение этих коэф-

фициентов, которое может быть выражено через турбулентные аналоги числа Прандтля Pg и Шмидта Sc .

$$Pg = \frac{\kappa_V}{\kappa_T}; \quad Sc = \frac{\kappa_V}{\kappa_q},$$

где κ_T — коэффициент турбулентной температуропроводности; κ_q — коэффициент турбулентной диффузии.

В отличие от молекулярных чисел Прандтля и Шмидта, зависящих от свойств вещества, турбулентные числа Pg и Sc являются гидродинамическими характеристиками и меньше зависят от физических свойств вещества.

Большое количество экспериментальных исследований, обзор которых приведен в работах [64, 75], показало, что, несмотря на большое различие молекулярных значений числа Прандтля для смесей газов и жидкостей, турбулентные значения числа Pg оказались примерно одинаковыми. Так, для смесей газов, имеющих молекулярное Pg_m от 0,34 до 1,96, значение Pg колеблется от 0,63 до 0,77. По экспериментальным данным некоторых исследователей, измерявших пульсации температуры и скорости ветра, профили средней температуры, влажности воздуха и скорости ветра в приземном слое атмосферы, значения Sc оказались близкими к отмеченным [64]. Опыты с более вязкими жидкостями привели к таким же результатам. Даже для масла при молекулярных числах Pg_m порядка 10^3 — 10^4 турбулентное число Прандтля получилось равным 0,7—0,75 [75].

В отношении турбулентной диффузии вещества Хинце отмечает, что многочисленные опыты с нагретыми струями воздуха и опыты по исследованию трассирования газа в изотермических струях показали отсутствие различий в распространении тепла и вещества. Если распространение этих субстанций описывать с помощью коэффициента турбулентного обмена, то значения этого коэффициента для тепла и вещества оказываются равными.

Турбулентные числа Шмидта и Прандтля оказались примерно одинаковыми и в экспериментах по диффузии вещества в воде. Опыты Форстолла и Гейлорда [75] по исследованию распространения поваренной соли из затопленной водяной струи дали значение Sc 0,83—0,77.

Хинце отмечает, что молекулярные числа Pg_m и Sc_m все же влияют на турбулентные Pg и Sc .

Коэффициент вихревой диффузии, согласно Хинцу, зависит от интенсивности обмена, по крайней мере молекулярного, между переносимыми вихрями субстанциями и окружающей средой. В зависимости от того, что является переносимой субстанцией — количество движения, тепло или вещество, интенсивность обмена может несколько изменяться.

При очень больших значениях Pg_m молекулярного переноса тепла практически не происходит, и коэффициент турбулентной температуропроводности приближается к коэффициенту диффу-

зии вихрей. Так как турбулентный коэффициент вязкости меньше коэффициента диффузии вихрей, хотя бы из-за молекулярного переноса количества движения, то при больших R_{T_m} турбулентное число R_T всегда должно быть меньше единицы.

При очень малых R_{T_m} между вихрями происходит интенсивный теплообмен, вследствие чего коэффициент температуропроводности уменьшается по отношению к коэффициенту турбулентной вязкости и число R_T может оказаться даже больше единицы. Этот эффект проявляется сильнее с ослаблением турбулентного перемешивания. При развитой турбулентности роль молекулярных процессов уменьшается и физические свойства жидкостей слабо влияют на числа R_T и Sc .

О зависимости чисел R_T и Sc от устойчивости еще меньше сведений, чем о значениях этих чисел при нейтральной стратификации. Существуют сходные мнения лишь в том, что рост устойчивости должен приводить к росту чисел R_T и Sc , так как можно ожидать ослабления турбулентной диффузии и теплообмена по сравнению с переносом количества движения хотя бы из-за пульсаций движения.

По измерениям Тейлора, для R_i от $-0,05$ до $-0,9$ Дикон получил $R_T = 0,76$. Однако из-за большого разброса индивидуальных значений сколько-нибудь заметной зависимости R_T от R_i установить не удалось.

Увеличение числа R_T с увеличением устойчивости отмечается и другими авторами. В работе [59] приводится полученное Суинбэком отношение κ_T/κ_V в зависимости от R_f на высоте 1,5 м (R_f — число Ричардсона, выраженное через потоки тепла и количество движения). Несмотря на значительный разброс индивидуальных значений, физическая реальность существования зависимости κ_T/κ_V от устойчивости вне сомнения (коэффициент корреляции между $\lg(\kappa_T/\kappa_V)$ и R_f и R_i соответственно равен $-0,81$ и $-0,52$) и в диапазоне $-0,5 < R_f < 0,1$ ее можно выразить соотношением

$$\lg R_T = 0,12 + 0,102 R_f. \quad (4.7)$$

Отсюда видно, что с ростом неустойчивости R_T уменьшается. Однако при нейтральной стратификации $R_T \approx 1,31$, что не соответствует отмеченным выше другим исследованиям. Возможно, это определяется погрешностями эксперимента.

Таким образом, в настоящее время нет еще сколько-нибудь разработанной теории, характеризующей соотношение между коэффициентами турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии. В большинстве исследований по экспериментальным данным принимается, что числа Прандтля и Шмидта при турбулентном режиме приводного слоя атмосферы примерно одинаковы и в случае нейтральной стратификации близки к единице. С ростом неустойчивости они уменьшаются до 0,3, а при устойчивой стратификации становятся несколько больше единицы.

4.3. Расчеты испарения и турбулентного потока тепла по наблюдениям осредненных значений метеорологических элементов

Знание соотношения между коэффициентами турбулентной вязкости, диффузии и температуропроводности позволяет, в принципе, вычислять турбулентные потоки влаги и тепла по формулам, аналогичным приведенным в гл. 2. В частности, наиболее употребительные формулы, удовлетворительно описывающие перенос влаги и тепла при небольшой плотностной стратификации, получаются при подстановке в выражения (4.5) и (4.6) коэффициента диффузии и температуропроводности в виде

$$\kappa_q = \frac{\kappa v_* z}{Sc \left(1 + \beta \frac{z}{L}\right)}; \quad \kappa_T = \frac{\kappa v_* z}{Pr \left(1 + \beta \frac{z}{L}\right)}. \quad (4.8)$$

При этом интегрирование уравнения (4.5) от z_1 до z_2 дает

$$\frac{\Phi_a Pr}{c_1 \rho_1 b} = [\theta(z_2) - \theta(z_1)] \left[\left(1 - \frac{a\beta}{bL}\right) \ln \frac{a + bz_2}{a + bz_1} + \frac{\beta}{L} (z_2 - z_1) \right]^{-1}, \quad (4.9)$$

где

$$a \equiv Pr \kappa_T, \quad b \equiv \kappa v_* + a\beta/L.$$

Аналогичное выражение получается при интегрировании уравнения (4.6)

$$\frac{H Sc}{\rho_1 b'} = [q(z_2) - q(z_1)] \left[\left(1 - \frac{a'\beta}{b'L}\right) \ln \frac{a' + b'z_2}{a' + b'z_1} + \frac{\beta}{L} (z_2 - z_1) \right]^{-1}, \quad (4.10)$$

где

$$a' \equiv Sc \kappa_q; \quad b' \equiv \kappa v_* + a'\beta/L.$$

Полученные выражения правильно описывают турбулентные потоки влаги и тепла в случае логарифмически-линейного профиля температуры и влажности в приводном слое атмосферы. Причем, если нижний горизонт z_1 выбран не вблизи самой поверхности океана и погодные условия не близки к штилевым, то $b = b' = \kappa v_*$ и коэффициентами молекулярной температуропроводности и диффузии можно пренебречь. В этом случае формулы (4.9) и (4.10) упрощаются.

Область применения формул (4.9) и (4.10) ограничивается условием $z/L > 0,07$ при неустойчивой стратификации и $z/L < 0,4$ при устойчивой стратификации атмосферы [25]. За пределами этой области, как было показано в гл. 2, коэффициент турбулентной температуропроводности и диффузии влаги меняется с высотой по другим законам и вид формул для расчета потоков тепла и влаги

будет иной. Для их получения необходимо после интегрирования уравнений (4.5) и (4.6)

$$\theta_2 - \theta_1 = \frac{\Phi_a}{c_1 \rho_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\kappa_T + \kappa_T}; \quad (4.11)$$

$$q_2 - q_1 = \frac{H}{\rho_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\kappa_q + \kappa_q} \quad (4.12)$$

представить интегралы в виде суммы интегралов, в пределах каждого из которых известен характер изменения по высоте коэффициентов κ_T и κ_q . Здесь индексы у θ и q обозначают уровни.

Если уровень измерения температуры при неустойчивой стратификации находится выше горизонта $z_k = 0,07 |L|$, который принимается за нижний уровень слоя вынужденной конвекции, то, как было выше показано, интеграл представляется в виде суммы

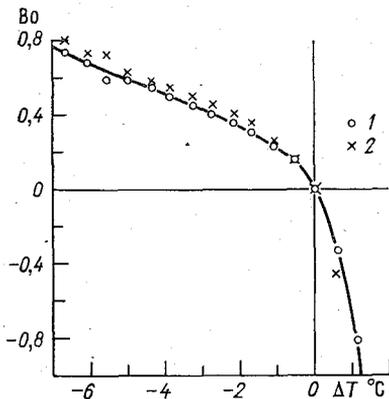


Рис. 4.3. Зависимость отношения Боуэна от разности значений температуры ΔT воздуха и воды [62]
1 — при ветре 4 балла; 2 — 8 баллов

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\kappa_T + \kappa_T} = \int_{z_1}^{z_k} \left[\kappa_T + \frac{\kappa v_* z}{\left(1 + \beta \frac{z}{L}\right) \text{Pr}} \right]^{-1} dz + \int_{z_k}^{z_2} \frac{-L^{1/3} \text{Pr} dz}{\kappa v_* z^{4/3}}. \quad (4.13)$$

При измерении температуры в инверсионном слое, т. е. $z_2 > z_i = 0,4 L$, также происходит разбивка интеграла на два:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\kappa_T + \kappa_T} = \int_{z_1}^{z_i} \left[\kappa_T + \frac{\kappa v_* z}{\left(1 + \beta \frac{z}{L}\right) \text{Pr}} \right]^{-1} dz + \int_{z_i}^{z_2} \frac{\text{Pr} dz}{\kappa v_* L \text{Rf}_{\text{кр}}}. \quad (4.14)$$

В обоих случаях во втором подынтегральном выражении коэффициентом молекулярной теплопроводности можно пренебречь из-за его малости по сравнению с κ_T в этих слоях.

Аналогичные выражения получаются при измерении влажности за пределами уровней z_k или z_i . Естественно, что при этом нужно заменить Pr на Sc и κ_T на κ_q .

В предыдущем параграфе было отмечено, что коэффициенты κ_T и κ_q близки между собой, вследствие чего интегралы также примерно одинаковы. Это позволяет при делении выражения (4.11) на (4.12) их сократить. Тогда при предварительном умножении выражения (4.12) на удельную теплоту испарения \mathcal{L} в результате деления получается частное, называемое отношением Боуэна

$$Bo = \frac{\Phi_a}{\mathcal{L}H} = \frac{c_1(\theta_2 - \theta_1)}{\mathcal{L}(q_2 - q_1)} \approx \frac{c_1(T_2 - T_1)}{\mathcal{L}(q_2 - q_1)}, \quad (4.15)$$

которым очень часто пользуются для вычисления одного потока по другому. Оно не постоянно, а меняется в зависимости от стратификации. Из рис. 4.3 видно, что при неустойчивой стратификации $Bo > 0$ и сравнительно медленно возрастает с увеличением перепада температур. При устойчивой стратификации $Bo < 0$ и меняется гораздо быстрее, чем в первом случае.

Часто измерения температуры и влажности воздуха, как и скорости ветра, проводят только на одном уровне. В качестве вторых значений температуры и влажности принимают температуру поверхности океана T_0 , по которой находят и удельную влажность q_0 . При этом горизонт z_1 , совпадает с поверхностью океана, т. е. $z_1 = 0$. Однако точное интегрирование коэффициентов κ_T и κ_q по z в пределах от 0 до z_2 представляет большие трудности из-за отсутствия детальных сведений о характере их изменения вблизи океанической поверхности. Поэтому, как и при вычислениях потока количества движения чаще используется коэффициент теплообмена c_T (число Стэнтона) и коэффициент испарения c_q (число Дальтона-

$$c_T = \frac{\Phi_a}{c_1 \rho_1 V_{10} (\theta_2 - \theta_0)},$$

$$c_q = \frac{H}{\rho_1 V_{10} (q_2 - q_0)}. \quad (4.16)$$

Эти коэффициенты связаны с коэффициентом сопротивления. Достаточно компактную форму этой связи нашел С. А. Китайгородский [26].

Если принять, что

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{Pr(\kappa_T + \kappa_T)} \approx \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\kappa_V + \kappa_V}, \quad (4.17)$$

то при постоянном по вертикали числе Pr из формулы изменения скорости ветра с высотой

$$V_2 - V_1 = v_*^2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\kappa_V + \kappa_V}. \quad (4.18)$$

и формулы (4.11) следует:

$$\tilde{V}(z_2) - \tilde{V}(z_1) = \tilde{\theta}(z_2) - \tilde{\theta}(z_1), \quad (4.19)$$

где ради краткости записи введены обозначения

$$\bar{V}(z) = V(z)/v_*; \quad \bar{\theta}(z) = c_1 \rho_1 v_* \theta(z) / \Phi_a \text{Pr}. \quad (4.20)$$

Равенство (4.19) справедливо для приводного слоя атмосферы выше вязкобуферного слоя $z_1 = h_0$, в котором существенны нормальные напряжения и молекулярная теплопередача. Здесь может иметь место скачок температуры $\delta\bar{\theta} = \bar{\theta}(h_0) - \bar{\theta}_0$. Подстановка этого выражения в равенство (4.19) при условии $z_1 = h_0$ дает

$$\bar{V}(z_2) = \bar{V}(h_0) + \bar{\theta}(z_2) - \bar{\theta}_0 - \delta\bar{\theta} = \Delta\bar{\theta} + \bar{V}(h_0) - \delta\bar{\theta}, \quad (4.21)$$

где

$$\Delta\bar{\theta} = \bar{\theta}(z_2) - \bar{\theta}_0.$$

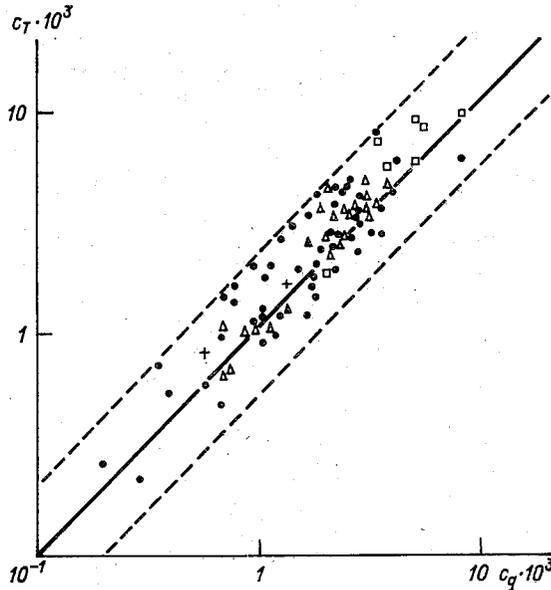


Рис. 4.4. График связи коэффициентов c_T и c_q по данным различных исследований [26]

Если записать первую формулу (4.16), используя безразмерную температуру (4.20),

$$c_T = \frac{\sqrt{c_V}}{\text{Pr} \Delta\bar{\theta}}$$

и подставить в нее выражение (4.21) с учетом того, что $\bar{V}(z_2) = c_V^{-1/2}$, то

$$c_T = \frac{c_V}{\text{Pr} \{1 + \sqrt{c_V} [\delta\bar{\theta} - \bar{V}(h_0)]\}}. \quad (4.22)$$

К сожалению, в настоящее время нет еще установившейся точки зрения на перепад температур и скорость ветра в пределах вязкобуферного слоя. Непосредственные измерения здесь очень трудно провести, поэтому сопоставление коэффициентов теплопередачи и сопротивления чаще всего проводится при различных предположениях о процессах в вязкобуферном слое. В частности, если полагать в нем полную аналогию передачи тепла и количества движения при $Pg = 1$ и отсутствии упорядоченной скорости движения

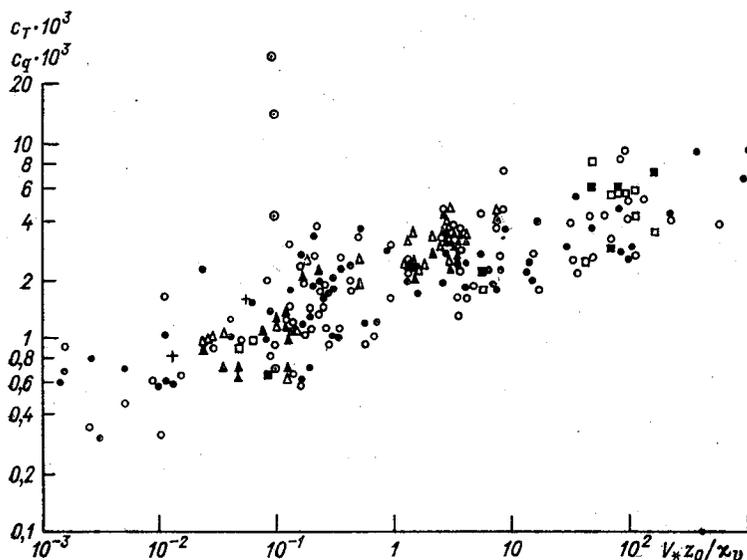


Рис. 4.5. Зависимость коэффициентов c_T и c_q от $v_* z_0 / \nu_V$ [26]

воздуха у поверхности океана, то только при этих условиях $c_T = c_V$. Во всех остальных случаях коэффициент теплообмена может отличаться от коэффициента сопротивления. Между теплообменом и испарением существует значительная аналогия. В предыдущем параграфе было показано, что турбулентные числа Pg и Sc примерно одинаковы. Это означает, что механизм теплообмена и переноса водяного пара одинаков. Поэтому числа c_T и c_q оказываются одинаковыми (рис. 4.4). Они сильно меняются в зависимости от шероховатости, связанной с высотой волн, от динамической скорости ветра и от стратификации приводного слоя атмосферы (рис. 4.5).

Зависимость c_T и c_q от стратификации имеет в общем такой же характер, как и c_V . С ростом неустойчивости эти коэффициенты несколько возрастают, а при устойчивой стратификации быстро уменьшаются.

4.4. Влияние брызг при штормах на испарение с поверхности океана и теплообмен

Различие влаго- и теплообмена между атмосферой и океаном по сравнению с сушей заключается, кроме отмеченного влияния волн, еще в том, что при значительном ветре оторвавшиеся от волн капли воды в виде брызг в той или иной степени испаряются в воздухе и обмениваются с ним теплом. Этот добавочный эффект тепло- и влагообмена в штормовых условиях стал предметом пристального изучения в 70-е годы из-за того, что исследования показали его достаточно весомый вклад в общие потоки тепла и влаги при больших скоростях ветра. Однако из-за трудности определения водности брызгового облака и распределения в нем капель по размерам, трудности определения спектра капель по высоте и времени их нахождения в воздухе, оценки упомянутого эффекта носят ориентировочный характер. Испарение и теплообмен капли воды радиуса r_i и массы M в воздухе пропорциональны [5] разности значений абсолютной влажности a_k и температуры T_k поверхности капли, а также обтекающего ее воздуха a_b и T

$$\dot{I}_i = \frac{dM}{dt} = -4\pi r_i \kappa'_q (a_k - a_b); \quad (4.23)$$

$$\Phi_i = -4\pi r_i \kappa'_T (T_k - T) c_1 \rho_1. \quad (4.24)$$

В этих формулах коэффициенты влагообмена κ'_q и теплообмена κ'_T зависят от числа Рейнольдса Re и по результатам лабораторных экспериментов представляются в виде выражений:

$$\begin{aligned} \kappa'_q &= \kappa_q (1 + 0,23 \sqrt{Re}); \\ \kappa'_T &= \kappa_T (1 + 0,23 \sqrt{Re}). \end{aligned} \quad (4.25)$$

В связи с тем, что при теплообмене с атмосферой и испарении меняется температура капли, а следовательно, и абсолютная влажность на ее поверхности, то T_k и a_k приходится вычислять. Обычно для этого используется уравнение теплопроводности

$$c_2 M \frac{dT_k}{dt} = \Phi_i + \mathcal{L} \dot{I}_i. \quad (4.26)$$

В этом уравнении не принято во внимание влияние лучистых потоков на температуру капли, так как по оценкам работы [5] ее вклад на два порядка меньше, чем влияние испарения.

При определении зависимости упругости насыщения водяных паров от температуры необходимо принимать во внимание размер капли и соленость воды в ней, так как с уменьшением радиуса капли упругость насыщения водяных паров над ней возрастает,

a_{∞} с ростом солености — убывает. Приближенно [31] это выражается формулой]

$$a_k(r) = a_{\infty} \left(1 + \frac{a}{r_i} - \frac{b}{r_i^3} \right), \quad (4.27)$$

где $a = 2\gamma/\rho_n R_n T$; $a \approx 10^{-7}$ см; $b = 0,527 r_i^3$; $\gamma = 8 \text{ Н/м}^2$ — коэффициент поверхностного натяжения.

При испарении капли происходит уменьшение ее радиуса и увеличивается концентрация солей в ней. В результате упругость насыщения водяных паров на поверхности капли уменьшается, что видно по формуле (4.27), и ее испарение либо уменьшается, либо прекращается вообще. Поэтому мелкие капли морских брызг могут существовать в воздухе достаточно длительное время.

Чтобы не вводить дополнительное уравнение для определения разностей абсолютной влажности, входящих в формулу (4.23), принято выражать ее через разность значений температуры, воспользовавшись для этого формулой

$$a_{\infty} = 0,623 \frac{E_0}{R_n T_k} \exp \left[\frac{\mathcal{L}}{R_n} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_k} \right) \right]. \quad (4.28)$$

Поскольку разность температур капли и окружающего воздуха небольшая, то экспонента может быть представлена в виде двух первых членов степенного ряда. Тогда формула (4.23) переписывается следующим образом

$$I_i = -4\pi r_i \kappa'_q a_m \left\{ \left[\frac{T}{T_k} + \frac{\mathcal{L}(T_k - T)}{R_n T_k^2} \right] \left(1 + \frac{a}{r_i} - \frac{b}{r_i^3} \right) - f \right\}, \quad (4.29)$$

где a_m — абсолютная насыщенная влажность воздуха.

Подстановка полученного выражения в уравнение теплопроводности капли (4.26) приводит его к виду

$$c_2 M \frac{dT_k}{dt} = -\alpha (T_k - T) - \beta, \quad (4.30)$$

где

$$\alpha = 4\pi r_i c_1 \rho_1 \kappa'_T \left[1 + \frac{\kappa'_q \mathcal{L}^2 a_m}{\kappa'_T c_1 \rho_1 R_n T_k^2} \left(1 + \frac{a}{r_i} - \frac{b}{r_i^3} \right) \right];$$

$$\beta = 4\pi r_i \kappa'_q a_m \mathcal{L} \left[\frac{T}{T_k} \left(1 + \frac{a}{r_i} - \frac{b}{r_i^3} \right) - f \right].$$

Из-за испарения и изменения при этом радиуса капли r_i коэффициенты уравнения (4.30) M , α и β меняются и точное аналитическое решение его получить не удастся.

Проведению оценки изменений температуры капли относительно окружающего воздуха помогает то обстоятельство, что время ее полета оказывается небольшим и при этом размер капли сильно не изменится. Если для оценки температуры капли принять вхо-

дящие в уравнение (4.30) параметры постоянными, то его решение имеет вид:

$$\vartheta = \vartheta_0 \exp\left(-\frac{\alpha t}{c_2 M}\right) - \frac{\beta}{\alpha} \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha t}{c_2 M}\right)\right], \quad (4.31)$$

где

$$\vartheta = T_k - T; \quad \vartheta_0 = \vartheta|_{t=0}.$$

Поскольку правая часть уравнения (4.30) представляет собой суммарный теплообмен капли с атмосферой в единицу времени, то за время полета капли Δt он будет равен

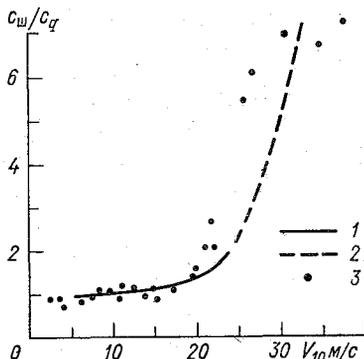


Рис. 4.6. Отношение коэффициента испарения при шторме c_w к его значению при ветре 10 м/с на уровне 10 м.

1 — расчет; 2 — экстраполяция; 3 — экспериментальные значения [5]

$$\begin{aligned} \Phi_k &= \int_0^{\Delta t} (\Phi_i + \mathcal{L}I_i) dt = \\ &= - \int_0^{\Delta t} [\alpha \vartheta(t) + \beta] dt = \\ &= c_2 M \left(\frac{\beta}{\alpha} - \vartheta_0 \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha \Delta t}{c_2 M}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Средний теплообмен капли с окружающим воздухом определяется делением полученного выражения на Δt

$$\bar{\Phi}_k = \frac{\Phi_k}{\Delta t} = \frac{c_2 M}{\Delta t} \left(\frac{\beta}{\alpha} - \vartheta_0 \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha \Delta t}{c_2 M}\right) \right]. \quad (4.33)$$

Если известно количество капель, выносимое штормом в воздух, и их распределение по размерам $j(r)$, то можно оценить общий поток тепла Φ_w между каплями и атмосферой

$$\Phi_w = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \bar{\Phi}_k(r) \frac{dj}{dr} dr. \quad (4.34)$$

Функция $j(r)$ представляет собой распределение вертикального потока капель, проходящихся на единицу площади поверхности океана.

К сожалению расчеты по приведенным формулам осложняются из-за трудности определения функции распределения j и времени нахождения капли в воздухе.

Функция распределения зависит от ветра и водности образующегося облака капель. Для приближенных оценок часто прини-

мается размер капель одинаковым, а сама плотность потока вычисляется по экспериментальной формуле Тобы:

$$j = j_{15} \exp [\varepsilon (V - V_{15})], \quad (4.35)$$

где $j = 0,21 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — плотность потока капель при $V_{15} = 15 \text{ м/с}$; $\varepsilon = 0,4 \text{ с/м}$.

Вычисленный при этих условиях поток тепла между каплями и атмосферой для скоростей ветра 20—25 м/с оказывается примерно таким же, как суммарный теплообмен океана с атмосферой за счет турбулентного перемешивания и испарения [5]. Коэффициенты c_T и c_q , учитывающие эффект теплообмена и испарения капель, находят из формул (4.16), если в числителе добавить соответствующие потоки тепла и влаги между каплями и окружающим воздухом. Испарение с капель существенно увеличивает общий поток влаги от океана к атмосфере при одних и тех же перепадах влажности и скорости ветра (рис. 4.6). Столь же сильно при шторме изменяется теплообмен между океаном и атмосферой.

4.5. Влияние осреднения на вычисленные потоки влаги и тепла

При вычислении потоков влаги и тепла между атмосферой и океаном по формулам типа (4.16) в качестве аргументов часто используются средние за сравнительно длительный интервал времени скорость ветра и разность соответствующих субстанций. Коэффициенты c_q и c_T также принимаются постоянными для этого интервала времени. Однако, было показано, что между коэффициентами тепло- и влагообмена и скоростью ветра существует тесная корреляция. Градиенты температуры и влажность также, по-видимому, зависят от скорости ветра. Все это заставляет при расчетах потоков влаги и тепла за относительно большие интервалы времени использовать не только средние значения элементов, но и отклонения от них. Поэтому формула для расчета испарения должна иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{\bar{I}}{\rho_1} = & \overline{(c_q + c'_q) (\bar{V}_{10} + V'_{10}) (\Delta \bar{q} + \Delta q')} = \bar{c}_q \bar{V}_{10} \Delta \bar{q} + \bar{c}_q V'_{10} \Delta \bar{q}' + \\ & + \bar{c}'_q V'_{10} \Delta \bar{q} + \bar{c}'_q \Delta q' \bar{V}_{10} + \bar{c}'_q V'_{10} \Delta q', \end{aligned} \quad (4.36)$$

где $\Delta q = q_2 - q_0$.

Аналогичный вид имеет формула для расчета теплообмена.

Вычисленные по данным судов погоды потоки влаги по средним месячным значениям \bar{V}_{10} и \bar{q} , т. е. по первому слагаемому правой части формулы (4.36) оказались несколько меньше, чем при осреднении за этот же период значений I , вычисленных для каждого

срока наблюдений. Аналогичный результат получился при определении турбулентного потока тепла (табл. 4.1).

Таблица 4.1

Отношения турбулентных потоков влаги и тепла, полученных при осреднении исходных данных ⁽¹⁾ и осреднении самих потоков ⁽²⁾ [52]

Месяц	Суда								
	A	B	C	D	E	M	I	J	K
	I^1/I^2								
Январь	0,841	0,923	0,874	1,019	1,005	1,025	0,894	0,901	0,980
Июль	1,082	0,992	1,187	0,994	0,927	1,041	1,019	1,084	0,995
	Φ_a^1/Φ_a^2								
Январь	0,705	0,933	0,796	1,042	0,964	1,042	0,823	0,810	0,534
Июль	0,509	0,584	0,663	13,447	1,012	1,174	0,993	0,573	0,998

Вклад слагаемых, содержащих произведение отклонений от средних месячных значений элементов, зависит от изменчивости метеорологических условий. В тех районах, где она велика, расчет потоков влаги и тепла только по осредненным значениям метеорологических элементов может привести к существенному их занижению по сравнению с фактическим. В среднем с увеличением скорости ветра вертикальные градиенты влажности и температуры в приводном слое атмосферы уменьшаются из-за более интенсивного перемешивания. Однако вследствие усиленного волнового перемешивания поверхностного слоя океана с ростом скорости ветра изменение температуры воды ослабевает и разности влажности Δq и температуры и ΔT могут при усилении ветра не уменьшаться (табл. 4.2).

Таблица 4.2

Отношение разности значений упругости водяных паров Δq и температуры ΔT при общем осреднении к средним за штормовые дни [5]										
Суда погоды	A	B	C	D	I	J	K	M	E	Среднее
$\Delta T/\Delta T_{ш}$	0,94	1,31	0,99	1,15	0,90	1,01	1,26	1,26	1,24	1,06
$\Delta q/\Delta q_{ш}$	0,74	0,93	0,76	1,40	0,81	0,72	0,83	0,80	0,80	0,87

Следовательно, можно приближенно считать, что при штормовых условиях $\Delta q' \approx 0$ и $\Delta T' \approx 0$. Поэтому основное отличие потоков влаги и тепла, вычисленных по осредненным значениям элементов, от фактических обусловлено слагаемыми $\overline{c'_q V'_{10} \Delta q}$ и $\overline{c'_T V'_{10} \Delta T}$. В таком случае увеличение указанных потоков при штормах будет пропорционально отношению $\overline{c'_q V'_{10}}/\overline{c_q V_{10}}$. Это означает, что при приведенных выше зависимостях коэффициентов

теплообмена и испарения от скорости ветра указанное отношение резко возрастает при штормовых условиях. Если при скорости ветра порядка 20 м/с это отношение составляет примерно 0,2, то при ветре 30 м/с оно превышает 6.

Оценка вклада члена, содержащего произведение отклонений скорости ветра и коэффициентов c'_q и c'_T от средних месячных их значений, в общий поток тепла и влаги за большие интервалы времени показала существенную роль штормов. Несмотря на то что повторяемость штормов для района судов погоды в северной части Атлантического океана в зимние месяцы составила 17%, общий поток тепла за счет турбулентного теплообмена и затрат тепла на испарение в результате учета штормов за этот же промежуток времени увеличился на 35—40%. Летом повторяемость штормовых ситуаций существенно уменьшается и поэтому точность расчета потоков тепла и пара по средним значениям метеорологических элементов повышается.

5. Влияние атмосферы на перемешивание и температуру верхнего слоя океана

5.1. Турбулентное перемешивание в верхнем слое океана, обусловленное ветром

В результате динамического и теплового воздействия атмосферы на океан его верхний слой практически всегда находится в турбулизированном состоянии. Принято различать два вида турбулентного перемешивания: динамическое и конвективное. Первое возникает при воздействии ветра на океаническую поверхность и имеет своим источником энергию волн и дрейфовых течений. Оно бывает при большом диапазоне изменений плотностной стратификации. Второе может происходить при отсутствии динамического воздействия атмосферы на океан, но обязательным условием должна быть неустойчивость его плотностной стратификации.

Исследования микроструктуры океана показали, что даже при устойчивой в среднем стратификации возникают отдельные области размером от долей метра до нескольких метров по вертикали, в которых происходит микроконвекция. Часто при статистическом осреднении проявление такой конвекции также рассматривается как турбулентность. Даже в верхнем слое океана турбулентное перемешивание не всегда изотропно. Зафиксированные в результате наблюдений сравнительно однородные слои воды упомянутой выше толщины и с горизонтальной протяженностью от долей километра до десятков километров не размываются диффузией до крайней мере в течение десятков минут, а то и часов. Такая перемежаемость турбулентных участков с ламинарными существенно осложняет выражение интенсивности турбулентного перемешивания через осредненные значения гидрологических элементов.

Исследования спектральной плотности энергии турбулентности, в основных чертах изложенные в учебнике «Физика океана», показали, что наиболее интенсивный приток энергии приходится на три участка спектра масштабов океанических движений: крупномасштабный, мезомасштабный и мелкомасштабный. Если в первых двух участках спектра непосредственное влияние атмосферы проявляется лишь в виде дополнительного притока энергии к крупным вихрям с квазивертикальной осью, то в мелкомасштабной области существует хорошо выраженное воздействие ветра, приводящее к вертикальному перемешиванию верхнего слоя океана.

Специфика генерации турбулентности в верхнем слое океана по отношению к приводному слою атмосферы заключается в чрезвычайно большом турбулизирующем действии поверхностных ветровых волн. В результате характер турбулентности оказывается мало

похожим на структуру турбулентности воздуха в приводном слое. В верхнем слое океана, на который распространяется волнение, флуктуационная часть поля скорости обычно разделяется на возмущения, обусловленные орбитальным движением жидких частиц и чисто турбулентные неупорядоченные пульсации. Оценку перераспределения энергии ветра между волнами и дрейфовым течением, а также роли взаимодействия «упорядоченных» волновых пульсаций скорости и неупорядоченных флуктуаций, возникающих за счет сдвига скорости в дрейфовом течении, произвел Кийтагородский [26] на упрощенном примере горизонтально-однородного течения в нейтрально стратифицированном океане. В этом случае уравнение баланса энергии турбулентности записывалось в виде

$$\overline{u'w'} \frac{du}{dz} - \frac{d}{dz} (\overline{\mathcal{E}'w'}) = \varepsilon, \quad (5.1)$$

где

$$\varepsilon = 2\kappa_V \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} \right]$$

— скорость диссипации флуктуационной энергии; $\mathcal{E}' = 1/2 (u'^2 + w'^2)$ — удельная энергия флуктуационного движения.

Период осреднения принимается много большим характерного периода ветровых волн и поэтому пульсации горизонтальной u' и вертикальной w' составляющих скорости движения воды содержат как волновые флуктуации u'_λ и w'_λ , так и турбулентные u'_V и w'_V . Таким образом

$$\left. \begin{aligned} u' &= u'_\lambda + u'_V; \\ w' &= w'_\lambda + w'_V. \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

Представление пульсаций скоростей в уравнении (5.1) в виде сумм (5.2) и учет того, что волновое движение очень близко к потенциальному и волновые пульсации выражаются через потенциал скорости ψ

$$u'_\lambda = \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad w'_\lambda = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (5.3)$$

приводят уравнение баланса энергии турбулентности к виду, в котором содержатся флуктуации различного происхождения: волновые, обозначенные индексом λ , турбулентные, обозначенные индексом V и смешанные

$$\begin{aligned} -\overline{u'_V w'_V} \frac{du}{dz} - \frac{d}{dz} (\overline{\mathcal{E}'_V w'_V}) - \varepsilon_V = \varepsilon_\lambda + \varepsilon_{V\lambda} + \frac{d}{dz} (\overline{\mathcal{E}' w'})_{V\lambda} + \\ + \overline{(u'_\lambda w'_V + w'_\lambda u'_V)} \frac{du}{dz}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Оценка порядка значений членов по характерным масштабам турбулентных возмущений l , размерам волн λ и параметров пульсаций

$$\begin{aligned} \sqrt{\overline{(u'_V)^2}} &\sim \sqrt{\overline{(w'_V)^2}} \sim \sigma_V; \\ \sqrt{\overline{(u'_\lambda)^2}} &= \sqrt{\overline{(w'_\lambda)^2}} = \sigma_\lambda \end{aligned}$$

дает соотношение диссипативных членов

$$\frac{\varepsilon_{V\lambda}}{\varepsilon_V} \sim \left(\frac{\sigma_\lambda}{\sigma_V} \right)^2 \text{Re}_\lambda^{-1}. \quad (5.5)$$

Число Рейнольдса для волнового движения $\text{Re}_\lambda = \frac{\sigma_\lambda \lambda}{\nu_V}$ составляет величину порядка 10^6 , поэтому при обычно встречающихся значениях σ_λ и σ_V диссипация $\varepsilon_{V\lambda}$ существенно меньше ε_V . Также по оценке Китайгородского вязкая диссипация энергии волнового движения ε_λ значительно меньше ε_V .

Аналогичным образом оцениваются члены уравнения (5.4), описывающие диффузию энергии турбулентности. При использовании гипотезы о том, что приток энергии из потенциальных волн к мелкомасштабной турбулентности мал, он получил для глубин ниже ложбин волн

$$\overline{(\mathcal{E}' w')_{V\lambda}} \ll \overline{\mathcal{E}'_V w'_V}. \quad (5.6)$$

Наконец, напряжение трения за счет взаимодействия пульсаций волнового и чисто турбулентного происхождения $\tau_{V\lambda}$ содержащееся в последнем члене правой части уравнения (5.4) очень быстро убывает с глубиной. Определенный по результатам наблюдений при отсутствии обрушения волн коэффициент корреляции между w' и u' уже на глубине 5—6 м практически равен нулю [26]. Это свидетельствует о том, что периодически меняющиеся волновые составляющие скорости на этой глубине дают малый вклад в общие пульсации. Поэтому обычно считается, что генерация энергии турбулентности волнами происходит в сравнительно тонком поверхностном слое океана, а в глубину она распространяется обычной диффузией. Взаимный спектр волновых и турбулентных пульсаций имеет довольно узкую область высоких значений, сосредоточенных в области максимума спектра волн, а за его пределами быстро убывает.

Таким образом, при использовании условия потенциальности движения жидкости в волнах их влияние на турбулентное перемешивание верхнего слоя океана глубже впадин волн оказывается не сильным. Поэтому в уравнении баланса энергии турбулентности (5.4) можно опустить все члены, содержащиеся в его правой части и описывающие генерацию, диссипацию и диффузию энергии турбулентности волновыми и волново-турбулентными флуктуациями скоростей. Нужно только иметь в виду, что очень интенсивный источник турбулентности возникает на поверхности океана

при обрушении волн, но он обычно учитывается как внешнее краевое условие к уравнению баланса энергии турбулентности. В связи с малым турбулизирующим влиянием орбитальных скоростей в волне возникает необходимость в оценке той энергии ветра, которая непосредственно передается дрейфовому течению и генерирует мелкомасштабную турбулентность. Как уже отмечалось в гл. 2, передаваемая ветром океану энергия в единицу времени \mathcal{E}_τ может представляться в виде суммы двух слагаемых: нормальной части $\mathcal{E}_в$, передаваемой в основном гравитационным волнам, и касательной к поверхности океана части \mathcal{E}_v , расходуемой в основном на образование течений.

Китайгородский [26] оценил их соотношение, используя как экспериментальные определения энергии, передаваемой волнам, так и расчет \mathcal{E}_v , исходя из предположения, что вся энергия ветра в виде напряжения трения расходуется на поддержание дрейфового течения с поверхностной скоростью u_0 , т. е.

$$\mathcal{E}_{v\tau} = \tau u_0 = c_V \rho_1 u_0 U^2. \quad (5.7)$$

Если ввести ветровой коэффициент $\kappa_v = u_0/U$, то

$$\mathcal{E}_{v\tau} = c_V \rho_1 \kappa_v U^3. \quad (5.8)$$

На рис. 5.1 показаны нормированные на $\rho_1 U^3$ значения составляющих энергии ветра, расходуемых на поддержание ветрового волнения и течения. Видно, что энергия, передаваемая ветром волнам, растет с увеличением частоты ω_0 максимума в спектре волн и что она существенно больше той, которая передается течению.

Если, как выше было отмечено, волны сравнительно слабо турбулизируют верхний слой океана и поток энергии $\mathcal{E}_в$ расходуется в основном на поддержание самих волн, то при опрокидывании и разрушении волн часть $\mathcal{E}_в$ переходит в энергию турбулентности практически на самой океанической поверхности и далее диффундирует вглубь.

В связи с описанным характером передачи энергии ветра океану и генерации им мелкомасштабной турбулентности, которую можно определить по пульсациям только скорости течения, возникает задача оценки характерных масштабов времени и расстояния, на

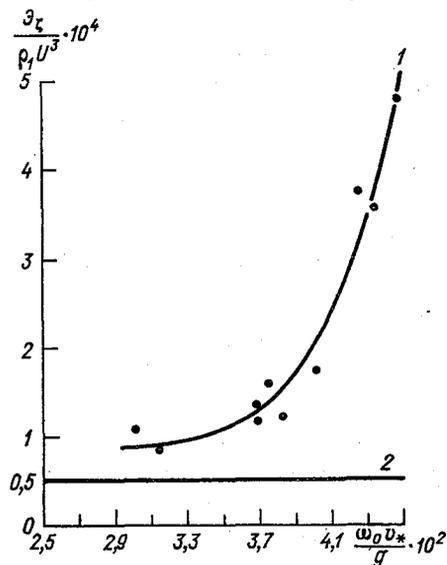


Рис. 5.1. Энергия ветра, передаваемая волнам (1) и течению (2) [26]
1 — $\mathcal{E}_в / \rho_1 U^3$; 2 — $\mathcal{E}_{v\tau} / \rho_1 U^3$; точки — экспериментальные данные Ефимова

которых вычисляются пульсации скорости. Кроме того эти масштабы используются при вычислениях коэффициентов турбулентности. К настоящему времени в океанах проведено много изменений пульсаций скорости течения и температуры, на основании которых выполнены расчеты спектров океанской турбулентности. Их анализ показал, что характер ее весьма изменчив [52]. На спектрах не всегда четко выражены инерционные участки, а иногда и вообще отсутствовали; наклон спектральных кривых также меняется в довольно широких пределах. Это пока не позволило однозначно охарактеризовать интенсивность турбулентного перемешивания в виде функции от внешних параметров. Лучшее всего, как отмечено в учебнике «Физика океана», определены закономерности турбулентности в инерционном интервале спектра, для которого в среднем спектральная плотность пульсаций скорости течения $S_V(k)$ и температуры $S_T(k)$ зависит от скорости диссипации турбулентной энергии ε , скорости выравнивания неоднородностей температурного поля ε_T и волнового числа k

$$\begin{aligned} S_V(k) &= a_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}; \\ S_T(k) &= a_2 \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

где $a_1 \approx 1,4$; $a_2 \approx 1,1$ — экспериментально определенные константы.

Размер энергонесущих вихрей l инерционного интервала спектра мелкомасштабной турбулентности меняется в не очень больших пределах. Их минимальные значения определяются размерами, на которых проявляется вязкая диссипация

$$l_1 = \left(\frac{\kappa_V^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (5.10)$$

а максимальные — условиями преобладающего влияния архимедовой силы

$$l_2 = \varepsilon^{5/4} \varepsilon_T^{-3/4} \beta_T^{3/2}, \quad (5.11)$$

где β_T — параметр плавучести.

Для реально возможных условий океана l_1 не превышает сантиметра, а l_2 может достигать нескольких десятков метров.

Приведенные формулы для спектров скорости и температуры, первая из которых носит название закона Колмогорова, а вторая — закона Обухова—Корсина, позволяют по вычисленным на основе измерений пульсаций скорости течения и температуры спектральным плотностям $S_V(k)$ и $S_T(k)$ определить значения ε и ε_T . При сравнительно больших градиентах скоростей течения, что имеет место в поверхностном слое океана, характерные значения ε находятся в пределах 10^{-3} — 10^{-1} ·см²·с⁻³, а ε_T — в пределах 10^{-8} — 10^{-5} ·К²·с⁻¹. Скорость выравнивания неоднородностей поля солёности ε_S несколько меньше, чем ε_T и составляет 10^{-7} — 10^{-8} ·(0/00)²·с⁻¹. В районах со слабым течением и волнением перечис-

ленные характеристики турбулентности несколько меньше отмеченных значений [44].

Зависимость коэффициента турбулентного обмена от масштаба вихрей представляется формулой Обухова

$$\kappa_V = a_3 \varepsilon^{1/3} l^{4/3}, \quad (5.12)$$

где $a_3 \approx 0,1$ получена по экспериментальным данным.

Масштаб турбулентности l связан с волновым числом k соотношением $l = 2\pi/k$. Естественно, что он меняется от l_1 до l_2 . Поэтому при оценках коэффициента турбулентного обмена используется либо l в области максимума спектральной плотности, либо среднее весовое значение l .

При отсутствии данных о спектральной плотности пульсаций гидрологических элементов коэффициент турбулентного обмена выражается через кинетическую энергию турбулентности

$$\kappa_V(l) = l \sqrt{\mathcal{E}_V}. \quad (5.13)$$

Характерный масштаб турбулентности в этом случае чаще всего определяется по полуэмпирической формуле Кармана как функция градиентов средней скорости течения

$$l = \kappa \left| \Phi \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^{-1} \right|, \quad (5.14)$$

где

$$\Phi = \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2.$$

При существенной плотностной стратификации формулу Кармана видоизменяют, добавляя в нее градиент плотности.

Атмосфера влияет на интенсивность турбулентного перемешивания океана не только посредством передачи ему только что рассмотренной механической энергии, но и через обмен теплом и влагой, в результате которого в океане возникает соответствующая архимедова сила. В устойчиво стратифицированном океане она затрудняет перемешивание, а при неустойчивой — увеличивает интенсивность перемешивания, вплоть до перехода ее в конвекцию. От стратификации зависит спектр океанической турбулентности и для его описания формулы (5.9) уже не подходят.

Совокупное влияние ветра и стратификации на турбулентное перемешивание в верхнем слое океана приводит к сильной изменчивости профиля коэффициента турбулентного обмена как в пространстве, так и во времени. При штилевых условиях из-за сил поверхностного натяжения воды κ_V у поверхности уменьшается до значений молекулярного обмена $\kappa_V = 10^{-2}$ см²/с, а при шторме в результате турбулизирующего действия опрокидывающихся волн κ_V возрастает до 10^3 см²/с. Поэтому при штиле или слабом ветре обычно происходит рост коэффициента турбулентности с глубиной до некоторого горизонта, а при сильном ветре — уменьшение.

Причем характер их изменения по вертикали в каждом случае свой и какие-либо зависимости этого изменения $\kappa_V(z)$ от внешних факторов еще не получены.

Еще слабее изучена интенсивность турбулентной теплопроводности κ_T и диффузии солей κ_S в океане. Их значение в верхнем слое океана как и κ_V зависит от ветра, тепло- и влагообмена с атмосферой, но полностью совпадения между коэффициентами вязкости и диффузии тепла и солей нет. Это, в частности, видно из формул (5.9).

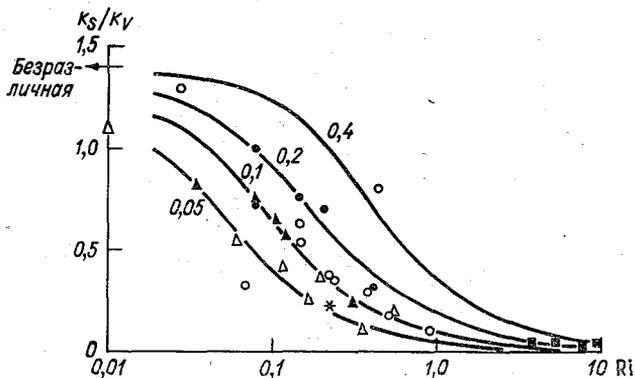


Рис. 5.2. Зависимость κ_S/κ_V от Ri по результатам различных экспериментов [67]
На теоретических кривых указаны значения Rf_k

Так же, как в атмосфере, соотношение между коэффициентами турбулентной вязкости и диффузии принято выражать через турбулентные числа Прандтля $Pg = \frac{\kappa_V}{\kappa_T}$ и Шмидта $Sc = \frac{\kappa_V}{\kappa_S}$. При нейтральной стратификации они близки к единице, а в стратифицированном океане являются функцией числа Ричардсона Ri или его аналога Rf .

В 1957 г. Эллисон предложил теорию зависимости соотношения коэффициентов κ_T и κ_V в жидкостях от числа Ричардсона и получил формулу

$$\frac{\kappa_T}{\kappa_V} = \frac{1 - Rf/Rf_k}{P_{гн} (1 - Rf)^2}, \quad (5.15)$$

где $P_{гн}$ — значение Pg при нейтральной стратификации; $Rf_k \approx 0,15$ — критическое значение Rf , при котором турбулентность затухает.

Если полагать $\kappa_T = \kappa_S$, то результаты расчетов по этой формуле удовлетворительно согласуются с опытными, полученными в экспериментах по диффузии солей в лотке с движущейся водой (рис. 5.2). Наилучшая согласованность теоретической кривой с экс-

периментальными данными, в том числе полученными Праудменом по наблюдениям в проливе Каттегат, оказалось при $Ri_k = 0,15$. В среднем κ_T и κ_S близки друг к другу и одинаково зависят от динамических факторов и стратификации.

5.2. Конвекция в верхнем слое океана

Тепло- и влагообмен океана с атмосферой приводит в то или иное время года на значительных его площадях к неустойчивости плотностной стратификации и возникновению конвективного перемешивания. Оно начинается не сразу после перехода критерия устойчивости E от положительных значений к отрицательным, а по достижении некоторого критического его значения. В зависимости от гидрометеорологических условий оно может быть различным. Как правило, турбулентное перемешивание уменьшает критическое значение устойчивости и конвекция наступает скорее. Однако каких-либо обоснований критических E пока нет. Более полным, чем E критерием, характеризующим возможность возникновения конвективного перемешивания является, как известно, критерий Рэлея

$$Ra = \frac{gh^3k_T\Delta T}{\nu\kappa_T}. \quad (5.16)$$

Он характеризует соотношение между силой плавучести, силой сопротивления движению и диффузией тепла. Первая пропорциональна разности температур ΔT на расстоянии h и коэффициенту термического расширения k_T , а последние выражаются через коэффициенты кинематической вязкости ν и молекулярной теплопроводности κ_T . Теоретические оценки показывают, что неустойчивое состояние жидкости наступает при $Ra_k = 657$. В естественных условиях большое число других факторов, влияющих на устойчивость жидкости, приводит в различных конкретных условиях к изменению Ra_k как в большую, так и в меньшую сторону.

Для возникновения конвекции необходимо, чтобы перепад температуры, приводящий к Ra_k по формуле (5.16), существовал некоторое время. Если оно будет очень малым, то поле плотности не сможет перестроиться и конвективное перемешивание не разовьется. Для оценки частоты колебаний температуры на поверхности океана и ее амплитуды, при которых может возникнуть конвекция, Булгаков [10] использовал безразмерный критерий Фурье $Fo = \kappa_T t_x / h_x^2$, представляющий собой соотношение характерного периода изменения температуры поверхности океана t_x и времени распространения тепла в характерном слое h_x . В том случае, когда $Fo \ll 1$, неустойчивость в слое h_x не успевает сформироваться и свободная конвекция не развивается. При $Fo \gg 1$ скорость распространения тепла в глубь водной среды и соответствующее изменение

плотности происходят гораздо быстрее колебаний температуры поверхности океана и ограниченный развитию конвекции не создается.

Подстановка в критерий Фурье вместо h_x значения толщины слоя воды из формулы (5.16) приводит к формуле

$$Fo = \kappa_T^{1/3} t_x (gk_T \Delta T / Ra_x \kappa_V)^{2/3}, \quad (5.17)$$

по которой Булгаков произвел оценку t_x в зависимости от характерных ΔT и h , определенных по формуле (5.16) при критическом значении Ra .

Таблица 5.1

ΔT °C	1	0,5	0,1	0,05	0,01	0,001
h_x см	0,54	0,68	1,2	1,5	2,5	5,4
$2t_x$ ч	0,12	0,2	0,5	0,9	2,6	12

Из табл. 5.1 видно, что при малом вертикальном перепаде температуры высокочастотные колебания температуры не вызовут свободную конвекцию. Но уже при периоде в несколько часов характерные значения ΔT и h , при которых может возникнуть конвекция, обычны для естественных условий и поэтому даже для образования ночной конвекции ограничений с этой стороны, как правило, нет.

В учебнике «Динамика океана» отмечалось, что рэлеевская конвекция имеет ячеистую структуру циркуляции с нисходящим движением в центре ячейки и с восходящим — по ее периферии. С увеличением толщины слоя конвекции и перепада температур на ее границах возрастает роль турбулентных флуктуаций, в результате которых правильная форма ячеек и регулярность их пространственного расположения искажаются вплоть до полной замены ячеек беспорядочной совокупностью разной длины нестационарных нисходящих струй и тонких двумерных слоев, погружающихся вниз. Вертикальная скорость движения конвективного пузырька, согласно рэлеевской теории, зависит от его размера r и перепада плотности между ним и средой ρ'

$$w = gr^2 \rho' / \kappa_V \rho. \quad (5.18)$$

Она достаточно велика, чтобы в сравнительно короткий срок выравнивать температуру и соленость в довольно толстом слое воды. Наблюдения показывают, что ночная конвекция в поверхностном слое океана за несколько часов распространяется до глубины, 10—20 м, т. е. вертикальная скорость имеет порядок 10^{-1} см/с. Поэтому в океанологических задачах по исследованию влияния конвекции на термохалинные поля обычно принимается условие вертикальной однородности в слое перемешивания на любой момент времени.

Во время конвективного перемешивания опускающиеся объемы воды проникают в слой с устойчивой стратификацией. Глубина

проникновения зависит от масштаба конвективного элемента и градиента плотности в устойчиво стратифицированном слое. Она увеличивается с ростом масштаба конвективной ячейки и уменьшается с ростом градиента плотности. Кроме того, часть кинетической энергии конвекции расходуется на вовлечение в перемешивание более плотной воды подстилающего слоя. Эти механизмы в настоящее время еще недостаточно хорошо изучены. По-видимому, они не очень существенны, так как расчеты распространения конвекции без их учета довольно хорошо согласуются с результатами наблюдений.

Преобладание архимедовой силы в слое воды с неустойчивой стратификацией плотности над другими и интенсивная вертикальная циркуляция, приводящая к выравниванию температуры и солености в конвективном слое дали возможность Н. Н. Зубову еще в 40-х годах определить толщину слоя конвекции и значение гидрологических элементов в нем только по начальной плотностной стратификации и теплообмену с атмосферой. Впоследствии теория Зубова неоднократно уточнялась различными исследователями, но ее суть в принципе сохранилась. Она сводится к тому, что конвективное перемешивание распространяется до такого горизонта, на котором плотность воды становится равной плотности подстилающего слоя воды. Плотность же конвективного слоя воды меняется в результате тепло- и солеобмена с окружающей средой.

Влияние потоков тепла и солей на температуру T и соленость S в слое конвективного перемешивания толщиной h описывается уравнениями балансов тепла и солей:

$$\int_0^{h(t)} c_2 \rho_2 \frac{\partial T}{\partial t} dz = \Phi_0 - \Phi_h + \Phi_T;$$

$$\int_0^{h(t)} \rho_2 \frac{\partial S}{\partial t} dz = \varphi_0 - \varphi_h + \varphi_T, \quad (5.19)$$

где Φ и φ потоки тепла и солей соответственно у поверхности океана, на глубине h и адвективные.

Глубина распространения конвекции удовлетворяет, как только что было отмечено, условию равенства плотностей воды перемешанного слоя ρ_0 и подстилающей воды на глубине h

$$\rho_0 = \rho(h). \quad (5.20)$$

При известных потоках тепла и солей перечисленные уравнения совместно с уравнением состояния полностью определяют температуру, соленость, плотность воды в слое конвективного перемешивания и его толщину. Чтобы получить решения в простом виде, удобном для анализа, целесообразно предположить, что температура и соленость ниже горизонта распространения конвекции меняются линейно с глубиной пропорционально градиентам Γ_T и Γ_S .

Для линеаризованного уравнения состояния оно приведено в учебнике «Динамика океана»:

$$\begin{aligned} T_{j+1} &= T_j + \frac{\Gamma_T}{2} \left(h_{j+1} - 2h_j + \frac{h_j^2}{h_{j+1}} \right) + \frac{\psi_T}{h_{j+1}}; \\ S_{j+1} &= S_j + \frac{\Gamma_S}{2} \left(h_{j+1} - 2h_j + \frac{h_j^2}{h_{j+1}} \right) + \frac{\psi_S}{h_{j+1}}; \\ h_{j+1} &= \sqrt{h_j^2 + 2(\varepsilon_S \psi_S - \varepsilon_T \psi_T) / (\varepsilon_S \Gamma_S - \varepsilon_T \Gamma_T)}, \end{aligned} \quad (5.21)$$

где ради краткости записи введены обозначения:

$$\begin{aligned} \psi_T &= \int_{t_j}^{t_{j+1}} \frac{\Phi_0 - \Phi_h + \Phi_r}{c_2 \rho_2} dt; \\ \psi_S &= \int_j^{j+1} \frac{\Phi_0 - \Phi_h + \Phi_r}{\rho_2} dt. \end{aligned}$$

Индексы j и $j + 1$ обозначают значение элементов в начальный и конечный моменты рассматриваемого отрезка времени. В формулу, определяющую глубину распространения конвекции, потоки тепла и солей, а также градиенты температуры и солёности входят с разными знаками по вполне очевидной причине: приток солей увеличивает плотность воды, а приток тепла — уменьшает; рост солёности с глубиной увеличивает устойчивость стратификации, а рост температуры — уменьшает. Поэтому испарение влаги с поверхности океана, вызывающее его осолонение, и отток тепла в атмосферу благоприятствует росту слоя конвективного перемешивания, а рост солёности с глубиной и понижение температуры ограничивают этот рост.

Температура и солёность конвективного слоя зависят не только от потоков тепла и солей, поступивших в него за рассматриваемый период, но и от температуры, солёности и толщины вовлеченного в конвекцию слоя воды.

Для того чтобы оценить влияние на конвекцию того или иного метеорологического элемента, достаточно выделить его в потоках ψ_T и ψ_S . В качестве примера на рис. 5.3 приведено отношение $\xi = \frac{\varepsilon_S \Phi_0}{c_2}$, характеризующее соотношение солёностного и теплового вклада в изменение плотности воды. Первое обусловлено изменением солёности в результате разности осадков и испарения, а второе — потоком тепла между океаном и атмосферой. Зимой в умеренной зоне основное влияние на конвекцию оказывает теплоотдача в атмосферу, а в тропической повышается роль испарения, которое даже может превышать вклад термических факторов. В полярных районах осолонение поверхностного слоя вод за счет испарения невелико, но после образования льда поток солей в резуль-

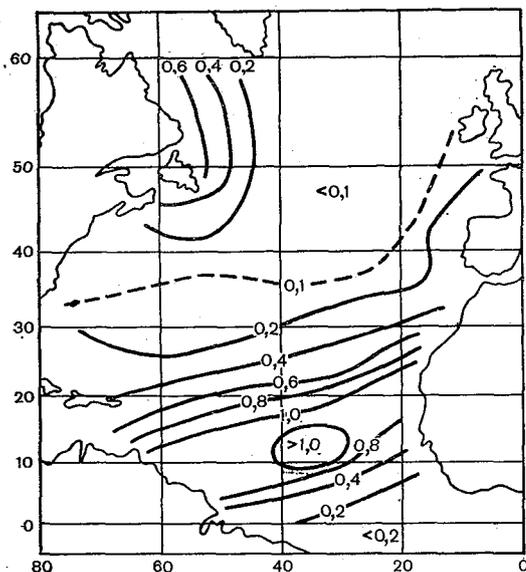


Рис. 5.3. Распределение отношения $\xi = \frac{\varepsilon_S \Phi_0}{\varepsilon_T \Phi_0 / c_2}$ в феврале

тате кристаллизации воды при нарастании толщины льда является основным фактором, вызывающим рост толщины слоя конвективного перемешивания.

5.3. Изменение температуры воды под влиянием метеорологических факторов

В связи с тем, что океан оказывает влияние на атмосферу в основном через потоки тепла и водяного пара, тепловое состояние поверхностных вод океана, характер его изменения, инерционность аномалий представляют особую важность. В учебнике «Физика океана» рассмотрены основные закономерности формирования температуры деятельного слоя океана под действием метеорологических факторов.

В чисто формальном отношении температура воды описывается уравнением теплопроводности (1.88) с граничным условием на поверхности в виде уравнения теплового баланса (1.103). Однако из-за сильной чувствительности температуры воды к пространственно-временной изменчивости турбулентной теплопроводности и течений, а также вследствие малой точности в определении динамики деятельного слоя океана температура воды пока еще вычисляется недостаточно точно. Хотя аналитические и численные решения

уравнения (1.88) проведены при сравнительно упрощенной динамике, они достаточно полно характеризуют влияние на температуру воды различных гидрометеорологических элементов.

Если проинтегрировать уравнение теплопроводности (1.88) от поверхности до некоторой глубины h и поток тепла у поверхности океана выразить по уравнению теплового баланса через тепло- и влагообмен с атмосферой, то получается уравнение, определяющее изменение теплозапаса воды

$$\int_0^h c_2 \rho_2 \frac{\partial \theta}{\partial t} dz = B_0 + \Phi_a + \Phi_n - c_2 \rho_2 \left[w\theta + \overline{w'\theta'} - \kappa_T \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] h - \int_0^h c_2 \rho_2 \nabla_r^2 (\theta V + \overline{\theta'V'}) dz, \quad (5.22)$$

где ∇_r^2 — горизонтальная составляющая лапласиана.

Первые три слагаемых правой части уравнения теплового баланса (5.22) характеризуют поглощенную водой лучистую энергию, турбулентный теплообмен и затраты тепла на испарение. Следующее слагаемое обозначает теплообмен между выделенным слоем и подстилающими водами в результате упорядоченных вертикальных токов, турбулентного и молекулярного потоков тепла. Наконец, последнее слагаемое выражает горизонтальный теплообмен за счет адвекции тепла течениями и турбулентным перемешиванием.

Представление о порядках отдельных слагаемых уравнения теплового баланса дают средние годовые значения потоков по широтным зонам (табл. 5.2). Естественно, что при этом изменение теплозапаса равно нулю.

Таблица 5.2

Средние широтные значения потоков тепла, кДж/(см²·год) [9]

φ°	70—60° с. ш.	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0
B_0	96	121	213	347	474	498	481
Φ_n	-138	-163	-222	-360	-440	-414	-334
Φ_a	-67	-67	-59	-54	-38	-25	-17
Φ_r	109	109	67	67	4	-59	-130

Продолжение табл. 5.2

φ°	0—10° ю. ш.	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	Сумма
B_0	481	473	422	343	239	117	343
Φ_n	-351	-435	-418	-334	-230	-130	-310
Φ_a	-17	-21	-29	-38	-38	-33	-33
Φ_r	-113	-17	25	29	29	46	0

Последняя строка табл. 5.2 характеризует горизонтальный перенос тепла, вычисленный как остаточный член по сумме первых трех слагаемых. Поскольку в таблице представлены данные по всей толще океана, то предпоследнее слагаемое уравнения (5.22) должно обозначать геотермальный поток тепла, который не выделялся. В принципе он должен включаться в данные последней строчки таблицы.

В различные сезоны и в конкретных ситуациях значения потоков, особенно в умеренных широтах меняются очень сильно. Тем не менее по данной таблице видно, что лучистые потоки обеспечивают основной приток тепла в тропической и экваториальной зоне Мирового океана. В более высоких широтах к нему добавляется адвективный приток тепла. Везде в результате испарения океан теряет энергию. В среднем за год турбулентный теплообмен направлен от океана в атмосферу, но летом при поступлении на океан прогретого воздуха с материков или с более теплых областей океана, он может иметь обратный знак.

Приведенные оценки потоков свидетельствуют о том, что при определении температуры воды следует принимать во внимание все перечисленные составляющие теплового баланса, за исключением, по-видимому, молекулярного теплообмена. Только в конкретных районах, где имеет место та или иная специфика теплообмена, удастся упростить уравнение теплопроводности.

Известно, что поток лучистой энергии проникает на некоторую глубину в океан, поглощаясь там и приводя к повышению температуры. Во многих случаях он в верхних 10—15 м вполне соизмерим с турбулентным потоком тепла. Приведенные оценки характера распределения этих потоков с глубиной показывают их большую изменчивость (рис. 5.4). Поток коротковолновой радиации довольно быстро затухает с глубиной в результате поглощения, меняясь во времени в соответствии с суточным ходом. Наиболее быстрое поглощение радиации происходит в поверхностном метровом слое воды, что должно приводить к большим вертикальным градиентам температуры. Разумеется, что при этом возникает турбулентный перенос тепла, уменьшающий температурные контрасты. При небольшой интенсивности перемешивания уменьшение контрастов происходит слабее и изменение температуры с глубиной более выраженное, чем при сильном перемешивании. Но уже при $k_T > 10$ см²/с учет объемного поглощения радиации уточняет вычисленное распределение температуры не более, чем на 10 %.

Особенностью поверхностного слоя океана в отличие от приводного слоя атмосферы является то, что в нем из-за поглощения радиации не отмечается постоянства турбулентного потока по глубине. При слабом волнении может иметь место максимум его значения не на поверхности, а на глубине 1—2 м еще до начала охлаждения с поверхности. Суточный ход радиации и интенсивность ветра, от которого зависит турбулентное перемешивание в поверхностном слое океана, определяют характер и глубину распростра-

нения суточных колебаний температуры воды. В процессе изменения температуры меняется и плотность; в результате чего кроме турбулентности динамического происхождения может возникать конвекция, влияющая на профиль температуры (рис. 5.5). Профиль температуры в суточном ходе оказывается не плавным, как должно было быть при чисто диффузионном распространении тепла, а ступенчатым, что характерно для конвективного перемешивания. В период прогрева, когда основную роль в распространении тепла вглубь играет теплопроводность, профиль более гладкий. Исключение составляет понижение температуры в 16 ч в слое от 5 до 16 м,

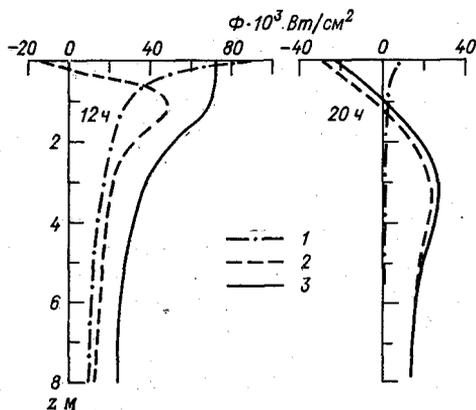


Рис. 5.4. Изменение по глубине лучистого (1), турбулентного (2) и суммарного (3) потоков тепла [56]

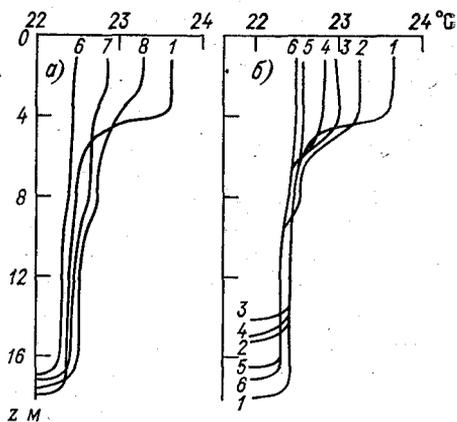


Рис. 5.5. Профили температуры поверхностного слоя моря [56]

a — период нагревания; *b* — охлаждения;
 1 — 16 ч; 2 — 18 ч 30 мин; 3 — 20 ч 30 мин;
 4 — 23 ч 30 мин; 5 — 5 ч 30 мин;
 6 — 8 ч 30 мин; 7 — 10 ч 30 мин; 8 — 13 ч 30 мин

вызванное, по-видимому, какими-то другими причинами. Но уже к этому моменту времени формируется изотермический слой толщиной в несколько метров, а за ночь конвекция распространилась до глубины 18 м. Следующий суточный цикл начинается с прогрева от поверхности перемешанного и до какой-то степени охлажденного конвективного слоя.

Влияние атмосферного потока тепла и испарения на температуру верхнего слоя океана проявляется в менее наглядной форме, чем радиации. Это обусловлено тем, что воздух вследствие малой объемной теплоемкости и интенсивного перемешивания достаточно быстро принимает температуру, близкую к температуре поверхности океана. Подтверждением этому служат сравнительно малые перепады температуры между водой и воздухом в приводном слое атмосферы.

Тепловое проявление влагообмена между атмосферой и океаном обусловлено в основном затратами тепла на испарение. Оно имеет

менее выраженный суточный ход, чем радиация, и приводит к более или менее сильному охлаждению океана с поверхности, на компенсацию которого затрачивается большая часть теплозапаса воды, приобретенного в результате поглощения лучистой энергии. Испарение существенно уменьшает суточный ход температуры воды из-за того, что днем оно возрастает и требует большего расхода теплозапаса воды, а ночью уменьшается и на него меньше затрачивается тепла. Если каким-то образом, например с помощью жидких пленок плохо испаряемого вещества, уменьшить интенсивность испарения морской воды, то температура океана сильно возрастает и ее суточный ход будет почти таким же большим, как и для суши.

Влияние ветра на температуру воды проявляется в первую очередь в том, что он вызывает, как было показано в начале главы, увеличение турбулентного перемешивания в верхнем слое океана. В результате поглощения лучистая энергия перераспределяется на большую толщу воды и ее температура изменяется слабее. При этом длинноволновое излучение океана уменьшается, а радиационный баланс возрастает. На его увеличение влияет также уменьшение альбеда вследствие появления волн. С другой стороны усиление ветра приводит к возрастанию интенсивности атмосферного турбулентного теплообмена и испарения, на компенсацию которых затрачивается больше тепла. Но в среднем теплопотери оказываются больше, чем приток лучистого тепла, температура воды понижается, а ее суточный ход становится слабо выраженным.

Наглядной иллюстрацией влияния перечисленных факторов на температуру воды могут служить данные средних суточных вариаций температуры поверхности океана, обобщенные Левасту и Хела (табл. 5.3).

Таблица 5.3

Амплитуда средних суточных значений температуры поверхности океана, °С [54]

φ°	Ветер по шкале Бофорта, балл				Сезон
	0—2		> 6		
	Ясно	Облачно	Ясно	Облачно	
0—20	1,5	0,8	0,2	0,1	Лето (IV—IX)
20—40	1,0	0,3	0,1	0	
40—60	0,5	0,1	0	0	
60	0,2	0	0	0	
0—20	1,2	0,5	0,1	0	Зима (X—III)
20—40	0,5	0,1	0	0	
40—60	0,1	0	0	0	
60	0	0	0	0	

Изменение температуры деятельного слоя океана с годовым периодом происходит в качественном отношении таким же образом, как и с суточным. Летом основным источником тепла является лучистая энергия, поступающая в океан, прогревающая его и понижающая плотность воды. В результате турбулентного перемешивания, а главное, по-видимому, ночной конвекции формируется верхний изотермический слой, в котором проявляются суточные колебания температуры. Нижняя граница квазиоднородного слоя выражена обычно довольно резко и имеет вид термоклина, через который посредством перемежающейся турбулентности происходит сток тепла и прогрев летом более глубоких слоев воды. Осенью и зимой из-за уменьшения притока лучистой энергии накопленный за лето теплозапас деятельного слоя расходуется, приводя к уменьшению суточного хода и общему понижению температуры воды начиная от поверхности, в результате чего конвективное перемешивание постепенно захватывает все более и более глубокие слои.

Взаимосвязь изменений температуры, плотности и стратификации воды с турбулентной теплопроводностью и конвекцией приводит к специфике строения пограничного слоя океана. Сезонное изменение структуры слоя в зависимости от влияющих на него гидрометеорологических факторов дается пока в сглаженном виде без наложения суточного хода, существенно осложняющего и без того весьма сложный гидрологический процесс.

В отличие от суточных колебаний температуры, для которых адвекция тепла течениями и вертикальными токами является медленным процессом, годовой ход температуры очень сильно зависит от этих потоков тепла. Данные о составляющих теплового баланса, приведенные в табл. 5.2, показывают, что только тропическая зона является в какой-то степени транзитной. В экваториальной же области избыток лучистой энергии, составляющий почти четвертую часть от общего притока, транспортируется океаническими течениями в высокие широты. Адвективный приток тепла в последних одинаков по порядку величины с радиационным балансом. В такой же существенной степени на тепловое состояние пограничного слоя океана влияют устойчивые восходящие и нисходящие потоки на его нижней границе. Поэтому при изучении изменений температуры океана за промежутки времени больше нескольких суток кроме атмосферных воздействий необходимо принимать во внимание циркулирующую вод. Однако ее сильная изменчивость существенно осложняет получение количественных оценок температуры воды. Поле температуры особенно в пограничном слое, где кроме меняющейся циркуляции его черты определяются переменным из-за облачности потоком радиации, переменными из-за ветра потоками тепла и водяного пара, оказывается очень сложным, даже при декадном осреднении (рис. 5.6). Изотермы имеют сложную конфигурацию, в которой отчетливо видны языки теплой и холодной воды. Очертание изотерм не остается постоянным во времени, а меняется под воздействием отмеченных выше факторов и диффузии тепла.

Небольшие пятна аномально теплой или холодной воды могут сохраняться в течение нескольких часов или суток, переноситься в пространстве течением, а большие области с крупными аномалиями температуры сохраняются в течение нескольких месяцев и даже

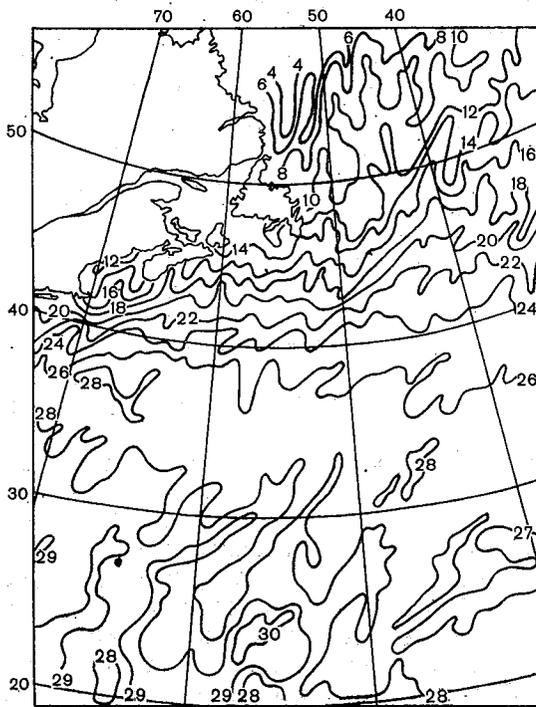


Рис. 5.6. Фрагмент поля средней температуры поверхности океана за 11—20 сентября 1960 г., °С [62]

лет. Естественно, что их положение при этом меняется. Такая сложная зависимость температуры воды от различных гидрометеорологических факторов является, по-видимому, одной из основных причин сравнительно низкой точности при ее прогнозировании, особенно долгосрочном.

5.4. Приповерхностная инверсия температуры воды в океане

Одной из особенностей распределения температуры в верхнем слое океана, происходящей из-за специфики взаимодействия атмосферы и океана, является часто наблюдаемая инверсия температуры у самой поверхности. Она обуславливается тем, что значи-

тельная доля коротковолновой радиации проникает в толщу воды, не компенсируя такой поверхностный процесс, как испарение. Если к тому же атмосферный турбулентный поток тепла направлен в атмосферу, то совместно с практически постоянным отрицательным эффективным излучением на поверхности океана создается мощный сток тепла, который только частично компенсируется коротковолновой радиацией, поглощенной в тонком поверхностном слое. Остальная часть оттока тепла в атмосферу компенсируется потоком тепла к поверхности из более глубоких слоев. Если теплообмен осуществляется посредством теплопроводности, то должно иметь место понижение температуры к поверхности океана, в направлении которой передается тепло. Поскольку интенсивность

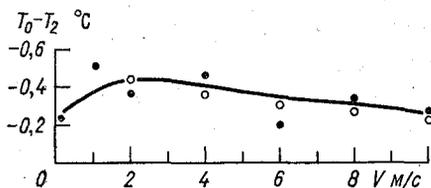


Рис. 5.7. Поверхностная инверсия температуры при различных скоростях ветра [5].

перепады температуры в ней от поверхностной T_0 до T_2 на глубине h могут превышать 1°C . Из-за малой толщины инверсионный слой не фиксировался обычными ртутными термометрами и его обнаружение привело к необходимости оценки влияния этой инверсии на потоки тепла и пара между океаном и атмосферой, так как градиенты температуры в приводном слое атмосферы такого же порядка, как и в инверсии.

Экспериментальные данные, проливающие свет на природу «холодной пленки», позволили сделать вывод, что в пределах «пленки» коэффициент теплопроводности убывает к поверхности океана линейно, вплоть до молекулярных значений [5]. Наблюдения также показали, что поглощенная коротковолновая радиация в пределах поверхностного 4-сантиметрового слоя составляет всего 10—15 % потока тепла из глубинных слоев воды. Это дало возможность провести оценку перепада температур в инверсионном слое на основании уравнения баланса тепла, в котором при такой толщине можно не принимать во внимание не только поглощение коротковолновой радиации, но и изменение его теплозапаса

$$T_2 - T_0 = \frac{h}{\lambda_2} (F_n + \Phi_n + \Phi_a). \quad (5.23)$$

Расчеты перепада температуры по этой формуле показали их близость к результатам наблюдений вплоть до скоростей ветра 10 м/с (рис. 5.7). Согласно некоторым исследованиям при волнении поверхностная инверсия существует только в ложбинах волн, а на

гребнях она разрушается [62]. Естественно, что пятно холодной пленки не переносится волной, а быстро возникает в ее ложбине и столь же быстро разрушается при прохождении гребня. Способствует сохранению инверсии возрастание испарения и атмосферного турбулентного потока тепла при увеличении скорости ветра. Конечно, при этом растет и поток тепла к поверхности океана от его более глубоких слоев, но, по-видимому, полная компенсация теплоотдачи в атмосферу происходит не всегда. Отмечается, что только конвективное перемешивание ликвидирует холодную пленку. Но в целом при увеличении волнения с ростом скорости ветра перепад температуры в инверсионном слое несколько уменьшается (рис. 5.7).

Характер изменения температуры в верхнем слое океана в зависимости от проникновения лучистой энергии в воду и интенсивности ее перемешивания рассмотрен в учебнике «Физика океана» по решению одномерного уравнения теплопроводности с постоянным коэффициентом теплопроводности и потоком проникающей в воду коротковолновой радиации.

$$T(t, z) - T(0) = \int_0^t \left\{ \varphi(\xi) \exp[\varepsilon^2 \kappa_T (t - \xi) - \varepsilon z] - \sqrt{\kappa_T} \left(\frac{\gamma}{\lambda_2} + \varepsilon \right) \times \right. \\ \left. \times \Psi(t - \xi) \int_0^\xi \varphi(\zeta) \exp[\varepsilon^2 \kappa_T (\xi - \zeta)] d\zeta \right\} d\xi + \\ + \frac{\sqrt{\kappa_T}}{\lambda_2} \int_0^t [\Phi(\xi) - \gamma T(0)] \Psi(t - \xi) d\xi, \quad (5.24)$$

где ε — показатель ослабления коротковолновой радиации в воде; $\varphi = Q(1-A) \delta_k \varepsilon / c_2 \rho_2$ — скорость повышения температуры воды проникающей в нее коротковолновой радиацией; δ_k — доля коротковолновой радиации, проникающей через поверхность океана;

$$\gamma = c_1 \rho_1 c_T V \left(1 + \frac{\mathcal{L} c q v}{c_1 c_T} q_m \right),$$

$v = 0,086$ К — показатель экспоненты в формуле Магнуса; q_m — насыщенная удельная влажность воздуха;

$$\Phi = Q(1-A)(1-\delta_k) + F_n - \mathcal{L} c q \rho_1 V (1-r) q_m + \gamma T_1;$$

r — относительная влажность воздуха;

$$\Psi(\tau) = \frac{\exp(-X^2)}{\sqrt{\pi\tau}} - \frac{2Y}{\sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{Yz}{\lambda_2} + Y^2\tau\right) \times \int_{X+Y\sqrt{\tau}}^{\infty} \exp(-v^2) dv;$$

$$X = z/2 \sqrt{\kappa_T \tau}; \quad Y = \gamma \sqrt{\kappa_T / \lambda_2}.$$

Если поглощение радиации в океане описывается не одной экспонентой, а несколькими с соответствующими при них множителями, то в выражении (5.24) члены с φ будут состоять из суммы аналогичных слагаемых с разными показателями поглощения. При этом несколько изменятся количественные значения результата, но не

его качественное содержание. Суть последнего состоит в том, что инверсия температуры может иметь место не только при проникновении радиации в толщу воды. Для ее образования достаточно, чтобы $[\Phi - \Upsilon T(0)]$ была отрицательной, т. е. чтобы океан отдавал тепло в атмосферу. Проникновение же радиации в толщу воды ($\delta_k > 0$) облегчает этот процесс, уменьшая лучистый поток тепла, поглощенный самой поверхностью, и повышая температуру воды глубже ее. Первое слагаемое выражения (5.24) характеризует повышение температуры воды из-за проникшей в нее коротковолновой радиации. Как и показано на рис. 5.4, оно уменьшается от поверхности океана вглубь и в какой-то степени уменьшает инверсию. Второе слагаемое характеризует скорость изменения температуры в результате поступления и оттока тепла от поверхности океана. Если часть лучистой энергии проникает сквозь поверхность океана, то значение $[\Phi - T(0) \Upsilon]$ часто становится отрицательным, так как на поверхности океана происходит сток тепла в атмосферу, который компенсируется диффузией тепла от подстилающих слоев воды. Для образования инверсии необходимо чтобы второе слагаемое было больше первого.

С точки зрения теории инверсия температуры при описанном характере распространения тепла имеет место и при больших значениях теплопроводности, только будет очень мала.

Скорость формирования «холодной пленки» зависит от функции Ψ , которая быстро изменяется с уменьшением коэффициента теплопроводности.

В связи с тем, что длинноволновое излучение океана, испарение с него и атмосферный турбулентный поток зависят от температуры поверхности океана, которая до недавних пор отождествлялась с температурой на глубине нескольких сантиметров, где фактически она измерялась, то возник вопрос о роли этой разности температур в вычисленных при составлении атласов теплового баланса потоков тепла. Поскольку излучение зависит от абсолютной температуры, то поверхностная инверсия на него практически не влияет. Гораздо существеннее она сказывается на расчетах испарения и турбулентного потока тепла. Проведенные оценки погрешностей в расчетах средних значений этих потоков с учетом повторяемости скоростей ветра, от которых зависит перепад температур в «холодной пленке» и значение самих потоков, показали, что без учета инверсии погрешность в определении турбулентного потока тепла для летних месяцев достигает 20—30 %. Для испарения она оказалась меньше. В среднем для суммарного теплообмена в теплый период года погрешность составляет 7—10 % [5]. В тропических районах, где затрата тепла на испарение очень большая, погрешность, по-видимому, может быть больше.

Зимой инверсия температуры возникает редко и точность измерения температуры поверхности океана близка к фактической. Поэтому существенной погрешности в вычисленных потоках тепла по этой причине не возникает.

6. Ветровые волны как продукт взаимодействия океана и атмосферы

6.1. Геометрия взволнованной поверхности океана и ее описание

В рассмотренных выше закономерностях взаимодействия атмосферы и океана было показано, что интенсивность потоков энергии и водяного пара зависит от характера взволнованной водной поверхности. Вид последней, как было известно со времени наблюдений первых мореходов, определяется скоростью и направлением ветра. В дальнейшем было обнаружено, что на размеры и вид волн влияют и другие факторы. Пространственно-временное распределение высоты, крутизны, периода и других элементов волн меняется в зависимости от многих причин. Поэтому возникает задача описания состояния водной поверхности количественными критериями и отыскания их связи с внешними факторами. Первые попытки представления волнения через некоторые средние значения элементов волн не отражают реального характера поверхности. Она, как можно заметить даже визуально, представляет собой сложную структуру из разнообразных и быстро меняющихся по своим размерам и форме волн (рис. 6.1).

Ветровое волнение является вероятностным процессом: волновые возвышения в пространстве и во времени носят случайный характер и лишь статистически связаны со средней скоростью ветра.

Многочисленные наблюдения показывают, что форма ветровых волн зависит от скорости ветра, продолжительности его действия, открытости водного пространства (разгона), а в прибрежных районах и от морфометрических условий (глубины места, очертания берегов и др.).

В каждом конкретном случае форма волн будет различной. В условиях, когда ветер прекратил действие или волны вышли из-под его влияния форма волн существенно отличается от волн, находящихся под его влиянием. В первом случае они определяются как волны зыби и практически они двумерны. При воздействии ветра на водную поверхность двумерные волны могут быть лишь на двух стадиях развития: либо в период зарождения и довольно кратковременного роста, либо на стадии, близкой к их предельному развитию. На промежуточных стадиях развития волны трехмерны и имеют вид «холмов». Переход от двумерных волн к трехмерным объясняется рядом причин. На начальной стадии развития волн в связи с неоднородностью поля ветра волны будут иметь разные размеры на близких расстояниях вдоль фронта их распростране-

ния. Со временем эта разность увеличивается, так как волны, имеющие большую высоту, получают и большее количество энергии от ветра. Возникает неустойчивость фронта, которая приводит к трехмерности волн. Когда размеры волн близки к предельным значениям для данной скорости ветра, их рост замедляется. По фронту

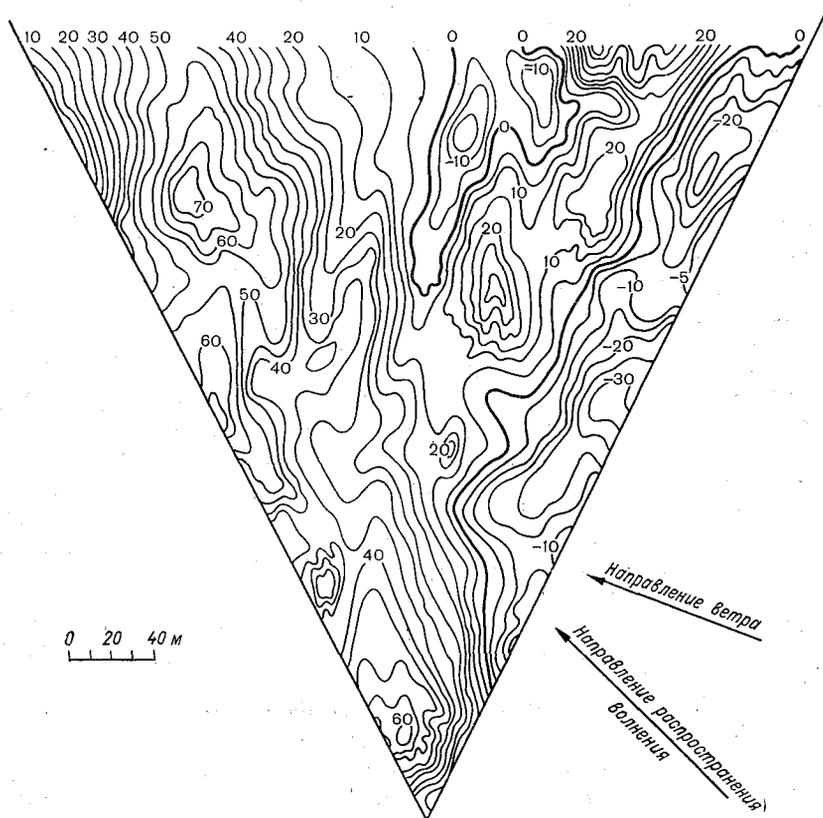


Рис. 6.1. Поверхность моря при ветровом волнении (стереосъемка) [68]

распространения волны становятся более однородными по форме и размерам, переходя от трехмерных к двумерным. Трехмерность может возникнуть и в результате распространения двух или нескольких волновых систем под углом друг к другу, а также при сложении волн, распространяющихся с разной скоростью.

Характерной особенностью реально наблюдаемого волнения является, то, что гребни волн и ложбины не расположены в последовательном порядке, что и приводит к неопределенности в характеристиках длин и высот волн. Фактически при инструментальных наблюдениях в точке измеряются колебания волнового уровня, лишь для краткости называемого волнами.

Применение инструментальных измерений волн позволило обнаружить определенные статистические закономерности в их распределении [15].

Было установлено, что интегральное распределение всех элементов волн F при квазистационарном процессе принадлежит асимптотическому распределению Вейбулла:

$$F(x) = \exp \left[-\Gamma^n \left(1 + \frac{1}{n} \right) \left(\frac{x}{\bar{x}} \right)^n \right], \quad (6.1)$$

где \bar{x} — среднее значение элемента волны; $\Gamma(n)$ гамма-функция.

Анализ результатов позволил прийти к выводу, что для высоты волны $n = 2$, для длины $n = 2,3$, для периода $n = 3$, для крутизны $n = 2,5$. Значения параметров $A = \Gamma^n \left(1 + \frac{1}{n} \right)$ оказались соответственно равными 0,785; 0,755; 0,712; 0,740.

Несмотря на то, что с помощью интегрального распределения удастся оценить вклад волн с интересующими размерами в общее волнение, тем не менее эта функция недостаточно полно описывает характер взволнованной поверхности воды. Более полную информацию о ней удастся получить с помощью спектрального метода исследования. При этом обычно взволнованная поверхность представляется как результат сложения простых волновых колебаний с различными амплитудами, фазами и направлениями распространения. Естественно, что волновое колебание уровня ζ в фиксированный момент времени t в точке пространства с координатами x, y, z , т. е. с координатой, определяемой вектором \mathbf{x} , представляет собой случайную функцию $\zeta(\mathbf{x}, t)$. Оказывается, что все многообразие волн может быть определено несколькими статистическими характеристиками функции ζ . Одной из них является корреляционная функция

$$K(\mathbf{r}, t) = \overline{\zeta(\mathbf{x}, t_0) \zeta(\mathbf{x} + \mathbf{r}_1, t_0 + t)} \quad (6.2)$$

и двумерный спектр волн

$$S(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi)^{-3} \iint_{\mathbf{r}} K(\mathbf{r}, t) \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] d\mathbf{r} dt, \quad (6.3)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор; ω — частота волн.

В большинстве случаев по данным наблюдений вычисляется не двумерный, а только частотный спектр волн

$$S(\omega) = \int_{\mathbf{k}} S(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} = \frac{1}{2\pi} \int K(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (6.4)$$

Аналогичным образом находится спектр волновых чисел

$$S(\mathbf{k}) = \int_{\omega} S(\mathbf{k}, \omega) d\omega. \quad (6.5)$$

Использование выражений различных статистических моментов $m_{\alpha\beta}$, которые определяются до спектрам колебаний уровня, по-

звояет получить представление об основных статистических характеристиках взволнованной поверхности [14].

Соотношения между моментами и спектром имеют вид

$$m_\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^\alpha S(\omega) d\omega; \quad (6.6)$$

$$m_{\alpha\beta} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x, k_y) k_x^\alpha k_y^\beta dk_x dk_y. \quad (6.7)$$

При выделении некоторого направления φ выражение для статистического момента $m_\alpha(\varphi)$ в случае линейной модели представляется в виде

$$m_\alpha(\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (k_x \cos \varphi + k_y \sin \varphi)^\alpha S(k_x, k_y) dk_x dk_y. \quad (6.8)$$

Волновые числа k_x и k_y в перечисленных выражениях определяются по осям x и y соответственно.

Использование некоторых из перечисленных моментов дает возможность получить на основании представления колебательного процесса в виде линейной модели Лонге—Хиггинса [14] простые формулы для средних значений элементов волн. В частности средняя длина волн $\bar{\lambda}$ и их гребней \bar{l} выражается формулами

$$\bar{\lambda} = 2\pi \left(\frac{m_{00}}{m_{2\max}} \right)^{1/2}; \quad (6.9)$$

$$\bar{l} = 2\pi \left(\frac{m_{00}}{m_{2\min}} \right)^{1/2}, \quad (6.10)$$

где

$$m_{2\min}^{\max} = \frac{1}{2} \left[(m_{02} + m_{20}) \pm \sqrt{(m_{20} - m_{02})^2 + 4m_{11}^2} \right].$$

Нулевой момент, вычисляемый по формуле (6.6) при $\alpha = 0$, определяет дисперсию колебаний уровня σ_ξ^2 , по которой получается представление о средней высоте волн \bar{h} . Среднее значение периода $\bar{\tau}$ вычисляется по формуле

$$\bar{\tau} = 2\pi \frac{m_2}{m_0}. \quad (6.11)$$

Характеристика трехмерности волнового поля оценивается по соотношению

$$\frac{\bar{l}}{\bar{\lambda}} = \left(\frac{m_{2\max}}{m_{2\min}} \right)^{1/2}. \quad (6.12)$$

Момент m_{11} характеризует неоднородность пространственного распределения дисперсии уклонов уровня.

Здесь приведены формулы только для наиболее часто определяемых на практике элементов волн. Но спектр позволяет получить и более детальную информацию о состоянии взволнованной поверхности воды, в том числе и энергетическую. Все это привело к широкому исследованию спектра волн и его зависимости от внешних условий. Характерный вид безразмерного частотного спектра полностью развитого волнения приведен на рис. 6.2. В конкретных

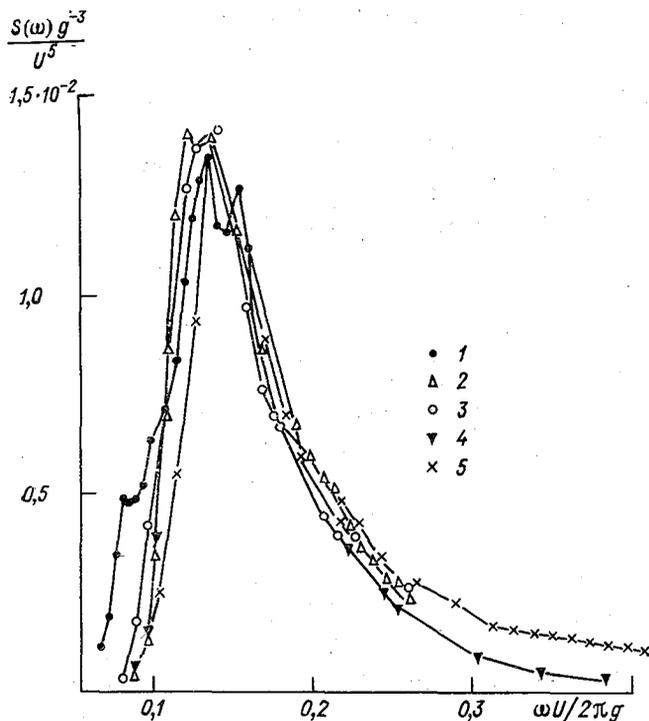


Рис. 6.2. Безразмерные частотные спектры полностью развитого волнения при разных скоростях ветра [26]
 1 — 10,04 м/с; 2 — 12,27 м/с; 3 — 16,32 м/с; 4 — 17,29 м/с; 5 — 20,50 м/с

географических условиях в зависимости от разгона, глубины, времени действия ветра и других факторов форма его будет меняться.

6.2. Генерация ветрового волнения

Наиболее наглядной картиной результатов динамического взаимодействия атмосферы и океана является ветровое волнение. Возникновение и рост волн под действием ветра уже длительное время привлекает внимание океанологов и гидродинамиков. Однако до

недавнего прошлого классические теории объясняли генезис только монохроматической волны, на которую действует ветер. Лишь в последние 30 лет с развитием статистической гидромеханики стал осуществляться подход к объяснению ветрового волнения как вероятностного процесса со сложной структурой волнового поля. Турбулентная структура ветра, вероятностный характер передачи его энергии волнам, зависимость напряжений ветра от формы и движения волн, а также неизбежные взаимодействия волн между собой создают сложный и пока еще не выясненный до конца характер взаимодействия ветра и волн. Поэтому получающие все большее и большее распространение спектральные теории развития волнения не могут еще объяснить все стороны этого сложного процесса, но уже первые результаты их приложения дали объяснение некоторых закономерностей, полученных из наблюдений.

Основоположник спектральной теории волн Филлипс исходил из условия потенциальности движения жидкости в волне, но в последних трактовках динамического граничного условия была учтена взаимосвязь давления с высотой волны.

Физическая основа теории сводится к тому, что турбулентное давление создает приток энергии волнам в широком спектральном интервале, а индуцированное давление обеспечивает избирательную «обратную связь» [74]. В теории не учитываются нелинейные эффекты, и использованная система уравнений является классической, т. е. движение воды описывается уравнением Навье—Стокса, в котором не принимаются во внимание из-за малости для процессов данного масштаба инерционные, кориолисовы, вихревые и вязкие слагаемые. В результате чего уравнение принимает упрощенный вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{\nabla P}{\rho_2} + \mathbf{g} = 0. \quad (6.13)$$

Принятое условие потенциальности движения жидкости в волне позволяет выразить скорость через потенциал скорости φ

$$\mathbf{v} = \nabla \varphi.$$

Использование этого условия и представление $\mathbf{g} = \nabla(gz)$ позволяет исключить скорость из уравнения (6.13) и привести его к более простой форме

$$\nabla \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{P}{\rho_2} + gz \right) = 0. \quad (6.14)$$

Интегрирование полученного уравнения и отнесение результата к поверхности океана $z = \zeta$ приводит к выражению

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\zeta + \frac{P_a}{\rho_2} - \gamma \nabla^2 \zeta = 0. \quad (6.15)$$

В нем давление в воде представлено в виде суммы атмосферного давления на уровне моря P_a и поверхностного натяжения, пропор-

ционального нормированному на ρ_2 коэффициенту, поверхностного натяжения воды $\gamma \approx 70 \text{ см}^3/\text{с}^2$.

Из уравнения неразрывности (1.79) при условии потенциальности волн получается второе уравнение, описывающее поведение потенциала скорости

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (6.16)$$

Изменение волнового уровня океана во времени определяется из кинематического условия $\omega(\zeta) = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$, которое для потенциальных волн переписывается в виде:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{\zeta} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (6.17)$$

При отсутствии возмущающего действия воздуха и условия прилипания жидкости на дне ($z = H$) решение системы уравнений (6.15) — (6.17) описывает хорошо изученные классические свободные волны [16]

$$\zeta(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} h_b \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]. \quad (6.18)$$

В теориях регулярных волн воздействие атмосферы на воду часто представляется в виде одной или нескольких гармоник типа:

$$P_a(\mathbf{x}, t) = \sum_n P_n \cos[k_n(\mathbf{x} - Vt)]. \quad (6.19)$$

Это условие обозначает непрерывную «подстройку» внешнего возбуждения под возбуждаемую им волну. В результате возникает явление резонанса и амплитуда волны начинает довольно быстро увеличиваться. Но волны при такой схеме остаются двумерными.

Принципиально новое в подходе Филлипса заключается в представлении смещения уровня и давления через случайные функции в виде интегралов Фурье—Стилтьеса:

$$\zeta(\mathbf{x}, t) = \int_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) dA(\mathbf{k}, t), \quad (6.20)$$

$$P_a(\mathbf{x}, t) = \int_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) dP_a(\mathbf{k}, t). \quad (6.21)$$

Потенциал скорости также выражается через случайную комплексную переменную A и при рассмотрении волн на глубокой воде [32] он представляется в форме

$$\varphi(\mathbf{x}, z, t) = \int_{\mathbf{k}} \frac{1}{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + kz) dA(\mathbf{k}, t), \quad (6.22)$$

где точка над переменной A обозначает дифференцирование ее по времени, а k является модулем \mathbf{k} .

Как уже отмечалось, распределение давления под действием турбулентного ветра в теории Филлипса—Майлза разделяется на два слагаемых, одно из которых $dP_T(\mathbf{x}, t)$ обусловлено только тур-

булентной природой ветра и имеет чисто случайный характер. Второе слагаемое, определяющее индуцированное волнами давление $dP_{\zeta}(x, t)$ является производным от случайных полей как волн, так и ветра. В гл. 2 было показано, что волны создают возмущения воздушного потока в придном слое атмосферы. Из них можно выделить такие, которые некоррелированы с волнами соответствующих частот и создают добавочные напряжения. Филлипс показал, что для волн малой амплитуды можно составить линейное соотношение между амплитудами волновых компонент и напряжений

$$dP_{\zeta}(x, t) = (a + i\delta) c_0^2 \rho_2 k dA(\mathbf{k}, t). \quad (6.23)$$

Здесь

$$a = -\frac{\rho_1 k}{\rho_2 c_0^2} \int_0^{\infty} (U \cos \alpha - c_0)^2 \exp(-kz) dz$$

зависит от разности между средней скоростью ветра по направлению распространения волн и их фазовой скоростью c_0 . Этот член характеризует напряжение за счет сдвига индуцированных волнами пульсаций вертикальной скорости воздуха по направлению распространения волн. Он создает избыток давления в ложбинах и разрежение у гребней. Но вклад этого эффекта в развитие волн небольшой [74].

Мнимая часть индуцированного давления, пропорциональная δ , зависит от напряжения Рейнольдса τ_B , обусловленного волновыми пульсациями воздуха

$$\delta = \frac{2\tau_B(0)}{c_0^2 k^2 a^2 \rho_2}, \quad (6.24)$$

где a — амплитуда волны.

Филлипс отмечает, что эта часть давления играет главную роль в порождении волны.

Подстановка перечисленных выражений колебаний уровня, потенциала скорости и давления через случайные функции в уравнение (6.15) приводит к выражению

$$\begin{aligned} d\ddot{A}(\mathbf{k}, t) + [(gk + \gamma k^3 + ac_0^2 k^2) + i\delta c_0^2 k^2] dA(\mathbf{k}, t) = \\ = -\frac{k}{\rho_2} dP_T(\mathbf{k}, t). \end{aligned} \quad (6.25)$$

Решением этого уравнения при начальном нулевом значении dA и $d\dot{A}$, т. е. невозмущенной поверхности моря, будет

$$dA(\mathbf{k}, t) = \frac{-k}{\rho_2 N} \int_0^t dP_T(\mathbf{k}, \xi) \sin N(t - \xi) d\xi, \quad (6.26)$$

где

$$N^2 = gk + \gamma k^3 + ac_0^2 k^2 + i\delta c_0^2 k^2 \approx \sigma^2 \left(1 + \frac{1}{2} i\delta\right)^2; \quad (6.27)$$

$$\sigma^2 = gk + \gamma k^3.$$

Переход от полученного выражения к пространственному спектру осуществляется [осреднением] произведения dA на сопряженную величину dA^*

$$S(\mathbf{k}, t) = \frac{\overline{dA(\mathbf{k}, t) dA^*(\mathbf{k}, t)}}{d\mathbf{k}} = \frac{\pi \Pi(\mathbf{k}, \sigma)}{c_0^2 \rho_0^2} \left(\frac{\text{sh } \sigma b t}{\sigma b} \right), \quad (6.28)$$

где

$$\Pi(\mathbf{k}, \sigma) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP_T(\mathbf{k}, t_0) dP_T^*(\mathbf{k}, t_0 + \xi)}{dk_x dk_y} \exp(i\sigma\xi) d\xi. \quad (6.29)$$

Полученное выражение спектра волновых чисел в любой момент времени зависит от всей истории флуктуаций ветра и особенностей индуцирования волнами дополнительных напряжений. При этом нужно только иметь в виду, что Филлипс разработал теорию для статистически стационарного поля ветра. При его изменении выражение для $\Pi(\mathbf{k}, \sigma)$ должно иметь другой вид.

В случае $\sigma b t \ll 1$ от выражения в скобках формулы (6.28) остается только t . Это может иметь место на ранних стадиях развития волн, когда индуцированные ими напряжения или напряжения, входящие в параметр b , малы. Они не влияют на характер и величину спектра, а он оказывается зависимым только от пульсаций напряжения ветра. При этом значение спектра растет пропорционально времени с наибольшим вкладом волн, тех частот, которые равны частотам флуктуаций давления, т. е. имеет место между ними резонанс. При увеличении $\sigma b t$ до значений порядка 1 и больше в последнем множителе формулы (6.28) b не сокращается, что характеризует возросшее влияние индуцированных волнами напряжений, т. е. между волнами и ветром возникает взаимосвязь. Напряжения τ_v непрерывно увеличиваются с ростом волн и в свою очередь передают энергию волнам, которые начинают быстро возрастать.

Однако проверка показала, что поток энергии от ветра к волнам в теории Филлипса—Майлза оказывается несколько заниженным [14]. Поэтому продолжают поиски добавочных источников энергии. Обобщение теории Филлипса для случая моря конечной глубины сделано в работе [32], согласно которой пространственный спектр волн выражается формулой

$$S(\mathbf{k}, t) = \frac{\pi k^2 t \text{th}(kH)}{4\rho_0^2 \sigma_{\text{ш}}^2} \Pi(\mathbf{k}, \sigma). \quad (6.30)$$

Из этой формулы более явно следует линейное увеличение спектра волн со временем. В этой же работе показано, что аппроксимация поля турбулентного давления ветра стационарным полем, переносимым без всяких изменений средним ветром со скоростью

v , позволяет из выражения (6.26) установить условие резонанса, которое для моря конечной глубины имеет вид:

$$V \cos \alpha = c_0 \left[\left(\frac{g}{k} + \gamma k \right) \operatorname{th} (kH) \right]^{1/2}, \quad (6.31)$$

где α — угол между направлением средней скорости ветра V и направлением распространения резонансных волн.

Формула (6.31) отражает то, что фазовая скорость резонансных волн равна проекции средней скорости ветра на это направление.

Поскольку резонансные волны обычно главные в волновом спектре, то c_0 совпадает с фазовой скоростью главного максимума спектра ветровых волн.

На плоскости волновых чисел $k_1 = k \cos \alpha$ и $k_2 = k \sin \alpha$ резонансное [соотношение (6.31)] представляет собой кривую, которую в ряде мест линия под углом α пересекает дважды и при разных волновых числах. Это характеризует то обстоятельство, что в резонансе с вынуждающей силой могут быть две различные волны.

Поскольку дисперсия колебаний уровня ζ может быть определена не только интегрированием частотного спектра, но и пространственного

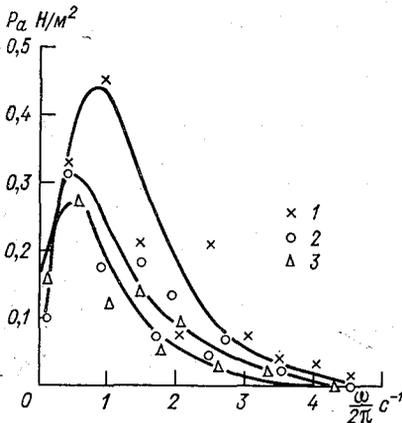


Рис. 6.3. Спектры турбулентных пульсаций давления ветра различных скоростей по наблюдениям в аэродинамической трубе [29]
1 — 3,88 м/с; 2 — 3,29 м/с; 3 — 2,90 м/с

$$\bar{\zeta}^2 = \int_{\kappa} S(\kappa, t) d\kappa,$$

а средняя высота волн $\bar{h}_в$ связана с $\bar{\zeta}^2$ [32] формулой

$$\bar{h}_в = \sqrt{2\pi\bar{\zeta}^2}, \quad (6.32)$$

то на основании уже рассмотренных закономерностей поведения спектра волн легко определить характер изменения средней высоты волны.

Описанный механизм генерации волн ветром подтверждается как лабораторными, так и натурными исследованиями (рис. 6.3 и 6.4). Сравнение спектров показывает их несомненное сходство:

1) максимум спектра в том и другом случае увеличивается с увеличением скорости ветра;

2) при увеличении скорости ветра происходит расширение спектров в обоих случаях в сторону больших частот.

Таким образом, спектры колебаний поверхности моря можно рассматривать как результат действия пульсаций давления в воздушном потоке.

На рис. 6.5 показано, что длина волн при возрастании скорости ветра сначала во всех точках уменьшается, а затем быстро воз-

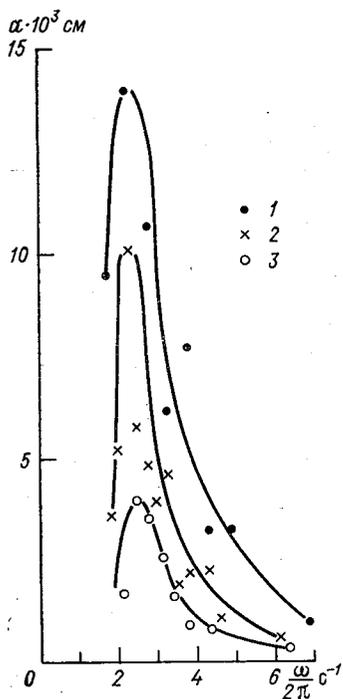


Рис. 6.4. Спектры амплитуд волн, порожденных ветром различной скорости по наблюдениям в аэродинамической трубе [29]
1 — 2,97 м/с; 2 — 2,74 м/с; 3 — 1,98 м/с

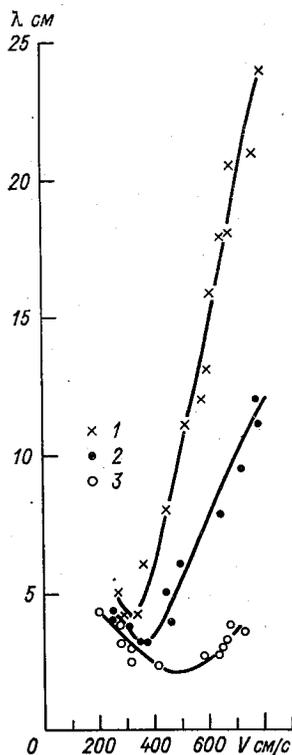


Рис. 6.5. Зависимость длины волн от скорости ветра при разных длинах разгона [29]
1 — 670 см; 2 — 380 см; 3 — 70 см

растает. Этот момент перехода происходит на разных расстояниях от начала лотка: чем больше расстояние от начала лотка, тем меньше скорость ветра, при которой длина волны начинает возрастать. Это вызвано тем, что в каждой точке присутствуют, с одной стороны, волны, обязанные своим происхождением турбулентным пульсациям давления ветра, их частота растет с увеличением скорости ветра, а длина уменьшается. С другой стороны, в каждой точке присутствуют волны, которые распространяются не только

от начала лотка, но и с промежуточных расстояний и успевают развиться за время своего распространения, получив дополнительную энергию от ветра. Скачок происходит тогда, когда волны с промежуточных расстояний становятся доминирующими. Чем больше расстояние от начала лотка (разгон), тем больше успевают развиться эти волны и тем меньше та «критическая» скорость ветра, начиная с которой происходит возрастание длины волн.

Таким образом, эксперименты показывают, что турбулентность воздушного потока оказывает заметное влияние на волны только в том случае, когда скорость ветра меньше «критической», т. е. на начальной стадии развития волн. При скоростях ветра больше «критической», или достаточно больших расстояниях при постоянной скорости, развитие волн происходит под действием средней скорости ветра и не зависит от турбулентных пульсаций воздушного потока.

6.3. Источники энергии ветровых волн и использование уравнения баланса энергии для расчета ветровых волн

В связи с представлением поля ветровых волн не как системы монохроматических волн некоторых средних размеров, а в виде возмущенной поверхности, состояние которой описывается спектром, происходит оценка составляющих энергии не какой-то выбранной одиночной волны, а всего спектра, приходящегося на единицу поверхности в единицу времени. Поскольку между энергией и спектром имеется соотношение

$$\mathcal{E} = \rho_2 g \int_{\kappa} S(\kappa, t) d\kappa, \quad (6.33)$$

то известное уравнение баланса волновой энергии Маккавеева

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathcal{E} c_{gr}) = I_s, \quad (6.34)$$

заменяется более общим уравнением, выражающим изменение энергии через спектр,

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + k_x \frac{\partial S}{\partial k_x} + k_y \frac{\partial S}{\partial k_y} = I_s. \quad (6.35)$$

Если в первом случае приходится производить перенос энергии только в направлении распространения волн, то во втором принимается во внимание трехмерность волнового поля. Учитывается также изменение волновых чисел во времени (k_x, k_y) . Основные виды источников и стоков энергии как в первом I_s , так и во втором I_S случаях не меняются, хотя при спектральном представлении должно более полно учитываться взаимодействие волн.

Само собой разумеется, что энергия волн может вычисляться не только по всему спектру, но и в его определенном интервале,

для чего интегрирование в выражении (6.33) следует проводить по этому интервалу частот или волновых чисел.

Наиболее детальный анализ различных источников и стоков энергии дан в работе [14]. Из них в первую очередь следует отметить воздействие турбулентных флуктуаций ветра на волновое поле. Если воздушный поток представляется как стационарная однородная функция, что пока принимается в спектральных теориях, то этот источник энергии представляется выражением

$$I_1 = \frac{\pi\omega^2}{2\rho_2g} \Pi(\mathbf{k}, \omega). \quad (6.36)$$

Он зависит только от структуры поля ветра.

Следующий источник энергии связан с индуцированными волнами напряжениями, т. е. с τ_3 . В соответствии с теорией Майлза он зависит как от элементов волн, так и от структуры воздушного потока. Линейная часть этого потока определяется формулой

$$I_2 = \frac{\pi\rho_1\omega}{2\rho_2g} \left(\frac{U''}{U'} \right) W_k^2 S(\mathbf{k}), \quad (6.37)$$

где знак штриха обозначает дифференцирование средней скорости ветра по вертикальной оси z , а W обозначает вертикальную скорость воздуха, индуцированную волнами. Естественно, что этот источник энергии зависит от спектра волн.

Кроме этого источника должны, в принципе, учитываться нелинейные взаимодействия атмосферного и волнового полей. В общем виде этот дополнительный источник представляется формулой

$$I_3 = -S(\mathbf{k}) \int_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') S(\mathbf{k}') d\mathbf{k}', \quad (6.38)$$

где $\gamma_{\mathbf{k}}$ — передаточная функция.

Можно учесть еще другие источники энергии, характеризующие взаимодействие более высокого порядка между взволнованной поверхностью и воздушным потоком.

Одним из важнейших источников энергии является перекачка энергии при взаимодействии волн I_4 . За счет этого источника энергии скорость ветровых волн может превышать скорость ветра, их развитие происходит на более коротких разгонах и выборочным образом. При взаимодействии короткие волны передают больше половины своей энергии длинным, поэтому последние растут быстрее, чем это было бы под действием одного ветра.

Диссипация волновой энергии является одним из основных стоков энергии, влияющих на размеры волн. Она происходит в результате молекулярной и турбулентной диффузии, а также обрушения волн. Естественно, что чем больше молекулярная вязкость, тем сильнее происходит затухание волн, но в целом этот сток энергии относительно невелик, что дает возможность в теории рассматривать ветровые волны не в реальной, а в идеальной жидкости без трения.

Гораздо интенсивнее происходит рассеяние волновой энергии за счет турбулентного перемешивания. В спектральном представлении баланса энергии Хассельман предложил учитывать этот сток энергии выражением

$$I_5 = -4\kappa_V \rho_2 k^2 S(\kappa), \quad (6.39)$$

где кинематический коэффициент турбулентной вязкости κ_V , по крайней мере, на два порядка превышает коэффициент молекулярной вязкости и не тождествен κ_V , определенному по приведенным в гл. 5 формулам, полученным для описания турбулентного перемешивания в течениях.

Наиболее существенным образом диссипирует волновую энергию образование барашков и обрушение гребней. Этот механизм сброса энергии пока удается описать с помощью только эмпирических формул, хотя в случае существования только белых барашков имеется попытка Хассельмана получить теоретическое обоснование этого стока энергии в форме

$$I_6 = -\chi_6 \omega^2 S(\kappa), \quad (6.40)$$

где χ_6 — зависит от среднего числа барашков на единицу поверхности, а также ряда эмпирических констант.

Кроме перечисленных в уравнении (6.35) может фигурировать еще ряд источников и стоков энергии, отражающих взаимодействие волн с другими движениями, и, в частности, с течением, процессы рассеяния энергии при трении о дно и т. д.

В предыдущем параграфе при рассмотрении процесса роста ветровых волн были приняты во внимание только два первых источника энергии. Поэтому результаты расчета их спектра правильно отображают процесс волнообразования только до достижения ими равновесного состояния, которое из-за отсутствия стоков энергии определяется по эмпирической формуле

$$S(\omega) = \alpha_p g^2 \omega^{-5}, \quad (6.41)$$

где эмпирическая константа α_p по разным данным меняется от $5 \cdot 10^{-3}$ до $13 \cdot 10^{-3}$ и в среднем равна $7,8 \cdot 10^{-3}$ [14]. Между тем анализ источников и стоков энергии показывает, что как ее диссипация, так и перераспределение между волнами различной частоты такого же порядка, как и ветровой ее приток (рис. 6.6). Причем существенная нелинейность некоторых источников и стоков энергии пока не позволила получить аналитическое представление спектра или энергии как функции от ее источников и стоков. Поэтому решение уравнения баланса волновой энергии с учетом всех ее основных источников и стоков может быть получено только численным методом с помощью ЭВМ.

Поскольку изменение волновых чисел происходит в основном на мелководье, то на глубокой воде последние два члена левой части уравнения (6.35) обычно опускаются. Правая часть этого уравнения также обычно аппроксимируется более простыми соот-

ношениями, чем рассмотренные отдельные источники и стоки энергии. Полученные поля спектральной плотности волн позволяют оценить значения некоторых их элементов с помощью формул, перечисленных в начале главы.

Несмотря на широкое развитие спектральных методов исследования волнения в теории и практике океанологических исследований продолжают применяться классические теории. Обоснованием для этого служит то обстоятельство, что в принципе нерегулярную модель можно заменить регулярной с частотой, равной частоте

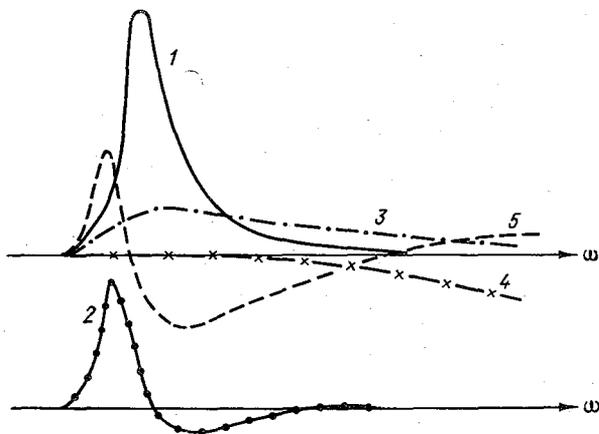


Рис. 6.6. Схематическое изображение частотного спектра (1), общего источника энергии (2) и основных его слагаемых [14]

1 — частотный спектр; 2 — общий источник энергии; 3 — поступление энергии от воздушного потока; 4 — диссипация волновой энергии; 5 — перенос энергии при взаимодействии волн

максимума энергетического спектра и изучать регулярную волну. Конечно, в этом случае нелинейные взаимодействия не могут быть учтены. Тем не менее в более или менее простых ситуациях такой упрощенный подход приводит в общем к реальным результатам. В качестве примера такого подхода можно привести балансовую модель Шулейкина [77],

$$\frac{\partial \zeta_6}{\partial \tau'} = 1 - \zeta_6 - \zeta_6^{1/2} \frac{\partial \zeta_6}{\partial \xi}, \quad (6.42)$$

где $\tau' = 0,25 t/t_\infty$; $\xi = 0,65 x/V\tau_\infty$; $\zeta_6 = h_b/h_\infty$; h_∞ и τ_∞ — предельные значения высоты и периода волн при очень большой продолжительности ветра и разгона (теоретически бесконечных).

Уравнение (6.42) относится к классу квазилинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Физический смысл его наиболее отчетливо раскрывается при рассмотрении частных случаев.

Если волнение установившееся, когда ветер не менялся очень долго $\frac{\partial \zeta_0}{\partial \tau} = 0$, тогда интеграл находится в виде

$$\xi = 2 \operatorname{arc th} \zeta_0^{1/2} - 2\zeta_0^{1/2}. \quad (6.43)$$

Значит, при граничном условии $\xi = 0$, $\zeta_0 = 0$. Это соответствует наблюдениям в естественных условиях. Высота волн у самого подветренного берега равна нулю. Кривая $\zeta_0(\xi)$, выражаемая уравнением (6.43), сначала быстро возрастает, затем рост замедляется и совсем прекращается на достаточно большом расстоянии от подветренного берега. Это связано с изменением потока энергии по мере удаления от берега.

В случае неустановившегося волнения на очень большом расстоянии от подветренного берега (теоретически бесконечном) примем $\frac{\partial \zeta_0}{\partial \xi} = 0$, тогда при $\tau' = 0$, $\zeta_0 = 0$. Интеграл при этом граничном условии записывается в виде

$$\zeta_0 = 1 - \exp(-\tau') \quad (6.44)$$

и в этом случае кривая $\zeta_0(\tau')$ сначала быстро возрастает, затем ее рост замедляется и совсем прекращается при достаточно большой продолжительности ветра, т. е. высоты волн достигают своего предельного значения.

Используя выражения (6.43) и (6.44), можно построить такую линию $\xi(\tau')$ на координатной плоскости $\xi\tau'$, в точках которой высота волн однозначно определяется. Эта линия описывает закон продвижения «берегового эффекта» от подветренного берега в открытое море. Если разгон ограничен каким-то значением ξ_k , то позади точки ξ_k будет установившееся волнение, характеризующееся уравнением (6.43), впереди высоты волн будут расти по закону (6.44).

В заключение заметим, что при решении уравнения баланса энергии для монохроматических волн необходимо указывать обеспеченность полученных элементов волн. Тогда, пользуясь распределением Вейбулла (6.1), всегда можно получить всю статистику видимых волн. Уравнение (6.42) записано для элементов волн, 5 %-ной обеспеченности. При решении уравнения баланса энергии была использована единственная константа, полученная из данных наблюдений. Это связь предельной высоты волны со скоростью ветра.

6.4. Влияние стратификации атмосферы на развитие волн

Известно, что профиль ветра зависит от стратификации атмосферы. Если при нейтральной стратификации, профиль ветра описывается логарифмическим законом, то при наличии больших

температурных контрастов между поверхностью воды и воздухом, вследствие влияния сил плавучести, происходит отклонение профиля скорости ветра от логарифмического. При неустойчивой стратификации происходит усиление вертикального турбулентного обмена и, как следствие этого, уменьшение градиента скорости с высотой по сравнению с нейтральной стратификацией. Устойчивая стратификация вызывает противоположные эффекты.

Профильные изменения скорости ветра в открытом море при различной стратификации позволили Дикону, Шеппарду, Уэбу получить переходные коэффициенты от скорости ветра на высоте 10 м, а Флиглу, Дирдрофу и Бэдджлею от скорости ветра на 4,2 м к скорости ветра на различных горизонтах.

Таблица 6.1

Отношение скорости ветра на высоте 10 м к скорости ветра на различных горизонтах в зависимости от состояния атмосферы [63]

Состояние атмосферы	ΔT °C	Горизонт, м							
		1	2	4	6	8	10	20	30
Устойчивое Слабоустойчивое	< -0,5	1,62	1,43	1,22	1,10	1,04	1,0	0,89	0,81
	от -0,5 до -0,1	1,30	1,21	1,11	1,05	1,02	1,0	0,94	0,89
Равновесное и неустойчивое	≥ 0	1,21	1,13	1,08	1,04	1,01	1,0	0,95	0,93

В табл. 6.1 приведены аналогичные коэффициенты, полученные А. И. Соркиной по теоретической схеме М. Е. Берлянда с использованием данных наблюдений. При этом состояние атмосферы определялось по разности значений температуры вода—воздух (ΔT).

В соответствии с табл. 6.1 скорость ветра на уровне 2 м от поверхности моря при неустойчивой стратификации приблизительно на 30 % больше той скорости ветра, которая отмечается на той же высоте при устойчивом состоянии атмосферы при одинаковой скорости ветра на уровне 10 м над поверхностью моря.

Между тем для построения количественных зависимостей элементов волн от скорости ветра обычно используется скорость ветра на высоте 8—10 м над поверхностью моря и ниже этого уровня влияние стратификации не учитывается.

Вместе с тем моряками неоднократно отмечалось, что осенью волны выше и круче, чем летом при одной и той же скорости ветра. Первые количественные оценки влияния стратификации на размеры волн приведены Роллем, обобщившим большое количество материалов наблюдений.

Таблица 6.2

Изменения элементов ветровых волн в зависимости от ΔT [69]

Элементы волн	Состояние атмосферы										
	неустойчивое							устойчивое			
	10	8	6	5	4	3	2	1	-1	-3	-5
ΔT °C											
$h_B(\Delta T)$ по Титову	1,42	1,32	1,23	1,20	1,13	1,12	1,07	1,03	0,97	0,90	0,85
$h_B(\Delta T)$ по Роллю	—	—	1,22	1,20	1,16	1,13	1,07	1,03	0,98	—	—
$\lambda_B(\Delta T)$ по Титову	1,53	1,45	1,32	1,26	1,20	1,15	1,09	1,05	0,95	0,87	0,79
$\lambda_B(\Delta T)$ по Роллю	—	—	—	1,16	1,10	1,07	1,04	1,03	0,97	—	—

Аналогичные оценки были сделаны Л. Ф. Титовым [69], использовавшим данные наблюдений и закон распределения разгонов. В результате были получены следующие зависимости:

$$\frac{h_B(\Delta T)}{h_B} = \exp(0,035\Delta T), \quad (6.45)$$

$$\frac{\tau_B(\Delta T)}{\tau_B} = \exp(0,023\Delta T), \quad (6.46)$$

$$\frac{\lambda_B(\Delta T)}{\lambda_B} = \exp(0,046\Delta T), \quad (6.47)$$

где $h_B(\Delta T)$ — высота волн при той или иной разности температур ΔT ; h_B — высота волн при разности температур вода—воздух, равной 0; τ_B и λ_B — соответственно период и длина волн.

Отношения $h_B(\Delta T)/h_B$ и $\lambda_B(\Delta T)/\lambda_B$, вычисленные по формулам (6.45) и (6.47) для разных значений ΔT , приведены в табл. 6.2. Анализ этих отношений, которые вполне удовлетворительно согласуются с данными Ролля, указывает на необходимость введения поправки на состояние атмосферы в существующие формулы для расчета элементов ветровых волн, учитывающих влияние только основных волнообразующих факторов: скорости ветра U , продолжительности его действия t и разгона X . Так, например, высота волн при $\Delta T = 6$ °C примерно на 20 % больше, чем при равновесном состоянии, а длина волн соответственно на 30 %. Но предва- рительно необходимо выяснить, каким условиям состояния атмосферы отвечают корректируемые зависимости.

Известно, например, что формулы Титова [69] для равновесного состояния атмосферы ($\Delta T = 0$) могут быть записаны в виде

$$\frac{g\bar{h}_B}{U^2} = 0,0315 \left(\frac{gX}{U^2} \right)^{0,5}; \quad (6.48)$$

$$\frac{g\bar{\tau}_B}{U} = 2,26 \left(\frac{gX}{U^2} \right)^{0,33}. \quad (6.49)$$

Если теперь ввести в последние выражения поправку на состояние атмосферы в соответствии с (6.46) и (6.47) и выразить период волны τ_b через фазовую скорость волн в соответствии с соотношением классической теории волн

$$\tau_b = \frac{2\pi}{g} c_0,$$

а затем решить полученное выражение относительно X для полностью развитого волнения (при $c_0 = U$), то получается, что

$$X_{\text{пред}} = \frac{21,45U^2}{g} \exp(-0,07\Delta T). \quad (6.50)$$

В этой формуле $X_{\text{пред}}$ означает тот предельный разгон, в конце которого ветровые волны под действием ветра постоянной скорости достигают полного развития. Подстановка (6.50) в (6.48) и (6.49) приводит к тому, что

$$h_{\text{пред}} = 0,146U^2/g; \quad (6.51)$$

$$\tau_{\text{пред}} = 6,21U/g, \quad (6.52)$$

где $h_{\text{пред}}$ и $\tau_{\text{пред}}$ — соответственно предельная высота и период волн при полном развитии волнения.

Время роста (развития) волн определяется по формуле:

$$t = X/c_{\text{гр}}, \quad (6.53)$$

где $c_{\text{гр}}$ — групповая скорость волн.

Подставляя в формулу (6.53) значение $X_{\text{пред}}$ из формулы (6.50) и значения $c_{\text{гр}}$, получаем, что предельное время, необходимое для полного развития волн, определяется выражением:

$$t_{\text{пред}} = 16,08 \frac{U}{g} \exp(-0,07\Delta T). \quad (6.54)$$

В табл. 6.3 для примера приведены значения предельного разгона и предельного времени в зависимости от состояния атмосферы при скорости ветра 30 м/с, вычисленные по (6.50) и (6.54).

Таблица 6.3

ΔT °С	12	8	4	0	-4	-8	-12
$X_{\text{пред}}$ км	845	1115	1480	1950	2570	3530	4550
$t_{\text{пред}}$ ч	21,2	27,9	36,9	48,8	65,2	85,5	113,0

Из формул (6.51) — (6.54) следует, что предельные значения элементов волн не зависят от состояния атмосферы, но они будут появляться на разных разгонах и потребуются разное время для их развития при одной и той же скорости ветра в зависимости от состояния атмосферы. При неустойчивом состоянии атмосферы процесс развития ветровых волн ускоряется во времени и сокращается по разгону. При устойчивом состоянии — наоборот. Разница в пре-

дельных значениях разгона и времени, как это следует из табл. 6.3, весьма существенна.

Вероятно, неучетом состояния атмосферы в нижнем 10-метровом слое атмосферы можно в какой-то мере объяснить и существующие различия в приведенных на рис. 6.7 зависимостях, полученных без

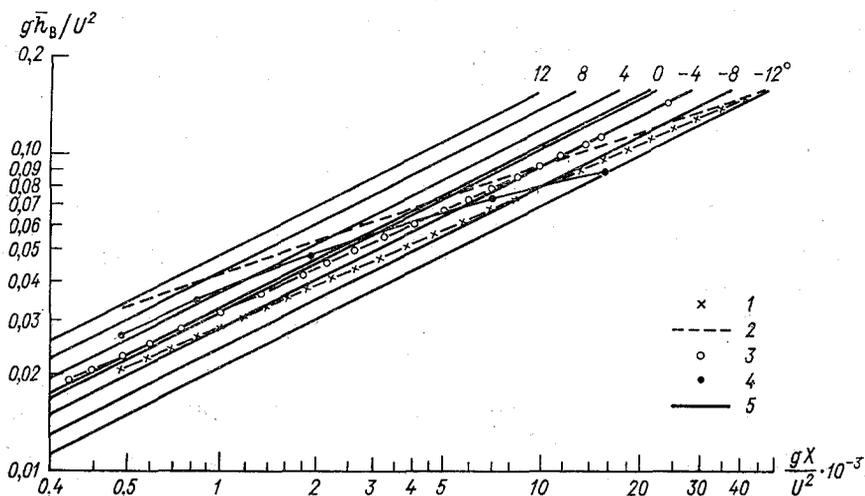


Рис. 6.7. Зависимость безразмерной высоты волны (gh_b/U^2) от безразмерного разгона (gX/U^2) для различных значений ΔT
 1 — [14]; 2 — [61]; 3 — [68]; 4 — [77]; 5 — разная стратификация атмосферы ΔT , вычисленная по формулам (6.48) и (6.50)

учета стратификации атмосферы. Эта разница наиболее существенна на начальных этапах развития. Этот же рисунок позволяет ответить на вопрос, для каких условий (состояния атмосферы) была получена та или иная формула, и указать на границы ее применимости.

7. Взаимодействие пограничных слоев атмосферы и океана

7.1. Динамическое взаимодействие пограничных слоев при постоянных по вертикали коэффициентах турбулентности

Под динамическими пограничными слоями в атмосфере и в океане принято понимать такие, в которых происходит изменение скорости потока в результате напряжения трения на границе раздела сред от практически геострофического значения до скорости поверхностного ветрового течения. Часто эти слои называют экмановскими, поскольку впервые Экман в 1905 г. опубликовал теоретическое обоснование характера изменения с глубиной дрейфового течения. Впоследствии его теория была применена для описания профиля ветра в нижнем слое атмосферы. Суть теории Экмана заключается в том, что профиль скорости стационарного потока зависит от изменения напряжения трения по вертикали и ускорения Кориолиса. Эта трактовка существенно отличается от использовавшейся для описания профиля ветра в приводном слое, когда считалось, что напряжение трения в его пределах практически не меняется. В экмановской постановке задачи ограничения существенно слабее, поэтому она применима для слоев большей толщины.

В классической постановке система уравнений, описывающая скорость стационарного потока в пределах горизонтально однородных пограничных слоев атмосферы или океана, является частным случаем общих уравнений движения (1.85), если в них ограничиться указанными выше членами и градиентом давления, используемым в качестве внешней силы на границе слоев. Эти уравнения одинаковы как для атмосферы, так и для океана

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \kappa_V \frac{\partial V}{\partial z} - fU &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}; \\ \frac{\partial}{\partial z} \kappa_V \frac{\partial U}{\partial z} + fV &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}. \end{aligned} \quad (7.1)$$

В горизонтально однородных пограничных слоях полагается давление неизменным по вертикали и вводится замена

$$V_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial x}; \quad U_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial y}. \quad (7.2)$$

Даже в такой упрощенной формулировке приведенная система уравнений не полная, так как интенсивность турбулентного перемешивания, охарактеризованная параметром κ_V , в свою очередь зависит

от профиля скорости и его нельзя считать неизменным. Для его определения используется уравнение баланса энергии турбулентности (1.95), имеющего в квазистационарном приближении вид:

$$\begin{aligned} \kappa_V \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] - \kappa_\rho \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_\varepsilon \frac{\partial \mathcal{E}_T}{\partial z} \right) = \\ = \varepsilon - c_\varepsilon \frac{\mathcal{E}_T^2}{\kappa_V}. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Первый член этого уравнения характеризует генерацию энергии турбулентности осредненным потоком, второй член обозначает поток энергии, обусловленный действием силы Архимеда, третий — диффузию энергии турбулентности. В правую часть выражения входит диссипация турбулентности.

В первом решении системы уравнений (7.2) и (7.3) было сделано предположение, что в пределах каждого из пограничных слоев κ_V постоянен по вертикали, что диссипация энергии турбулентности составляет ε долю генерируемой осредненным потоком, а диффузия энергии турбулентности за пределы пограничных слоев не происходит. Градиент плотности также полагался постоянным. Хотя при сделанных ограничениях модель не вполне отражает реальный процесс, тем не менее она интересна не только в историческом плане, но и в том, что ее решение может быть представлено в аналитическом виде и с качественной стороны правильно описывает динамическое взаимодействие пограничных слоев.

Наиболее существенное ограничение этой модели состояло в задании постоянной доли диссипируемой энергии и в постоянстве градиента плотности. Это ограничивало решение случаем устойчивой стратификации с очень сильной зависимостью от нее значений ε . Поэтому в дальнейшем эти предположения были заменены на более реальные [40].

В интегральной модели полагалось линейное изменение силы Архимеда G_A с расстоянием от поверхности океана

$$G_A = G_0 \left(1 - a \frac{z}{H} \right). \quad (7.4)$$

Если считать параметр $a = 1$, то это означает, что на внешней границе пограничного слоя сила Архимеда становится равной нулю. При $a = 0$ сила Архимеда не меняется по вертикали.

В учебниках «Физика океана» и «Динамическая метеорология» было показано, что $\kappa_V = l \sqrt{\mathcal{E}_T}$. Для интегрального в пограничном слое коэффициента турбулентного обмена $\bar{\kappa}$ предполагается, что масштаб турбулентности l пропорционален толщине пограничного слоя и используется соотношение

$$\bar{\kappa} = C_1 H \sqrt{\mathcal{E}_T}. \quad (7.5)$$

В таком случае диссипация энергии представляется выражением

$$\varepsilon = c_3 \partial_T \sqrt{\partial_T / C_1 H} = C_2 \partial_T \sqrt{\partial_T / H} = C_2 \bar{\kappa}^3 / C_1^3 H^4, \quad (7.6)$$

а уравнение баланса турбулентной энергии, проинтегрированное по вертикали в пределах пограничного слоя имеет вид

$$\bar{\kappa} \int_0^H \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] dz + G_0 H \left(1 - \frac{a}{2} \right) = \frac{C_2 \bar{\kappa}^3}{C_1^3 H^3}. \quad (7.7)$$

Входящие в это уравнение градиенты скоростей находятся из уравнений движения (7.1).

В случае равенства скорости ветра на поверхности океана скорости поверхностного дрейфового течения ($U = u_0$; $V = v_0$ при $z = 0$), а за пределами пограничных слоев геострофическим скоростям ($U = U_g$; $V = V_g$ при $z \rightarrow \infty$), решение уравнений (7.1) имеет вид:

$$U = \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \left[(u_0 - U_g) \cos \frac{z}{h} + (v_0 - V_g) \sin \frac{z}{h} \right] + U_g; \quad (7.8)$$

$$V = \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \left[(v_0 - V_g) \cos \frac{z}{h} - (u_0 - U_g) \sin \frac{z}{h} \right] + V_g.$$

Параметр h , имеющий размерность длины, часто называется характерным масштабом толщины экмановского слоя.

$$h = \sqrt{2\bar{\kappa}/f}. \quad (7.9)$$

Однако в океанологии за нижнюю границу пограничного слоя чаще принимается глубина слоя трения $H_2 = \pi h_2$.

В метеорологии за верхнюю границу пограничного слоя атмосферы чаще принимается уровень, на котором производная модуля скорости ветра первый раз обращается в нуль

$$\frac{d}{dz} \sqrt{U^2 + V^2} \Big|_{z=H_1} = 0. \quad (7.10)$$

Подстановка в это условие полученных скоростей ветра (7.8) и пренебрежение значениями u_0 и v_0 , которые на два порядка меньше U_g и V_g , приводит к выражению

$$\frac{2}{h_1} \exp\left(-\frac{H_1}{h_1}\right) (U_g + V_g) \left[\cos \frac{H_1}{h_1} + \sin \frac{H_1}{h_1} - \exp \frac{H_1}{h_1} \right] = 0. \quad (7.11)$$

Оно равно нулю либо при штиле, когда понятие динамического пограничного слоя теряет смысл, либо при равенстве нулю содержимого квадратной скобки. В этом случае имеющим физический смысл решением будет $H_1 = 2,3 h_1$.

В данном случае в целях общности условий выбора верхней границы пограничных слоев будет использоваться условие

$$H_1 = \pi h_1 \quad (7.12)$$

Определение градиентов скоростей из формул (7.8) и подстановка их в уравнение (7.7) приводит к выражению

$$\frac{\bar{\kappa}}{2h} (\alpha^2 + \beta^2) \left[1 - \exp\left(-\frac{2H}{h}\right) \right] + G_0 H \left(1 - \frac{a}{2}\right) = \frac{C_2 \bar{\kappa}^3}{C_1^3 H^3}, \quad (7.13)$$

в котором ради краткости записи введены обозначения:

$$\alpha = u_0 + v_0 - U_g - V_g; \quad \beta = v_0 - u_0 + U_g - V_g.$$

Если использовать выражение (7.13) для оценки характеристик пограничного слоя атмосферы, то можно полагать $\alpha_1 = -U_g - V_g$, $\beta_1 \approx U_g - V_g$. Кроме того, можно пренебречь членом $\exp(-2H/h)$, малым по сравнению с 1. Замена H_1 по формуле (7.12) и использование зависимости h_1 от коэффициента турбулентного обмена позволяет получить выражение для среднего в пограничном слое атмосферного значения

$$\bar{\kappa}_1 = C_3 \frac{U_g^2 + V_g^2}{\omega_z} \left[1 + \frac{G_{01} (1 - a_1/2) \pi}{\omega_z (U_g^2 + V_g^2)} \right], \quad (7.14)$$

где $C_3 = C_1^3 \pi^3 / C_2$.

Характерный масштаб экмановского пограничного слоя в атмосфере, как выше было отмечено, пропорционален $\sqrt{\bar{\kappa}_1}$ и поэтому он будет иметь вид:

$$h_1 = \frac{\sqrt{C_3}}{\omega_z \sqrt{\omega_z}} \sqrt{(U_g^2 + V_g^2) \left[1 + \frac{G_{01} (1 - a_1/2) \pi}{\omega_z (U_g^2 + V_g^2)} \right]}. \quad (7.15)$$

Теперь по формулам (7.8) легко может быть вычислена скорость ветра, если не принимать во внимание скорость поверхностного течения.

Наконец, на основании формулы (7.5) находится выражение для определения средней энергии турбулентности в пограничном слое атмосферы

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= \frac{\bar{\kappa}_1^2}{C_1^2 \pi^2 h_1^2} = \frac{\bar{\kappa}_1 \omega_z}{C_1^2 \pi^2} = \frac{C_1 \pi}{C_2} (U_g^2 + V_g^2) \times \\ &\times \left[1 + \frac{G_{01} (1 - a/2) \pi}{\omega_z (U_g^2 + V_g^2)} \right]. \end{aligned} \quad (7.16)$$

В перечисленные выражения (7.14), (7.15) и (7.16) входят безразмерные параметры C_1 , C_2 , C_3 , для оценки которых рекомендуется воспользоваться результатами измерений метеорологиче-

ских элементов в пограничном слое атмосферы и перечисленными формулами [40]. Характерные значения этих параметров для умеренных широт будут: $C_1 \sim 10^{-2}$, $C_2 \sim 30$, $C_3 \sim 10^{-6}$.

Итак, все динамические характеристики пограничного слоя атмосферы выражены через скорость геострофического ветра и архимедову силу.

В принципе аналогичным способом получают выражения для определения динамических характеристик пограничного слоя океана. В соответствии с формулировкой модели он образуется только за счет напряжения трения в экмановском дрейфовом течении и архимедовых сил. Но в отличие от атмосферного пограничного слоя здесь нельзя пренебрегать скоростями поверхностного дрейфового течения u_0 и v_0 , которые нужно считать неизвестными и определять их можно из уравнений баланса потока количества движения на поверхности океана ($z = 0$)

$$\begin{aligned} \bar{\kappa}_1 \rho_1 \frac{\partial U}{\partial z} + \bar{\kappa}_2 \rho_2 \frac{\partial u}{\partial z} &= 0; \\ \bar{\kappa}_1 \rho_1 \frac{\partial V}{\partial z} + \bar{\kappa}_2 \rho_2 \frac{\partial v}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (7.17)$$

Использование для определения градиентов скоростей при $z = 0$ формул (7.8) позволяет получить из уравнения (7.17) u_0 и v_0 :

$$\begin{aligned} u_0 &= u_g + \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{\bar{\kappa}_1}{\bar{\kappa}_2}} \cdot U_g; \\ v_0 &= v_g + \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{\bar{\kappa}_1}{\bar{\kappa}_2}} \cdot V_g. \end{aligned} \quad (7.18)$$

Подстановка выражений скоростей поверхностного дрейфового течения в уравнение (7.13), которое справедливо и для пограничного слоя океана при использовании соответствующих параметров, а также пренебрежение экспонентой, малой по сравнению с единицей дает

$$\frac{\rho_1^2 \bar{\kappa}_1}{\rho_2^2 h_2} (U_g^2 + V_g^2) + G_{02} H_2 (1 - a_2/2) = \frac{C_2 \bar{\kappa}_2^3}{C_1^3 H_2^3}. \quad (7.19)$$

Использование соотношения (7.12) для определения толщины пограничного слоя океана и $h_2 = \sqrt{\frac{\bar{\kappa}_2}{\omega_z}}$ для определения характерного масштаба позволяет свести все неизвестные выражения (7.19) к одному $\bar{\kappa}_2$

$$\bar{\kappa}_2^2 - B_0 \bar{\kappa}_2 - A_0 = 0, \quad (7.20)$$

где

$$A_0 = \frac{C_{01}^3 \pi^3 \rho_1^2 \bar{\kappa}_1}{C_{02} \omega_2 \rho_2^2} (U_g^2 + V_g^2);$$

$$B_0 = \frac{C_{01}^3 \pi^4}{C_{02} \omega_2^2} G_{02} (1 - a_2/2).$$

Решение полученного уравнения позволяет выразить $\bar{\kappa}_2$ через известные характеристики атмосферного пограничного слоя и архимедову силу в поверхностном слое океана G_{02}

$$\bar{\kappa}_2 = \frac{B_0}{\sqrt{2}} + \sqrt{\frac{B_0^2}{4} + A_0}. \quad (7.21)$$

Знак минус перед корнем опущен, так как его учет может приводить к отрицательным κ_2 , что в данной модели лишено физического смысла.

Знание коэффициента турбулентного обмена $\bar{\kappa}_2$ дает возможность определить скорости поверхностного течения u_0 и v_0 по формулам (7.18), характерный масштаб экмановского пограничного слоя h_2 по формуле (7.9), профиль скорости течения по формулам (7.8), осредненную в пограничном слое океана энергию турбулентности на основании соотношений типа (7.5) и (7.12). Следует при этом иметь в виду, что постоянные C_{01} , C_{02} и C_{03} для пограничного слоя океана могут быть другими, чем для атмосферы. Оценить их порядки можно таким же образом, как и в метеорологии [40].

Приравняв выражения для коэффициентов турбулентного обмена пограничного слоя океана при нейтральной стратификации по формулам (7.9) и (7.21), получим

$$h_2^2 \omega_2 = \sqrt{A_0} = \frac{\sqrt{C_{03} \rho_1}}{\rho_2} \sqrt{\frac{\bar{\kappa}_1}{\omega_2} (U_g^2 + V_g^2)}. \quad (7.22)$$

Отсюда следует

$$C_{03} = \frac{h_2^4 \omega_2^3 \rho_2^2}{\rho_1^2 \bar{\kappa}_1 (U_g^2 + V_g^2)} \sim 4 \cdot 10^{-6}.$$

Аналогично, приравнивание выражений для $\bar{\kappa}_2$ из формул типа (7.5) и (7.12), в котором h_2 определено формулой (7.9), дает

$$C_{01} H_2 \sqrt{\bar{\mathcal{E}}_2} = H_2^2 \omega_2 / \pi^2. \quad (7.23)$$

Отсюда получается

$$C_{01} = H_2 \omega_2 / \pi^2 \sqrt{\bar{\mathcal{E}}_2}.$$

При характерном значении $\bar{\mathcal{E}}_2 \sim 1 \text{ см}^2/\text{с}^2$ получается $C_{01} \sim 2,5 \cdot 10^{-2}$. Наконец, при использовании полученных значений C_{01} и C_{03} оказывается, что $C_{02} \sim 4,85 \cdot 10$.

Коэффициенты турбулентного обмена в обеих средах зависят от квадрата геострофической скорости ветра и возрастают к низким широтам из-за уменьшения ω_z . В таком же направлении происходит изменение толщины пограничных слоев под действием динамических факторов и стратификации, только зависимость от скорости ветра не квадратичная, а линейная.

Профили ветра и течения описываются спиралями Экмана, причем скорость поверхностного чисто дрейфового течения совпадает по направлению с геострофическим ветром. Их соотношение, т. е.

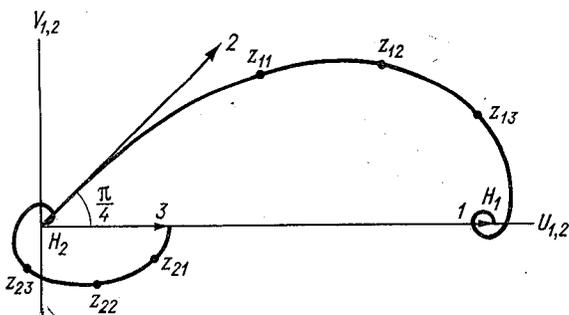


Рис. 7.1. Схема изменения скоростей ветра и дрейфового течения в пограничных слоях атмосферы и океана

Масштаб их соотношения не соблюден; 1 — геострофический ветер; 2 — ветер в приводном слое; 3 — поверхностное дрейфовое течение; z_{1i} — высота в пограничном слое атмосферы; z_{2i} — глубина в пограничном слое океана

ветровой коэффициент зависит от стратификации. При нейтральной стратификации он равен

$$\sqrt{\frac{u_0^2 + v_0^2}{U_g^2 + V_g^2}} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{\kappa_1}{\kappa_2}} = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \sqrt{\frac{C_3}{C_{03}}} = 2,6 \cdot 10^{-2},$$

т. е. согласуется по порядку с его значением, полученным по наблюдениям.

Совпадение направлений поверхностного дрейфового течения с геострофическим ветром объясняется тем, что приземный ветер в спирали Экмана отклоняется влево от геострофического на угол $\pi/4$, а поверхностное течение отклоняется от приземного ветра вправо на такой же угол (рис. 7.1).

7.2. Влияние силы Архимеда на пограничные слои

В уравнение баланса энергии турбулентности пограничных слоев атмосферы и океана (7.7) входит сила Архимеда G_A , принятая в рассмотренной модели меняющейся линейно с расстоянием от границы

раздела сред. Чтобы проследить ее влияние на характеристики пограничных слоев, целесообразно G_0 представить через потоки тепла, водяного пара и солей.

В учебнике «Физика океана» было показано, что силу Архимеда G_{02} в пограничном слое океана можно выразить через турбулентные потоки тепла Φ_T и солей Φ_S с помощью линеаризованного уравнения состояния морской воды

$$\rho_2 = \rho_0 - \varepsilon_T (T_2 - \bar{T}_2) + \varepsilon_S (S - \bar{S}). \quad (7.24)$$

В этом случае пульсации плотности воды определяются пульсациями температуры и солености $\rho'_2 = \varepsilon_S S' - \varepsilon_T T'_2$, а сама сила Архимеда выражается в виде

$$\begin{aligned} G_{02} &= -\frac{g}{\rho_2} \overline{\rho_2 w} = -\kappa_\rho \frac{g}{\rho_2} \frac{\partial \rho_2}{\partial z} = -\frac{g \varepsilon_S}{\rho_2} \overline{S' w'} + \frac{g \varepsilon_T}{\rho_2} \overline{T_2' w'} = \\ &= -\frac{g}{\rho_2^2} \left[\varepsilon_S \Phi_S - \frac{\varepsilon_T}{c_2} \Phi_T \right]. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Поскольку обычно полагается, что ось z направлена от поверхности океана вглубь, а вертикальная скорость считается положительной при ее направлении вверх, то перед ней нужно знак изменить на обратный, что и имеет место в формуле (7.25).

Аналогично посредством логарифмирования и последующего дифференцирования уравнения состояния влажного воздуха (1.7) получается

$$\frac{d\rho_1}{\rho_1} = -\frac{iT_1}{T_1} - \frac{\delta dq}{1 + \delta q},$$

где $\delta = R_n/R - 1$.

Отождествление дифференциалов субстанций с пульсациями последних позволяет выразить ρ'_1 через T'_1 и q

$$\rho'_1/\rho_1 = -T'_1/T_1 - \delta q. \quad (7.26)$$

В знаменателе опущено δq из-за того, что $\delta q \ll 1$.

Замена пульсаций плотности в выражении силы Архимеда дает

$$\begin{aligned} G_{01} &= \frac{g}{\rho_1} \overline{\rho_1' w'} = -\kappa_\rho \frac{g}{\rho_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial z} = -\frac{g}{T_1} \overline{T_1' w'} - g \overline{\delta q' w'} = \\ &= -\frac{g}{\rho_1} \left[\delta \Phi_n + \frac{\Phi_a}{c_1 T_1} \right]. \end{aligned} \quad (7.27)$$

В полученных выражениях G_{01} и G_{02} — потоки тепла, пара и солей считаются положительными в том случае, если они направлены к поверхности океана из соответствующих сред. Это случай устойчивой стратификации, приводящей к отрицательным значениям G_{01} и G_{02} .

Неустойчивой стратификации атмосферы и океана соответствуют положительные значения G_{01} и G_{02} , имеющие место при отрицатель-

ном содержании квадратной скобки формул (7.25) и (7.27), т. е. суммарном потоке влаги и тепла от поверхности океана в атмосферу, а также суммарном потоке солей и тепла от поверхности в глубь океана.

В первом случае сила Архимеда уменьшает интенсивность турбулентного перемешивания как в атмосфере, так и в океане, что видно по формулам (7.14) и (7.21). При неустойчивой стратификации — картина обратная.

Входящие в формулы (7.25) и (7.27) значения потоков тепла, пара и солей предполагались известными. Но, в принципе, они могут быть выражены через внешние параметры. Если считать характер изменения упомянутых потоков по вертикали таким же, как и силы Архимеда, т. е.

$$\frac{\Phi}{\rho} = \frac{\Phi_0}{\rho_0} \left(1 - a \frac{z}{H}\right), \quad (7.28)$$

то из общего выражения потока через градиент субстанции и постоянный коэффициент турбулентности

$$\Phi(z) = c_P \rho \bar{\kappa} \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

при интегрировании по всей толщине пограничного слоя следует

$$\bar{\kappa} c_P \int_0^H \frac{\partial \theta}{\partial z} dz = \frac{\Phi_0}{\rho_0} \int_0^H \left(1 - a \frac{z}{H}\right) dz.$$

Отсюда получается выражение потока субстанции на поверхности океана в виде

$$\Phi_0 = \frac{\bar{\kappa} c_P \rho_0}{H(1 - a/2)} (\theta_n - \theta_0). \quad (7.29)$$

Замена турбулентных потоков тепла, пара, солей в уравнении теплового баланса поверхности океана выражениями типа (7.29) дает

$$B + \frac{\bar{\kappa}_1 c_1 \rho_1 (\theta_{H1} - \theta_{01})}{H_1 (1 - a_1/2) \text{Pr}_1} + \frac{\mathcal{L} \bar{\kappa}_1 \rho_1 (q_H - q_0)}{H_1 (1 - a_1/2) \text{Sc}_1} + \frac{\kappa_2 \rho_2 c_2 (\theta_{H2} - \theta_{02})}{H_2 (1 - a_2/2) \text{Pr}_2} = 0. \quad (7.30)$$

Удельную влажность у поверхности океана q_0 можно выразить через насыщающую влажность на границе пограничного слоя q_m и перепад температур с помощью соотношения Магнуса, разложив в нем экспоненту в ряд и ограничившись двумя первыми его членами

$$q_0 \approx q_m [1 + a(\theta_{01} - \theta_{H1})]. \quad (7.31)$$

Подстановка этой формулы в уравнение теплового баланса (7.30),

деление всех членов на множитель при последнем слагаемом, учет связей между толщиной пограничного слоя и коэффициентом турбулентности в нем согласно формул (7.9) и (7.12), а также принятие условия равенства температур воздуха и воды на поверхности океана приводит выражение (7.30) к виду

$$\theta_{H_1} - \theta_{01} = \frac{\theta_{H_1} - \theta_{H_2} + \delta_3 (q_m - q_H) - \delta_1 B}{1 + \delta_2 + \delta_3 q_m a}, \quad (7.32)$$

где ради краткости записи введены обозначения:

$$\delta_1 = \frac{(1 - a_2/2) \pi Pr_2}{c_2 \rho_2 \sqrt{\kappa_2 \omega_2}}; \quad \delta_2 = \frac{c_1 \rho_1 \sqrt{\kappa_1} (2 - a_2) Pr_2}{c_2 \rho_2 \sqrt{\kappa_2} (2 - a_1) Pr_1};$$

$$\delta_3 = \frac{\mathcal{L} \rho_1 \sqrt{\kappa_1} (2 - a_2) Pr_2}{c_2 \rho_2 \sqrt{\kappa_2} (2 - a_1) Sc_1}.$$

Поток солей в пограничном слое океана может быть вычислен на основании формул (1.104) и (7.29) по внешним параметрам, если известна соленость поверхностных вод S_0 и осадки O

$$\Phi_S = S_0 \left[O + \frac{\kappa_1 \rho_1 (q_H - q_0)}{H_1 (1 - a_1/2)} \right]. \quad (7.33)$$

Формула (7.32) позволяет определять температуру поверхности океана по внешним параметрам и интенсивности турбулентного перемешивания в пограничных слоях. С ее помощью по формуле (7.31) находится удельная влажность у поверхности океана. При известной интенсивности турбулентного перемешивания в пограничных слоях и значений элементов на их внешних границах этих данных достаточно для вычисления турбулентных потоков тепла и водяного пара.

Из формул (7.29), (7.31) и (7.32) видно, что потоки тепла и пара пропорциональны разности потенциальных температур на границах пограничных слоев и относительной влажности на высоте H_1 . Положительный радиационный баланс способствует повышению температуры поверхности океана, а отрицательный — понижению. Причем вклад радиации будет тем больше, чем меньше интенсивность турбулентного перемешивания в пограничном слое океана. Положительный радиационный баланс уменьшает устойчивость или увеличивает неустойчивость тем сильнее, чем меньше κ_2 . В свою очередь это приводит к уменьшению отрицательного значения G_{01} или увеличению положительного. Из формул (7.14) и (7.21) видно, что такой характер изменения силы Архимеда приводит к росту интенсивности турбулентного перемешивания в пограничных слоях атмосферы и океана, даже при нейтральной стратификации последнего. В результате вклад радиации в формирование температуры поверхности океана уменьшается. Такова качественная цепочка взаимодействия динамических и архимедовых сил.

Аналогичная взаимосвязь имеется и в пограничном слое океана. Действительно, приток радиации повышает температуру поверхности океана и удельную влажность q_0 около него тем больше, чем меньше κ_2 . Это видно из двух последних формул. В результате возрастает отток тепла от поверхности океана вглубь и увеличивается испарение, а следовательно и поток солей Φ_S вглубь. Такое изменение потоков тепла и солей увеличивает G_{02} , а следовательно, приводит к росту коэффициента турбулентности κ_2 и уменьшению вклада радиации в изменение температуры поверхности океана.

Вследствие сильной схематизации строения пограничных слоев атмосферы и океана приведенные формулы для определения потоков тепла, пара и солей дают грубые оценки последних, а изложенные закономерности влияния динамических и архимедовых сил лишь качественно характеризуют их роль.

7.3. Влияние бароклинности на пограничные слои

В природных условиях горизонтальный градиент давления в пределах пограничных слоев атмосферы и океана часто не остается постоянным из-за бароклиных эффектов. В атмосфере над сушей они чаще всего обусловлены горизонтальной неоднородностью в распределении температуры, приводящей к возникновению термического ветра. Над океаном вследствие высокого содержания влаги в воздухе роль последней имеет не меньшее значение в изменении плотности, а следовательно, и давления. Не меньшую роль в изменении горизонтального градиента давления в пограничном слое океана играют пространственные изменения температуры и солености воды.

Вклад бароклинности в геострофический поток воздуха и воды оценивается по формулам (7.2), если в них учесть изменение давления в зависимости от температуры и количества примесей. В частности, в атмосфере принято выделять термический ветер. Для этого плотность воздуха заменяется из уравнения состояния $P = \rho_1 RT_B$, в результате чего составляющие скорости геострофического ветра выражаются соотношениями

$$\frac{U_g}{T_B} = -\frac{R}{f} \frac{\partial \ln P}{\partial y}; \quad \frac{V_g}{T_B} = \frac{R}{f} \frac{\partial \ln P}{\partial x}. \quad (7.34)$$

Давление из полученных формул исключается с помощью уравнения статики, записанного в форме

$$\frac{\partial \ln P}{\partial z} = -\frac{g}{RT_B}. \quad (7.35)$$

Для этого выражения (7.34) дифференцируются по z , в правой

части меняется порядок дифференцирования и подставляется формула (7.35)

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{U_g}{T_B} \right) = \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{T_B} \right); \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V_g}{T_B} \right) = -\frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{T_B} \right). \quad (7.36)$$

Далее посредством интегрирования по высоте от уровня z_1 , на котором известны проекции геострофического ветра \bar{U}_g и \bar{V}_g , до уровня z находится бароклинная слагаемая ветра

$$U_g = \bar{U}_g \frac{T_B}{T_B(z_1)} - \frac{gT_B}{f} \int_{z_1}^z \frac{1}{T_B^2} \frac{\partial T_B}{\partial y} dz;$$

$$V_g = \bar{V}_g \frac{T_B}{T_B(z_1)} + \frac{gT_B}{f} \int_{z_1}^z \frac{1}{T_B^2} \frac{\partial T_B}{\partial x} dz. \quad (7.37)$$

В качестве уровня z_1 в данном случае удобно использовать поверхность океана и проекции геострофического ветра на оси координат определять по градиентам приземного атмосферного давления P_a . Но в принципе, можно принять z_1 равным верхней границе пограничного слоя и от него вести отсчет.

Бароклинная слагаемая геострофического течения также выделяется с помощью уравнения статики, записанного в интегральной форме

$$P = P_a + \bar{\rho}_2 g \zeta + g \int_0^z \rho_2 dz, \quad (7.38)$$

где ζ — денивеляция уровня океана.

Подстановка выраженного таким образом давления в формулы (7.2) дает:

$$v_g = \frac{1}{f\bar{\rho}_2} \left(\frac{\partial P_a}{\partial x} + \bar{\rho}_2 g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \frac{g}{f\bar{\rho}_2} \int_0^z \frac{\partial \rho_2}{\partial x} dz;$$

$$u_g = -\frac{1}{f\bar{\rho}_2} \left(\frac{\partial P_a}{\partial y} + \bar{\rho}_2 g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) - \frac{g}{f\bar{\rho}_2} \int_0^z \frac{\partial \rho_2}{\partial y} dz. \quad (7.39)$$

Итак, геострофический поток воздуха и воды можно представить в виде некоторого постоянного в пограничном слое слагаемого и меняющейся по вертикали части, зависящей от горизонтальных градиентов виртуальной температуры воздуха и плотности воды. Для оценки влияния бароклинных слагаемых на характеристики пограничных слоев атмосферы и океана достаточно скорость аппроксимировать линейной функцией

$$U_g = \bar{U}_g + nz; \quad V_g = \bar{V}_g + mz. \quad (7.40)$$

Подстановка этих соотношений в уравнения (7.1) и решение их дает выражения скоростей движения воздуха и воды в соответствующих пограничных слоях:

$$U = \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \left[(u_0 - \bar{U}_g) \cos \frac{z}{h} + (v_0 - \bar{V}_g) \sin \frac{z}{h} \right] + \bar{U}_g + mz;$$

$$V = \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \left[(v_0 - \bar{V}_g) \cos \frac{z}{h} - (u_0 - \bar{U}_g) \sin \frac{z}{h} \right] + \bar{V}_g + nz.$$

(7.41)

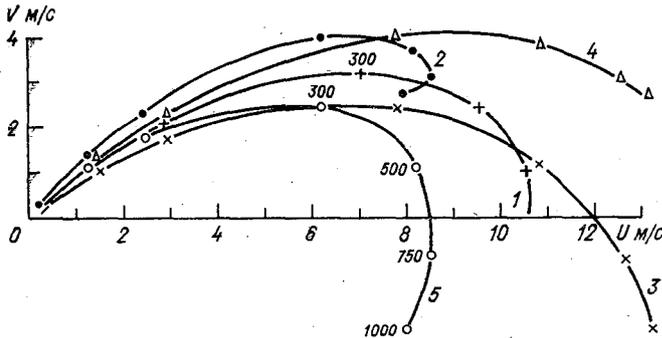


Рис. 7.2. Влияние горизонтального градиента температуры на годограф ветра в пограничном слое атмосферы [17]

$$1 - \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad 2 - \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 10^{-2} \text{ К/км}; \quad 3 - \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = -10^{-2} \text{ К/км};$$

$$4 - \frac{\partial T}{\partial x} = 10^{-2} \text{ К/км}, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = -10^{-2} \text{ К/км}; \quad 5 - \frac{\partial T}{\partial x} = -10^{-2} \text{ К/км},$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 10^{-2} \text{ К/км}.$$

Отличие полученного вертикального распределения скоростей от приведенного ранее (7.8) состоит лишь в наличии дополнительных слагаемых, т. е. результирующая скорость рассматривается как сумма чисто экмановского решения и бароклинного слагаемого. Исследования вклада последнего широко проводились в метеорологии, когда в качестве бароклинной добавки использовался термический ветер. При вычислении профиля ветра в пограничном слое по формулам (7.41) скоростью поверхностного течения, как и ранее, можно пренебречь. При этом влияние термического ветра на общий профиль ветра такое же, как и над сушей (рис. 7.2). Видно, что при характерных значениях градиента температуры искажение экмановского профиля ветра оказывается довольно существенным. Таков же характер зависимости профиля скорости течения от градиента плотности в пограничном слое океана. Это, в частности, является одной из причин того, что в естественных

условиях экмановские профили в неискаженном виде наблюдаются очень редко.

Искажение профилей скорости ветра и течения несомненно повлияет и на остальные характеристики пограничных слоев. Поскольку одним из факторов, генерирующих энергию турбулентности, является сдвиг скоростей, то определение их вертикальных градиентов и подстановка в уравнение баланса энергии турбулентности (7.7) приводит к выражению

$$\frac{\bar{\kappa}}{2h} (\alpha^2 + \beta^2) + \bar{\kappa}H \left\{ (m^2 + n^2) + \frac{2}{Hh} \int_0^H \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \left[(m\beta - n\alpha) \cos \frac{z}{h} - (m\alpha - n\beta) \sin \frac{z}{h} \right] dz \right\} + G_0 H \left(1 - \frac{a}{2}\right) = \frac{C_2 \bar{\kappa}^3}{C_1^3 H^3}. \quad (7.42)$$

Оно отличается от ранее полученного выражения (7.13) дополнительным слагаемым в фигурных скобках, причем, интегралы являются постоянными величинами. Действительно, выражение (7.42) преобразуется к следующему:

$$\frac{\bar{\kappa}}{2h} (\alpha^2 + \beta^2) + \bar{\kappa}H \left\{ (m^2 + n^2) + \frac{2}{H} [(m\beta - n\alpha) I_c - (m\alpha + n\beta) I_s] \right\} + G_0 H \left(1 - \frac{a}{2}\right) = \frac{C_2 \bar{\kappa}^3}{C_1^3 H^3},$$

где

$$I_c = \int_0^\pi \exp(-\xi) \cos \xi d\xi = \frac{1}{2} (1 + e^{-\pi}); \quad I_s = \int_0^\pi \exp(-\xi) \sin \xi d\xi = \frac{1}{2} (1 - e^{-\pi}).$$

Подстановка сюда вместо H и h их значений из соотношений (7.9) и (7.12) приводит к одному уравнению относительно $\bar{\kappa}$

$$\left[\frac{1}{C_3} - \frac{\pi(m^2 + n^2)}{\omega_z^2} \right] \bar{\kappa} - \frac{2}{\omega_z \sqrt{\bar{\kappa}}} [(m\beta - n\alpha) I_c - (m\alpha + n\beta) I_s] \sqrt{\bar{\kappa}} = \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\omega_z} + \frac{\pi G_0}{\omega_z^2} \left(1 - \frac{a}{2}\right). \quad (7.43)$$

При нахождении среднего в пограничном слое атмосферы коэффициента турбулентности $\bar{\kappa}_1$ следует в выражениях для α и β учитывать только геострофический ветер и остальные параметры взять по атмосферному слою, т. е. с индексами 1. Тогда

$$\sqrt{\bar{\kappa}_1} = \frac{a_1}{2} + \sqrt{\frac{a_1^2}{4} + b_1}, \quad (7.44)$$

где

$$a_1 = \frac{2C_3 [(m_1 \beta_1 - n_1 \alpha_1) I_c - (m_1 \alpha_1 + n_1 \beta_1) I_s]}{\omega_z \sqrt{\omega_z} \left[1 - \frac{\pi C_3}{\omega_z^2} (m_1^2 + n_1^2) \right]};$$

$$b_1 = \frac{C_3}{2\omega_z^2} \frac{\omega_z (\alpha_1^2 + \beta_1^2) + 2\pi G_{01} (1 - a_1/2)}{\left[1 - \frac{\pi C_3}{\omega_z^2} (m_1^2 + n_1^2) \right]}.$$

Когда $m_1 = n_1 = 0$, формула (7.44) для определения коэффициента турбулентности переходит в формулу (7.14).

При характерных значениях горизонтальных градиентов температуры или плотности среды и нейтральной стратификации параметр a_1 не превосходит десятых долей от b_1 . Это свидетельствует о сравнительно малом вкладе бароклинности в осредненную по слою интенсивность турбулентного перемешивания, но при устойчивой стратификации относительная доля этого вклада возрастает.

Скорость и направление поверхностного течения также изменяется при наличии горизонтальных градиентов виртуальной температуры и плотности воды. Учет их производится определением градиентов скоростей из формул (7.41) и подстановкой в уравнения (7.17), решение которых дает:

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= u_g + \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{\kappa_1}{\kappa_2}} \cdot U_g + \frac{m_2 + n_2}{2} \sqrt{\frac{\kappa_2}{\omega_z}} + \\ &\quad + \frac{\rho_1 \kappa_1 (m_1 + n_1)}{2\rho_2 \sqrt{\omega_z \kappa_2}}; \\ v_0 &= v_g + \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{\kappa_1}{\kappa_2}} \cdot V_g + \frac{n_2 - m_2}{2} \sqrt{\frac{\kappa_2}{\omega_z}} + \\ &\quad + \frac{\rho_1 \kappa_1 (n_1 - m_1)}{2\rho_2 \sqrt{\omega_z \kappa_2}}. \end{aligned} \right\} (7.45)$$

При выводе этих выражений полагалось, что геострофический ветер на два порядка больше дрейфового течения, которое не учитывалось, если входило в виде суммы или разности со скоростью ветра.

Сравнение выражений (7.45) и (7.18) позволяет определить влияние изменения горизонтального градиента плотности по вертикали на скорость и направление поверхностных течений. Из формул (7.45) видно, что угол между геострофическим ветром и дрейфовым поверхностным течением может отклоняться от $\pi/4$ как в меньшую, так и в большую сторону в зависимости от значений m и n . Геострофический ветровой коэффициент также зависит от профиля горизонтального градиента давления.

В выражениях для поверхностных скоростей (7.45) не определен еще коэффициент турбулентности в воде κ_2 . Для его нахождения следует воспользоваться уравнением баланса энергии турбулентности (7.43), записанным для пограничного слоя океана с соответствующими параметрами. Скорость поверхностного течения в выражениях для α и β представить формулами (7.45). При этом получается одно уравнение, содержащее в качестве неизвестной только κ_2 . Из-за громоздкости его решение здесь не приводится, хотя особых трудностей в его получении нет.

В отличие от коэффициента κ_1 , который практически не зависит от свойств океанического пограничного слоя, коэффициент турбулентности в океане κ_2 зависит не только от характеристик океанического пограничного слоя, но и атмосферного. Это обусловлено тем, что входящая в уравнение баланса энергии турбулентности скорость поверхностного течения является функцией атмосферных и океанических элементов. По сути такая картина является следствием более сильного динамического влияния атмосферы на океан, чем обратного воздействия.

7.4. Модель пограничного слоя атмосферы с переменным коэффициентом турбулентности

Постулированное постоянство коэффициента турбулентной вязкости в пределах пограничного слоя, где напряжение трения играет существенную роль, является довольно грубым приближением к отображению реальной картины структуры слоя. Поэтому в развитии экмановской теории неоднократно давались решения уравнений (7.1) с различными видами функций $\kappa(z)$. Профиль ветра или течения оказывается довольно чувствительным к виду этой функции. В свою очередь функция $\kappa(z)$ также чувствительна к изменениям профиля скорости потока. В связи с такой взаимосвязью этих двух элементов пограничных слоев априорное задание коэффициента турбулентности не является логически обоснованным, хотя многие закономерности структуры пограничных слоев были выявлены при использовании $\kappa(z)$, определенного по натурным данным. Обычно при этом считается, что уравнения (7.1) полностью описывают ветер или течение. Тогда после замены градиентов давления геострофическими скоростями (7.2), умножения первого уравнения на V , второго на U , вычитания из первого полученного выражения второго и последующего интегрирования результата по z в пределах от 0 до z получается формула для нахождения $\kappa(z)$ по измеренным скоростям потока

$$\kappa(z) = \frac{\int_0^z (U^2 + V^2 - UU_g - VV_g) dz}{U \frac{\partial V}{\partial z} - V \frac{\partial U}{\partial z}}. \quad (7.46)$$

Из рис. 7.3 видно, что даже при безразличной стратификации $\kappa(z)$ меняется весьма существенно.

Столь же сильно, но обычно с максимумом у поверхности из-за наибольшей скорости течения здесь, меняется коэффициент турбулентности в пограничном слое океана.

Чтобы проанализировать структуру пограничных слоев атмосферы и океана при переменных $\kappa(z)$, аналитическое выражение которых оказываются весьма сложными, целесообразно рассмотреть слои раздельно. В предыдущих параграфах было показано, что динамика пограничного слоя атмосферы практически не зависит от скорости поверхностного течения. Поэтому при известных потоках тепла и пара основные закономерности строения пограничного слоя атмосферы не будут зависеть от движения самой подстилающей поверхности.

В метеорологии при описании пограничного слоя атмосферы используются уравнения (7.1) — (7.3), содержащие при известной плотностной стратификации четыре внутренних искомого элемента U , V , κ_V , \mathcal{E}_T . Между двумя последними, как уже отмечалось, существует соотношение

$$\kappa_V = l \sqrt{\mathcal{E}_T}. \quad (7.47)$$

Для интегрального коэффициента турбулентности масштаб l принимался пропорциональным толщине пограничного слоя (7.5), но в данном случае такого предположения делать нельзя из-за изменения l с высотой. Обычно для определения l используется выражение, обобщающее формулу Кармана для двумерного стратифицированного потока [17]

$$l = -\kappa_1 \psi \left/ \frac{\partial \psi}{\partial z} \right., \quad (7.48)$$

где

$$\psi = \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{\rho_1 \text{Pr}} \frac{\partial \rho_1}{\partial z}; \quad \kappa_1 \approx 0,37.$$

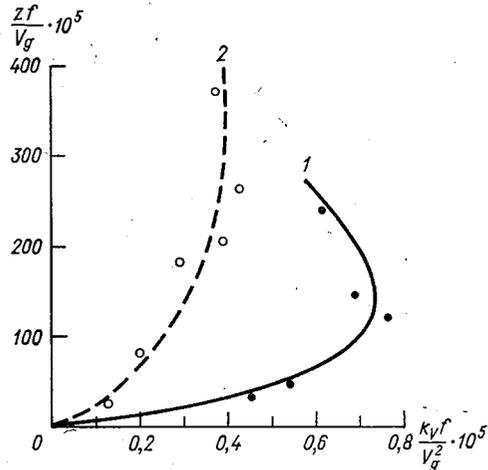


Рис. 7.3. Характер изменения безразмерного профиля коэффициента турбулентности в зависимости от стратификации при $V_g = 12$ м/с, $z_0 = 0,07$ см [53]
1 — нейтральная стратификация; 2 — устойчивая стратификация.

Система уравнений (7.1) — (7.3), (7.47) и (7.48) полностью описывает все динамические характеристики пограничного слоя атмосферы.

В связи с тем, что в уравнении баланса энергии турбулентности (7.3) содержится вторая производная от энергии, то для определения \mathcal{E}_T требуется два крайних условия, в качестве которых используются

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_T &\rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty; \\ \mathcal{E}_T &\rightarrow C_3^{-1/2} |v_*|^2 \text{ при } z \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (7.49)$$

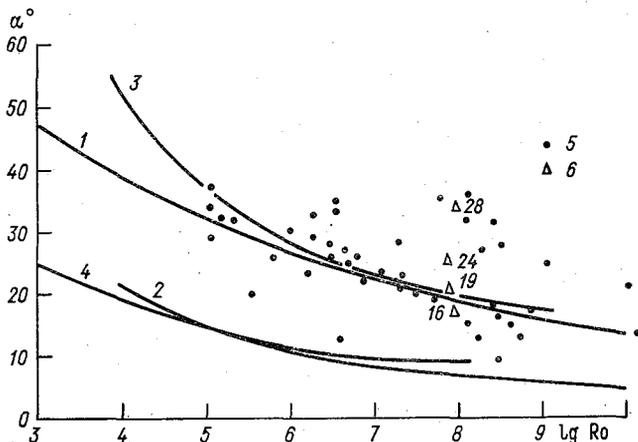


Рис. 7.4. Зависимость угла между направлениями приземного и геострофического ветра от числа Ro [53]
1, 2, 3, 4 — данные различных авторов; 5 — экспериментальные данные над сушей; 6 — над водной поверхностью; цифры — скорость геострофического ветра, м/с

Решение такой системы уравнений с перечисленными условиями проводится численно, и в настоящее время строение пограничного слоя как по результатам решения, так и по данным наблюдений достаточно полно изучено. При описании распределения в нем различных элементов в качестве внешних параметров обычно используются число Россби

$$Ro = \sqrt{U_g^2 + V_g^2} / f z_0 \quad (7.50)$$

и параметр стратификации

$$\mu = \kappa^2 \frac{g}{T_1} \frac{\Phi_a (1 + c_1 T_1 \delta \Phi_n / \Phi_a)}{f |\tau| c_1}$$

В отличие от рассмотренной ранее приближенной картины строения пограничного слоя атмосферы, обусловленной априорным заданием в нем постоянного по высоте коэффициента турбулентности, структура пограничного слоя оказывается более сложной. Про-

филь скорости ветра как по модулю, так и по направлению оказался зависимым от шероховатости подстилающей поверхности.

С ростом скорости ветра и ростом шероховатости происходит увеличение угла α между направлениями геострофического и приземного ветра. Но в общем он остается меньше $\pi/4$ (рис. 7.4). Прослеживается более сильная, чем над сушей, зависимость от скорости ветра. Причем если усиление ветра над сушей приводит к уменьшению α , то над океаном при этом происходит рост α . Это, по-видимому, связано с возрастанием шероховатости поверхности океана с усилением ветра.

Толщина пограничного слоя, определяемая по высоте совпадения направления ветра с геострофическим, при постоянном κ_1 линейно растет с увеличением скорости ветра (7.15). При переменном же $\kappa(z)$ толщина слоя растет медленнее.

В нижней части пограничного слоя $\kappa(z)$ растет с высотой из-за возрастания масштаба турбулентности, а с некоторого уровня происходит убывание $\kappa(z)$ вследствие уменьшения градиентов скорости, являющихся основным фактором, генерирующим турбулентность (см. рис. 7.3). Высота положения максимума $\kappa(z)$ зависит от скорости ветра, увеличиваясь с ее ростом; от стратификации, возрастающей с ростом неустойчивости и уменьшающейся с увеличением устойчивости; от шероховатости подстилающей поверхности, возрастающей с ростом z_0 . Существенно меняются с высотой и все составляющие баланса энергии турбулентности.

Для оценки потока импульса, передаваемого из атмосферы в океан, обычно используется геострофический коэффициент трения, представляющий собой отношение динамической скорости к геострофическому ветру $C_r = \frac{|v_*|}{\kappa |V_g|}$. Если при использовании постоянного в пограничном слое κ он также постоянен и равен $C_r = \kappa^{-1} C_3^{1/4} \omega_2^{1/4} \sqrt{2}$, то при переменном $\kappa(z)$ величина C_r является функцией Ro (рис. 7.5). Значения геострофического коэффициента

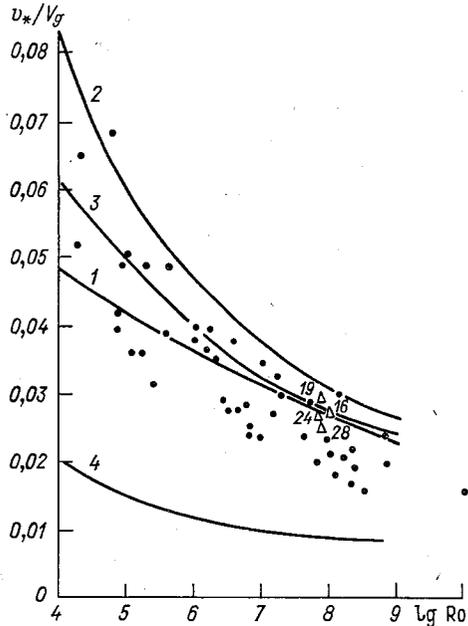


Рис. 7.5. Зависимость $|v_*|/|V_g|$ от Ro [53]

Обозначения см. на рис. 7.4

для водной поверхности не выделяются из основной массы экспериментальных данных и можно полагать, что характер его зависимости от R_0 таков же, как и над сушей. На величину C_r влияет стратификация атмосферы, приводящая к его росту в случае неустойчивости и уменьшению при ее устойчивости.

Вертикальные турбулентные потоки тепла и водяного пара в общем уменьшаются с высотой в пределах пограничного слоя, что и было учтено в п. 7.1, но характер их изменения сложнее, чем линейный. На общем фоне уменьшения потоков могут отмечаться участки, где они возрастают.

Таким образом, фактическая структура пограничного слоя атмосферы оказывается более сложной, чем при описании ее с постоянным коэффициентом турбулентности. Поэтому использование последнего удобно лишь для получения аналитических формул, позволяющих получить самую приблизительную чисто качественную картину строения пограничного слоя.

7.5. Влияние атмосферы на строение океанического пограничного слоя и его параметризация

Строение верхнего слоя океана и вертикальное распределение в нем гидрологических элементов подробно рассмотрены в учебниках «Физика океана» и «Динамика океана», где дано понятие деятельного слоя океана как слоя, в пределах которого прослеживаются сезонные изменения температуры, солёности и плотности. Они могут распространяться за пределы экмановского слоя и достигать глубин в несколько сотен метров, особенно в районах с хорошо развитой зимней конвекцией. В самом деятельном слое выделяется поверхностный слой h_0 , в котором температура, солёность и плотность воды с глубиной почти не меняются. Он получил название квазигомогенного слоя. Глубже него располагается слой с повышенными градиентами гидрологических элементов, из которых наибольшие абсолютные значения обычно имеет температура. Этот слой имеет существенные сезонные вариации, а потому и назван сезонным термоклинном. Нижняя его граница принимается за глубину распространения деятельного слоя и определяется как уровень, на котором температура воды имеет сезонные колебания, не превышающие какого-то заданного значения. Обычно это 10 % амплитуды сезонного хода температуры воды на поверхности океана. Как правило, на этом горизонте практически отсутствуют сезонные колебания солёности воды и плотности.

Описанная схема строения деятельного слоя океана является довольно грубой, так как на общем фоне сезонных изменений температуры и солёности воды имеют место более мелкие возмущения,

обусловленные как воздействием атмосферного синоптического или более мелкого пространственно-временного масштаба, так и неустойчивостью собственно океанических процессов, или влиянием внутренних волн.

При рассмотрении упрощенной картины взаимодействия пограничных слоев атмосферы и океана в п. 7.1 и 7.2 принимались во внимание самые основные факторы, действие которых приводило к образованию пограничных слоев. При ее уточнении нужно учесть дополнительно такие механизмы как конвективное перемешивание, генерацию энергии турбулентности ветровыми и внутренними волнами, перемешивание лэнгмюровской циркуляцией и т. д.

В настоящее время еще не все механизмы настолько изучены, чтобы они могли быть описанными аналитически и учтены при рассмотрении пограничного слоя океана. Поэтому, хотя и имеются немногочисленные попытки решения неупрощенной динамической системы уравнений, в которых определяются флуктуации скорости течения и соответствующие напряжения, однако они требуют применения очень мощных ЭВМ и пока не получили распространения.

Наибольшее практическое применение имеют методы, использующие в своей основе параметризацию турбулентного потока через коэффициент и градиент субстанции. В отличие от рассмотренной в п. 7.1 картины при более точном описании не делается предположения о постоянстве κ_2 . Кроме того, учитывается большая инерционность океанических процессов по сравнению с атмосферными и в уравнениях сохраняется локальная производная по времени. Вследствие того, что воздействие атмосферы на пограничный слой океана обычно сильнее адвекции, при описании его в районах океанов и морей, далеких от берегов и фронтальных разделов вод, не принимается во внимание адвекция и уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_2 \frac{\partial u}{\partial z} + fv; \quad (7.51)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_2 \frac{\partial v}{\partial z} - fu; \quad (7.52)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (7.53)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} + w \frac{\partial T_2}{\partial z} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial z} \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} - \frac{1}{c_2 \rho_2} \frac{\partial I}{\partial z}; \quad (7.54)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{1}{Sc} \frac{\partial}{\partial z} \kappa_2 \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (7.55)$$

где I — поток поглощенной коротковолновой радиации.

Уравнение состояния для пограничного слоя можно часто использовать в линеаризованном виде

$$\rho_2 = \rho_0 - \varepsilon_T (T_2 - \bar{T}) + \varepsilon_S (S - \bar{S}), \quad (7.56)$$

где $\bar{T} = 273 \text{ }^\circ\text{C}$ $\bar{S} = 35 \text{ }^\circ\text{/}_{00}$.

Применение такого уравнения состояния позволяет вместо двух уравнений (7.54) и (7.55) использовать только одно для плотности, являющееся их линейной комбинацией.

В теориях пограничного слоя океана очень большое внимание уделяется обоснованию уравнения баланса энергии турбулентности, поскольку именно им выражается соотношение источников и стоков энергии турбулентности, определяющих интенсивность

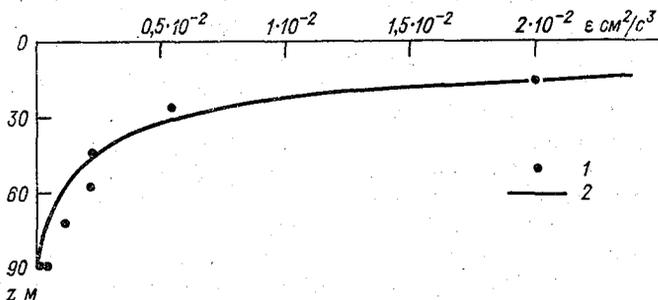


Рис. 7.6. Вертикальное распределение средней скорости диссипации турбулентной энергии [26]

1 — экспериментальные данные; 2 — теоретический расчет

перемешивания, от которого зависит характер распределения гидрологических элементов в слое. Для более точного описания структуры пограничного слоя к перечисленным в п. 7.1 слагаемым уравнения баланса энергии турбулентности следует добавить еще напряжение, вызываемое волновыми движениями жидкости. Проведенные исследования средней скорости диссипации энергии турбулентности ε в верхнем слое океана показывают, что она существенно больше, чем за глубиной проникновения волн (рис. 7.6). Предполагается, что такое распределение ε вызвано опрокидыванием волн и последующим переносом турбулентности вглубь [26]. Возможно, что волновые напряжения в толще воды также дают определенный вклад в генерацию турбулентной энергии.

Несмотря на большую необходимость данных об источниках и стоках \mathcal{E}_T , информация о них еще крайне недостаточна и в уравнении баланса энергии турбулентности чаще всего принимается диффузионная схематизация распределения \mathcal{E}_T , генерируемой волнами. При этом уравнение баланса энергии турбулентности имеет форму (7.3), для которой в качестве краевого условия на поверхности океана поток энергии \mathcal{E}_T определяется интенсивностью об-

рушивания волн [24]

$$\overline{\mathcal{E}_T \omega} = \kappa_3 \frac{\partial \mathcal{E}_T}{\partial z} = \Phi_3 \approx \alpha_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} |\mathbf{V}|^3, \quad (7.57)$$

где $\alpha_1 \sim 10^{-4}$.

На нижней границе пограничного слоя океана H_2 этот поток исчезает за счет диссипации энергии в толще слоя.

Уже из самой схематизации уравнения баланса энергии турбулентности становится ясным, что в отличие от атмосферного пограничного слоя коэффициент турбулентного обмена не может из-за волнения быть малым у поверхности океана. Только при практически штилевых условиях он будет иметь такой же характер изменения по вертикали, как и в атмосферном слое.

При определении коэффициента турбулентного обмена на основе уравнения баланса энергии турбулентности, как и в атмосфере, принимается соотношение (7.47), а масштаб турбулентности l у поверхности океана уже не может из-за влияния волн быть какой-то малой величиной. Поэтому его минимальное значение выражают аналогом шероховатости Z_0 , но гораздо большим, чем в пограничном слое атмосферы и также зависящим от волн (рис. 7.7). Как и следует из математической модели, турбулентностью охвачен слой конечной толщины, в котором κ_2 достаточно быстро убывает с глубиной. В пределах верхней половины пограничного слоя основное перемешивание осуществляется диффузией турбулентности от опрокидывающихся волн, а далее основную роль начинает играть продукция турбулентности из ветрового течения, на которую накладывается действие архимедовой силы.

Характер изменения температуры с глубиной очень сильно зависит от величины и вида $\kappa_2(z)$. Пока еще в моделях рассмотренного типа не удается определить интенсивность турбулентного перемешивания в слое конвекции. Поэтому расчетный профиль температуры не имеет такого резкого термоклина, какой бывает в природных условиях. Слой малых градиентов температуры, который отождествляется с квазиоднородным, образуется под действием ветрового волнения, и его толщина выделяется весьма условно, так как переход к уровню максимальных градиентов температуры h_m условный. Учет зависимости коэффициента турбулентной теплопроводности от плотностной стратификации через число Ричардсона делает профиль температуры более близким к наблюдаемому в океане.

Сопоставление результатов расчета структуры пограничного слоя по описанной модели с данными наблюдений показывает, что в качественном отношении модель правильно отображает реальную структуру. Она оказалась во многих чертах существенно отличной от пограничного слоя атмосферы. В первую очередь это относится к профилю $\kappa_2(z)$, существованию большей или меньшей толщины квазиоднородного слоя, наличию сравнительно тонкого слоя повышенных градиентов температуры и солености на границе погра-

ничного слоя. Кроме этого имеются отличия, обусловленные инерционностью термодинамических процессов в океане, вследствие чего он не успевает подстраиваться к атмосферным воздействиям синоптического масштаба.

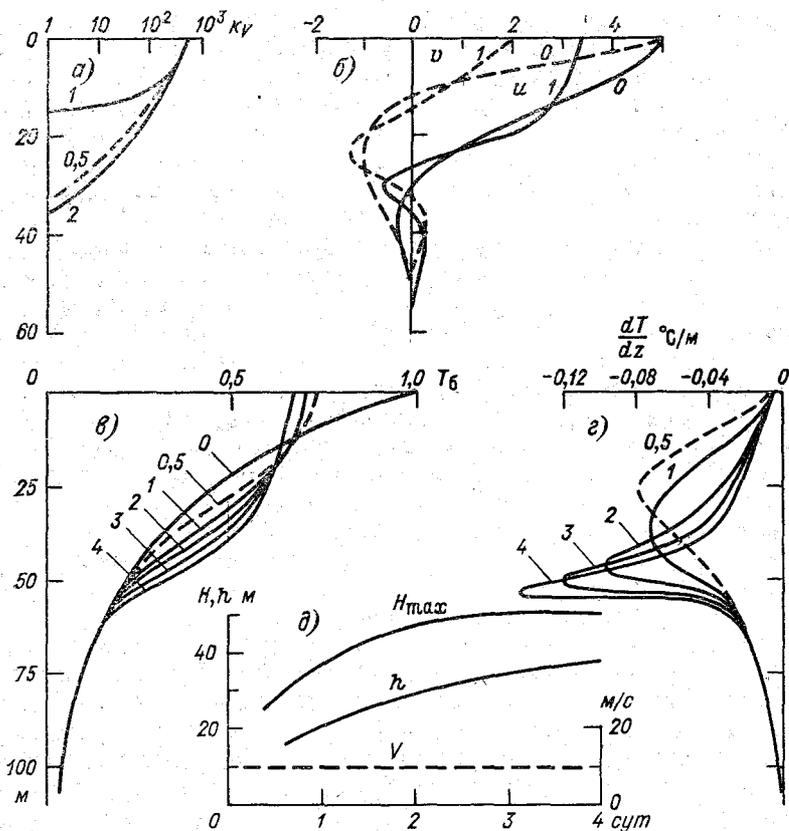


Рис. 7.7. Изменение структуры пограничного слоя океана [24]

Цифры указывают время в сутках; $T_{\theta} = \frac{T_z - T_H}{T_0 - T_H}$; $l = 100$ см

Трудности определения интенсивности турбулентного перемешивания в верхнем слое океана, возможные большие ошибки в вычислении потоков тепла и солей из-за очень малых вертикальных градиентов температуры и солености в нем, трудоемкость практической реализации нестационарных моделей пограничного слоя океана и недостаточность необходимой информации привели к разработке моделей, в которых квазиднородный слой выделяется заранее. Они получили название двухслойных или интегральных моделей, так как структура квазиднородного слоя не определяется,

а даются его интегральные характеристики в зависимости от условий на границах. Кроме этого слоя выделяется подстилающий его слой с большими градиентами температуры и солёности. Основным механизмом формирования квазиоднородного слоя в предположении его безинерционности изложен в учебнике «Динамика океана». Там показано, что его толщина, температура и солёность зависят от потоков тепла и пара между ним и атмосферой, а также от интенсивности переноса тепла и солей через термо- и галоклин. Быстрое выравнивание по вертикали температуры и солёности в верхнем слое в действительности имеет место, если он сравнительно тонкий и перемешивание осуществляется ветровыми волнами. Если же однородный слой достигает сотни и более метров, то выравнивание T_2 и S по вертикали происходит медленно. Поэтому такая схематизация строения пограничного слоя океана чаще применяется при описании сезонных процессов.

В чисто формальном отношении для вычисления толщины квазиоднородного слоя h_0 и его температуры и солёности достаточно проинтегрировать уравнения (7.51) — (7.55), а также уравнение баланса энергии турбулентности (7.3) по z от поверхности океана до h_0 , принять T_2 и S не зависящими в пределах слоя от глубины и определить h_0 как уровень, на котором энергия турбулентности гасится какими-то другими факторами. Чаще всего это архимедовы силы. Основная трудность в практической реализации такого типа моделей заключается в определении потоков энергии и массы на границах квазиоднородного слоя, причем при их выражении через градиент плотности и коэффициент турбулентности оценки последнего базируются на довольно ориентировочных положениях. Достоинством таких моделей является их сравнительная простота, особенно при известных значениях κ_2 и неменяющейся структуре термо- и галоклина. Это, в частности, и послужило мотивом к их изложению в учебнике «Динамика океана» и проведению анализа влияющих на толщину слоя факторов.

Более полное решение перечисленной системы уравнений с их разделением на два слоя и априорным заданием коэффициента турбулентности на границе слоев дано В. И. Калацким [24].

Заслуживают внимания постоянно совершенствуемые модели представления квазиоднородного слоя без применения коэффициентов турбулентности. Такая схематизация впервые была использована Н. Н. Zubовым еще в 40-х годах при описании слоя конвективного перемешивания в замерзающих морях, учитывающая вовлечение подстилающих вод в конвективный слой. В дальнейшем исследованием однородного слоя океана занимались многие ученые. Они также базировались на проинтегрированных по вертикали в пределах квазиоднородного слоя h_0 уравнений баланса энергии турбулентности, теплопроводности и диффузии солей. При этом общий поток кинетической энергии J_V , переходящей в турбулентную энергию, определяется из уравнения движения (7.51) и (7.52) в стационарном приближении, если первое из них умножить

на u , второе — на v и просуммировать, а результат проинтегрировать по z в пределах от 0 до h_0

$$J_V = \int_0^{h_0} \kappa_2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] dz = \\ = u_0 u_{*0}^2 + v_0 v_{*0}^2 - u_h u_{*h}^2 - v_h v_{*h}^2. \quad (7.58)$$

Первые два члена этого выражения, состоящие из произведений составляющих скоростей поверхностного течения на квадраты составляющих динамической скорости, характеризуют приток энергии в квазиоднородный слой. Аналогичные два последних члена характеризуют отток части поступившей энергии в более глубокие слои. Скорость поверхностного дрейфового течения выражается через динамическую скорость, умноженную на ветровой коэффициент κ_b и деленную на $\sqrt{c_V}$. Поскольку в данном случае важен модуль скорости, а не направление, то приток энергии турбулентности у поверхности океана J_{V0} , определяемый первыми двумя слагаемыми правой части формулы (7.58), представится только в виде функции динамической скорости

$$J_{V0} = \frac{\kappa_b \rho_1}{\sqrt{c_V} \rho_2} |v_*|^3. \quad (7.59)$$

В принципе, таким же образом через некоторый обобщенный коэффициент сопротивления c_h и скорость течения выражается поток энергии на нижней границе пограничного слоя.

Если граница h_0 не остается в покое, а продвигается вниз со скоростью ω_h , то происходит вовлечение воды нижнего слоя с ее турбулизацией, равной $\frac{1}{2} \omega_h |v_h|^2$.

В результате на нижней границе квазиоднородного слоя существует поток турбулентной энергии

$$J_{Vh} = c_h |v_h|^3 + \frac{1}{2} \omega_h |v_h|^2. \quad (7.60)$$

Генерация энергии турбулентности волнами принимается пропорциональной энергии ветра, передаваемой волнами. В учебнике «Динамика океана» показано, что она пропорциональна кубу скорости ветра, причем коэффициент пропорциональности c_ω зависит от спектра волнения, его частоты, крутизны и других характеристик, показывающих долю энергии волн, переходящих в турбулентную. В общем виде приток энергии турбулентности от поверхностных волн, если от ветра перейти к динамической скорости, дается формулой

$$J_\omega = c_\omega c_V^{-3/2} |v_*|^3. \quad (7.61)$$

Вклад силы Архимеда в интегральное уравнение баланса энергии турбулентности горизонтально однородного океана в том же

учебнике [16] был определен при выбранном здесь направлении потоков в виде

$$J_A = \frac{h_0 g}{2\rho_2^2} \left[\frac{\varepsilon T}{c_2} (\Phi_{T0} + \Phi_{Th}) - \varepsilon_S (\Phi_{S0} + \Phi_{Sh}) \right] = \\ = \frac{h_0}{2} [G_{02} + G_{h2}]. \quad (7.62)$$

В приведенном выражении не учитывалось вовлечение подстилающих вод. Очевидно, что их вклад в изменение доступной потенциальной энергии пропорционален скорости вовлечения ω_h и перепаду плотностей

$$\delta G = g\omega_h \frac{\Delta\rho_2}{\rho_2}. \quad (7.63)$$

Поскольку плотность нижележащего слоя выше, чем в однородном, то вовлечение этих вод приводит к уменьшению потенциальной энергии и это слагаемое должно вычитаться из общего потока, т. е.

$$J_A = \frac{h_0}{2} \left(G_{02} + G_{0h} - g\omega_h \frac{\Delta\rho_2}{\rho_2} \right). \quad (7.64)$$

Так как скорость длинных внутренних волн c_i на границе раздела слоев пропорциональна перепаду в них плотностей воды, то принимается

$$g \frac{\Delta\rho_2}{\rho_2} h_0 = c_i^2.$$

Диссипация турбулентной энергии в результате вовлечения нетурбулизованной воды из подстилающего слоя пропорциональна скорости вовлечения и может определяться как среднее из турбулентных энергий слоев, т. е. $0,5 \omega_h \mathcal{E}_T$.

Наконец, диссипация энергии турбулентности в квазиоднородном слое в тепло ε до настоящего времени еще не получила точного представления через среднее значение гидрологических элементов. В зависимости от той или иной гипотезы, положенной в ее основу, получаются различного вида формулы для определения ε . В частности, одна из гипотез состоит в предположении, что интегральная диссипация энергии может быть представлена суммой членов, пропорциональных всем притокам энергии турбулентности [49]

$$\varepsilon = c_d |v_*|^3 + \frac{c_B}{2} \omega_h |v_h|^2 + \frac{c_A}{2} h_0 \frac{G_{02} + |G_{02}|}{2}. \quad (7.65)$$

Последний член записан в такой своеобразной форме для того, чтобы учесть генерацию турбулентности только при уплотнении поверхностного слоя воды, т. е. при $G_{02} > 0$.

Замена слагаемых стационарного уравнения баланса энергии турбулентности приводит к выражению

$$\begin{aligned} (\Theta_T + c_i^2 - \xi |v_h|^2) \omega_h = 2C |v_*|^3 + h_0 \left[G_{02} \left(1 - \frac{c_A}{2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{c_A}{2} |G_{02}| + G_{h2} \right] - 2c_h |v_h|^3, \end{aligned} \quad (7.66)$$

где

$$\xi = (1 - c_b); \quad C = \kappa_B \rho_1 / \sqrt{c_V \rho_2 + c_\omega / c_V^{3/2} - c_d}.$$

Эта форма записи уравнения баланса энергии турбулентности более полная, чем приведенная в учебнике «Динамика океана» за счет учета эффекта вовлечения воды подстилающего слоя при движении границы раздела слоев вглубь. В случае уменьшения толщины квазиоднородного слоя вовлечение отсутствует и левая часть уравнения (7.66) равна нулю.

Возможность расчета вовлечения h_0 только из одного уравнения баланса энергии турбулентности существенно облегчает определение температуры T_0 и солености S_0 квазиоднородного слоя по уравнениям (7.54) и (7.55), проинтегрированных по z в пределах от 0 до h_0 .

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} + \frac{\omega_h}{h_0} \Delta T = \frac{\Phi_{Th}}{c_2 \rho_2 h_0} - \frac{\Phi_{T0}}{c_2 \rho_2 h_0} + \frac{I}{c_2 \rho_2 h_0}; \quad (7.67)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} + \frac{\omega_h}{h_0} \Delta S = \frac{\Phi_{Sh} - \Phi_{S0}}{\rho_2 h_0}. \quad (7.68)$$

В приведенных уравнениях вторые слагаемые левой части характеризуют изменение T_0 и S_0 за счет эффекта вовлечения. Они пропорциональны перепаду температуры ΔT и солености ΔS в слое скачка. Такая аппроксимация вполне справедлива при линейном изменении в нем T_2 и S . При других их профилях качественное соответствие сохраняется, но ошибка в количественной оценке возрастает.

Потоки тепла Φ_{T0} и солей Φ_{S0} по уравнениям теплового и водно-солевого баланса выражаются через метеорологические данные, так, как изложено в гл. 4. Наибольшие затруднения встречаются при оценке потоков тепла и солей через слой скачка. При определении их пока еще используются различные эмпирические параметры.

Роль тех или иных слагаемых уравнения баланса (7.66) обычно не бывает одинаковой на разных этапах формирования квазиоднородного слоя. Ниилер и Краус [49] на основе этого уравнения проанализировали характер роста h_0 для постоянных гидрометеорологических условий и показали, что скорость его заглубления различна (табл. 7.1).

В табл. 7.1 приведены характерные переходы от одного типа режима к другому при заданных значениях атмосферного воздействия на океан и плотностной стратификации последнего. В конкрет-

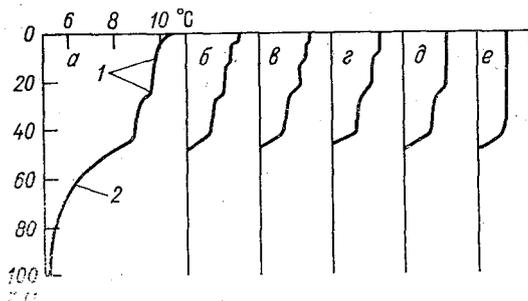


Рис. 7.8. Изменение вертикальной термической структуры верхнего слоя океана [24]
а—е—преобразование структуры верхнего слоя океана при конвективно-ветровом перемешивании; 1 — вторичные термоклины; 2 — сезонный термоклин

ных условиях соотношение динамических и архимедовых сил может отличаться от указанных в примере. Поэтому последовательность режимов и границы их перехода несомненно будут другими.

Таблица 7.1

Переходные режимы эволюции квазиоднородного слоя

$$\begin{aligned} |v_*| &= 1,5 \text{ см/с}; G_{02} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}^3; N = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}, \\ f &= 10^{-4} \text{ с}^{-1}; C = 1,25, \xi = 0,7; (1 - c_A) = 0,7 \end{aligned}$$

Время		Глубина		Режим
Определяющее выражение	Характерное значение	Определяющее выражение	Характерное значение	
0		0		} $h_0 \sim t$
$\frac{1}{CN\sqrt{2}}$	40с	$\frac{ v_* \sqrt{2}}{N}$	1,5 м	
$\frac{18C^2}{N\xi^{3/2}}$	1 ч	$\frac{ v_* }{N} \frac{6C}{\sqrt{\xi}}$	10 м	} $h_0 \sim t^{1/3}$
$\frac{\pi}{f}$	9 ч	$\frac{ v_* }{N} \left(\frac{2N}{f}\right)^{1/2} \xi^{1/4}$	17 м	
$\frac{2}{3} \frac{C^2}{N} \left[\frac{ v_* ^2 N}{(1 - c_A) G_{02}} \right]^3$	10 сут	$\frac{2C v_* ^3}{(1 - c_A) G_{02}}$		} $h_0 \sim t^{1/3}$ Конвективное углубление

В данном случае лишь показано, что не только толщина квазиоднородного слоя, но и характер его заглупления зависит от особенностей воздействия атмосферы на океан и его начального состояния. Наличие вторичных однородных слоев свидетельствует о том, что уменьшения толщины основного слоя не происходит. В процессе эволюции вторичный слой может углубиться и стать основным, а между его нижней границей и первым пикноклином остается участок первоначального однородного слоя, который за счет диф-

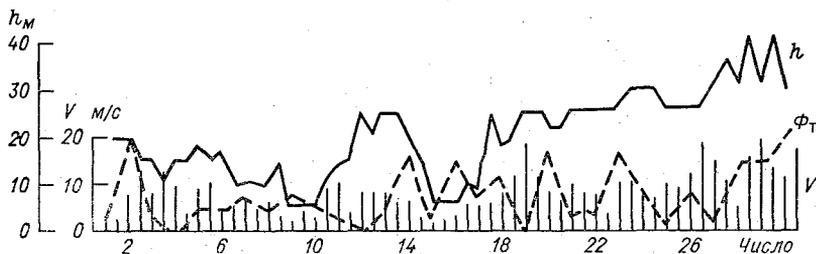


Рис. 7.9. Толщина однородного слоя h , теплообмен с атмосферой Φ_T и скорость ветра V по данным судна погоды Р в июле 1965 г. [24]

фузии плотности постепенно размывается (рис. 7.8). Поэтому, несмотря на существенную инерционность поверхностного слоя океана относительно внешних воздействий, особенно при большой толщине квазиоднородного слоя, происходит достаточно быстрая его «подстройка» под динамические или тепловые изменения в атмосферном пограничном слое (рис. 7.9).

7.6. Тепловая трансформация соприкасающихся слоев атмосферы и океана

В предыдущих разделах при рассмотрении влияния горизонтальной неоднородности на строение пограничных слоев основное внимание обращалось на его динамические характеристики. Между тем температура одного пограничного слоя адаптируется к температуре другого. Особенно это заметно по температуре атмосферы, объемная теплоемкость которой в тысячу раз меньше, чем воды.

Быструю подстройку температуры воздуха под температуру воды постоянно приходится принимать во внимание при использовании данных береговых метеорологических наблюдений для решения различных гидрологических проблем прибрежной зоны океанов и морей. Поскольку влажность воздуха над океаном близка к насыщающей, то ее изменения в результате трансформации определяются по температуре воздуха. В прибрежной же зоне, когда ветер дует с берега, влажность может сильно меняться. Однако закономерности этого изменения будут такого же характера,

как и температуры воздуха. Поэтому можно рассмотреть тепловую трансформацию и ее характер использовать для оценки изменений влажности.

При переходе воздушной массы с суши на море происходит ее трансформация. Естественно, что при этом меняются и характеристики поверхностного слоя воды, по крайней мере квазиднородного. Динамическое состояние пограничного слоя атмосферы при переходе с суши на море зависит от изменения шероховатости подстилающей поверхности и от изменения силы Архимеда.

Исследование первого фактора показало, что колебания значений шероховатости, даже на порядок, не сильно меняют интенсивность турбулентного перемешивания. Модуль скорости ветра при этом изменяется примерно на 10 %, а угол его отклонения до 5° [12]. Влияние силы Архимеда было уже рассмотрено в п. 7.2.

Гораздо сильнее при переходе с одной поверхности на другую меняется температура воздуха.

Термическая трансформация воздуха под воздействием теплообмена с морем наиболее интенсивно протекает в Арктике в весенний и осенний периоды. В это время обычно наиболее велики контрасты температуры поверхности моря и поступающего в Арктику воздуха. Вследствие теплообмена контрасты температуры уменьшаются. При этом в наибольшей степени происходит изменение температуры воздуха из-за его малой теплоемкости по сравнению с водой.

Трансформацию воздуха под воздействием подстилающей поверхности необходимо учитывать не только при прогнозировании температуры, но и при расчетах турбулентных потоков тепла, влаги, при прогнозе туманов и т. д.

Множество практических приложений проблемы трансформации воздушных масс привело к большому вниманию, уделявшемуся ей учеными разных стран. И к настоящему времени эта проблема довольно хорошо разработана.

В наиболее общей постановке задача решена М. Е. Берляндом [4]. Он дал теоретическую разработку нестационарной трансформации движущейся воздушной массы и показал, что из общего случая достаточно просто получаются частные: трансформация малоподвижных воздушных масс и стационарная трансформация движущихся воздушных масс.

В большинстве случаев при решении задачи трансформации используется лишь уравнение притока тепла или притока тепла и диффузии водяного пара. При этом обычно считается, что скорость переноса воздушной массы и интенсивность турбулентного перемешивания известны. Иногда производится учет трансформации профиля скорости ветра и коэффициента турбулентности. В последнее десятилетие разработана теория строения пограничного слоя атмосферы, в которой скорость ветра задается лишь на верхней границе этого слоя, а коэффициент турбулентности вычисляется

из задаваемой системы уравнений. Но решение такой задачи оказалось возможным только с помощью ЭВМ.

При изучении трансформации нижних слоев атмосферы под влиянием подстилающей поверхности обычно не принимается во внимание роль упорядоченных вертикальных токов из-за их малого влияния на изменение температуры, по сравнению например с турбулентным теплообменом.

Вследствие теплообмена изменяется температура не только воздуха, но и той среды, над которой он движется. Однако если воздух движется над морем, то из-за большой теплоемкости и турбулентного перемешивания температура воды меняется значительно слабее температуры воздуха. При этом изменение температуры поверхности моря очень сильно зависит от толщины верхнего квазиоднородного слоя. Чем толще гомогенный слой, тем медленнее, по сравнению с воздухом, меняется его температура. Оценить отмеченное легче всего, рассматривая нестационарную трансформацию малоподвижной воздушной массы над морем, имеющим гомогенный слой толщиной h_0 . Уравнения, описывающие изменение температуры воздуха T_1 и воды T_2 , запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1'}{\partial t} &= \kappa_1 \frac{\partial^2 T_1'}{\partial z^2} + Q; \quad h_1' \leq z < \infty; \\ (\kappa_T + \kappa_T' z) \frac{\partial T_1}{\partial z} &= -\frac{\Phi_a}{c_1 \rho_1}; \quad 0 < z \leq h_1'; \\ h_0 c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} &= \lambda_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial \xi^2} \right|_{\xi=h_0} + \Phi_T; \quad 0 \leq \xi \leq h_0; \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} &= \kappa_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial \xi^2}; \quad h_0 \leq \xi < \infty, \end{aligned} \quad (7.69)$$

где κ_1 и κ_2 — коэффициенты теплопроводности воздуха и воды; $c_2 \rho_2$ — объемная теплоемкость воды; Q — приток тепла в атмосфере (адвективный, лучистый и т. д.), λ_2 — коэффициент теплопроводности воды.

В качестве краевых условий обычно используются равенство значений температуры соприкасающихся сред и уравнение баланса тепла на уровне $z = \xi = 0$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + \Phi_T = B, \quad (7.70)$$

условие склейки на уровне $z = h_1'$

$$T_1' = T_1; \quad \frac{\partial T_1'}{\partial z} = \frac{\partial T_1}{\partial z}$$

и условие ограниченности температуры.

Задается распределение температуры воздуха $F(z)$ и воды $\varphi(\xi)$ в начальный момент времени.

В уравнениях (7.70) в соответствии с выводами М. Е. Берлянда и результатами, изложенными в гл. 4, введена квазистационарность прилегающего к поверхности моря слоя воздуха.

В уравнении баланса тепла не участвуют в явном виде затраты тепла на испарение. Используя слабую изменчивость относительной влажности над морем, эту компоненту можно представить в виде добавок к турбулентному потоку тепла и известному радиационному балансу. Действительно, градиент удельной влажности представляется следующим образом:

$$\frac{\partial q}{\partial z} = q_m \left[r\alpha \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial r}{\partial z} \right],$$

где r — относительная влажность; $q_m = 0,622 (E_0/P) \exp \alpha T$ — удельная насыщающая влажность. После умножения на соответствующий множитель первое слагаемое правой части добавляется к выражению турбулентного потока тепла, а вторая — к радиационному балансу.

Используя операционный метод, легко получить решение системы уравнений (7.69) с перечисленными краевыми условиями. Это делается посредством перевода всей системы уравнений в функции изображения с помощью преобразования по формуле

$$\bar{T}(\gamma) = \gamma \int_0^{\infty} \exp(-\gamma t) T(t) dt. \quad (7.71)$$

При этом получается система обыкновенных дифференциальных уравнений относительно z . Решение ее не представляет трудностей. В частности, получаются следующие выражения, определяющие в изображениях температуру поверхности воды и прилегающего слоя воздуха

$$\begin{aligned} \bar{T}_0(\gamma) = & \sqrt{\gamma} (\kappa_T + n \sqrt{\kappa_1 \gamma}) \left\{ c_2 \rho_2 h_0 \Phi_0 + \bar{B}/\gamma + c_2 \rho_2 \int_{h_0}^{\infty} \Phi(\eta) \times \right. \\ & \times \exp \left[(h_0 - \eta) \sqrt{\gamma/\kappa_2} \right] d\eta + \frac{\lambda_1}{\kappa_T + n \sqrt{\kappa_1 \gamma}} \times \\ & \left. \times \int_{h_1}^{\infty} \bar{f}(\eta) \exp \left[(h_1' - \eta) \sqrt{\gamma/\kappa_1} \right] d\eta \right\} \times \\ & \times \{ c_2 \rho_2 [h_0 \gamma \sqrt{\kappa_1} + \sqrt{\gamma} (h_1' \kappa_T + n \sqrt{\kappa_1 \kappa_2}) + \kappa_T \sqrt{\kappa_2}] + \lambda_1 \sqrt{\kappa_1} \}^{-1}, \end{aligned} \quad (7.72)$$

$$\begin{aligned} \bar{T}_1(\gamma, z) = & \frac{\kappa_T + (n - n_1) \sqrt{\gamma \kappa_1}}{\kappa_T + n \sqrt{\gamma \kappa_1}} \bar{T}_0(\gamma) + \\ & + \frac{n_1 \gamma}{\kappa_T + n \sqrt{\gamma \kappa_1}} \int_{h_1}^{\infty} \bar{f}(\eta) \exp \left[(h_1' - \eta) \sqrt{\gamma/\kappa_1} \right] d\eta, \end{aligned} \quad (7.73)$$

где

$$\bar{T}_0 = \bar{T}_2 (0 \leq \xi \leq h_0);$$

$$\varphi_0 = \varphi(h_0);$$

$$\bar{f}(\eta) = F(\eta) + \bar{Q}(\eta)/\Gamma;$$

$$n_1 = \frac{\kappa_T}{\kappa_1} \ln \frac{\kappa_T + \kappa_1 z}{\kappa_T};$$

$$n = n_1 |_{z=h_1}.$$

При переходе от функций-изображений к оригиналам можно учесть то обстоятельство, что последний член знаменателя в формуле (7.72) на порядок меньше предпоследнего. Если это малое слагаемое отбросить, то получается довольно простое выражение оригинала:

$$\begin{aligned} T_0(t) = & \varphi_0 Y(\alpha_1 \sqrt{t}) + \frac{1}{c_2 \rho_2 h_0} \int_0^t B(t-\xi) Y(\alpha_1 \sqrt{\xi}) d\xi + \\ & + \frac{1}{h_0} \int_{h_0}^{\infty} \varphi(\eta) Y\left(\alpha_1 \sqrt{t}, \frac{\alpha_2}{\sqrt{t}}\right) d\eta + \\ & + \frac{\lambda_1}{c_2 \rho_2 \kappa_T h_0 \left(1 + \frac{n \sqrt{\kappa_1 \kappa_2}}{h_0}\right)} \int_{h_1}^{\infty} \left\{ F(\eta) \left[Y\left(\alpha_1 \sqrt{t}, \frac{\alpha_4}{\sqrt{t}}\right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - Y\left(\alpha_3 \sqrt{t}, \frac{\alpha_4}{\sqrt{t}}\right) \right] + \int_0^t Q(t-\xi, \eta) \left[Y\left(\alpha_1 \sqrt{\xi}, \frac{\alpha_4}{\sqrt{\xi}}\right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - Y\left(\alpha_3 \sqrt{\xi}, \frac{\alpha_4}{\sqrt{\xi}}\right) \right] d\xi \right\} d\eta, \end{aligned} \quad (7.74)$$

где

$$Y\left(\alpha_i \sqrt{t}, \frac{\alpha_j}{\sqrt{t}}\right) = \exp(\alpha_i^2 t + 2\alpha_i \alpha_j) \operatorname{erfc}\left(\alpha_i \sqrt{t} + \frac{\alpha_j}{\sqrt{t}}\right);$$

$$\operatorname{erfc} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-x^2) dx;$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\kappa_2}/h_0; \quad \alpha_2 = (\eta - h_0)/2 \sqrt{\kappa_2};$$

$$\alpha_3 = \kappa_T/n \sqrt{\kappa_1}; \quad \alpha_4 = (\eta - h_1)/2 \sqrt{\kappa_1}.$$

Зная оригинал \bar{T}_0 , легко реализовать и выражение (7.74)

$$T_1(t, z) = \frac{n_1}{n \sqrt{\kappa_1}} \int_{h_1}^{\infty} \left\{ F(\eta) \left[\frac{1}{\sqrt{\pi t}} \exp(-\alpha_4^2/t) - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & -\alpha_3 Y \left(\alpha_3 \sqrt{t}, \frac{\alpha_4}{\sqrt{t}} \right) \Big] + \int_0^t Q(t-\xi, \eta) \times \\
 & \times \left[\frac{1}{\sqrt{\pi \xi}} \exp \left(-\alpha_4^2 / \xi \right) - \alpha_3 Y \left(\alpha_3 \sqrt{\xi}, \frac{\alpha_4}{\sqrt{\xi}} \right) \right] d\xi \Big] d\eta + \\
 & + \frac{d}{dt} \int_0^t T_0(t-\xi) \left[1 - \frac{n_1}{n} Y \left(\alpha_3 \sqrt{\xi} \right) \right] d\xi. \quad (7.75)
 \end{aligned}$$

При анализе формулы (7.75) сразу же обнаруживается четкая зависимость температуры гомогенного слоя моря от его толщины. С увеличением h_0 изменчивость T_0 во времени убывает. Но даже

Рис. 7.10. Относительные изменения температуры воздуха и воды при $h_1 = 100$ м, $\kappa_1 = 5 \text{ м}^2/\text{с}$, $\kappa_2 = 1 \text{ см}^2/\text{с}$

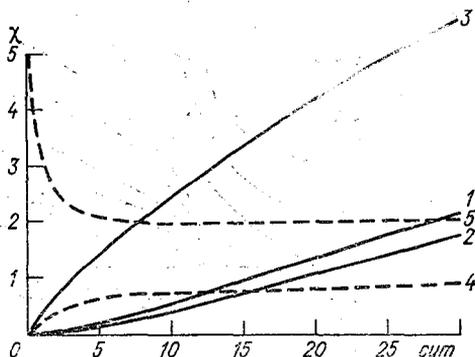
1 — $h_0 = 5$ м, $\chi = \frac{\delta T_0}{Q}$ (сут);

2 — $h_0 = 10$ м, $\chi = \frac{\delta T_0}{Q}$ (сут);

3 — $h_0 = 5$ м, $\chi = \frac{\delta T_{2M}}{Q}$ (сут);

4 — $h_0 = 5$ м, $\chi = T_0$ °С;

5 — $h_0 = 5$ м, $\chi = T_{2M}$ °С.



при $h_0 = 5$ м температура поверхности моря меняется в зависимости от t настолько мало по сравнению с температурой воздуха, что в задачах трансформации воздуха над морем можно считать T_0 в течение нескольких суток неизменной.

Из рис. 7.10 видно, что источники тепла в атмосфере (адвективные, лучистые и т. д.), по крайней мере, в первые несколько суток их действия практически не изменяют температуру воды и заметно влияют на температуру воздуха.

Если бы не было никаких внешних источников тепла, а только происходила трансформация температуры воздуха и воды в результате теплообмена между этими средами, то и при этом изменения температуры воды по сравнению с температурой воздуха оказываются незначительными. На рис. 7.10 пунктиром представлен характер изменений температуры поверхности моря T_0 и температуры воздуха на высоте 2 м для гипотетического случая стратификации первоначально изотермического моря и атмосферы с начальной разностью температуры 10 °С. При этом принималось $B = Q = \varphi = 0$.

По формулам (7.74) и (7.75) можно произвести расчеты термической трансформации воды и воздуха для любого реального начального состояния этих сред, но вывод будет таким же: в резуль-

тате теплообмена с атмосферой изменение температуры гомогенного слоя воды мало по сравнению с изменением температуры воздуха. Это хорошо известно из практики. Поэтому, рассматривая трансформацию воздуха над океаном в течение нескольких суток, без особого ущерба для точности расчетов температуру воды можно полагать неизменной. Такой характер теплового взаимодействия пограничных слоев атмосферы и океана объясняется тем, что на потоки тепла между ними влияет в первую очередь не общий теплозапас деятельного слоя океана или его квазиднородного слоя, а

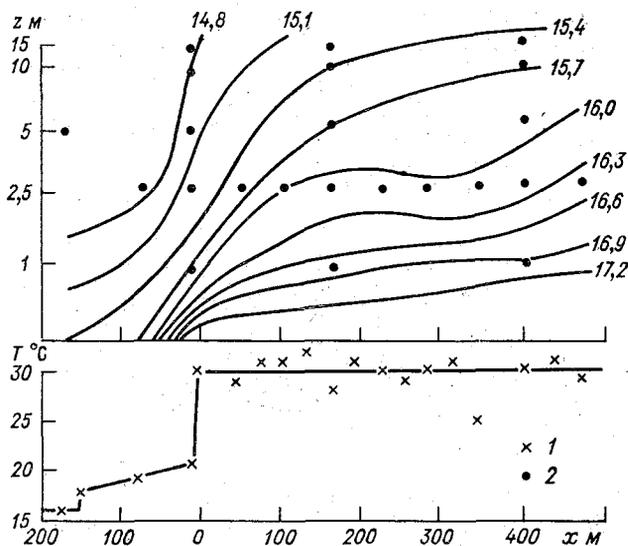


Рис. 7.11. Вертикальный температурный разрез в окрестностях береговой черты [12]
 1 — температура подстилающей поверхности; 2 — место измерений температуры воздуха

разность температуры воздуха и воды. Если последняя равна нескольким градусам, то аномалия температуры воды в десятые доли градуса не изменит характера трансформации как воздуха, так и воды.

Полученные выражения справедливы для описания не только нестационарной трансформации малоподвижных воздуха и воды, но и стационарной тепловой трансформации движущегося над водой воздуха, если, конечно, при этом не происходит существенного изменения динамики в деятельном слое океана. Необходимость в оценке изменения температуры воздуха и воды, а также потоков тепла между ними постоянно возникает при распространении данных береговых наблюдений на прилегающую морскую или океаническую территорию. Чтобы использовать упомянутые формулы

следует принять $t = x/U$ и начальную информацию заменить граничными данными для $x = 0$.

Характер изменения температуры сред будет таким же, как на рис. 7.10, т. е. при ветре с берега температура воздуха и воды в прибрежной полосе быстро меняется, а затем эти изменения ослабевают.

Полученные Вугтсом и Бусингером в результате измерений на отмели в Балтийском море значения температуры воздуха наглядно подтверждают описанную картину трансформации воздуха при его переходе с одной поверхности на другую (рис. 7.11).

Изменение температуры воздуха за счет теплообмена с морем в пределах приводного слоя при ветре с берега определяется на основании формулы (7.75) выражением

$$\frac{\delta T_1(x, z)}{\delta T_0} = 1 - \frac{n_1}{n} Y \left(\alpha_3 \sqrt{\frac{x}{U}} \right), \quad (7.76)$$

где δT_0 — разница температур поверхности суши и моря.

Из последней формулы следует, что наибольшие изменения температуры воздуха происходят у подстилающей поверхности, где n_1 мало. С высотой δT_1 убывает. Поскольку при малых x/U функция Y близка к единице, то и $\delta T_1/\delta T_0$ в этом случае мало уже на высоте 10—20 м. Но вблизи подстилающей поверхности, даже недалеко от берега, это отношение может составлять заметную величину. В частности, на высоте метеорологической будки $\delta T_1/\delta T_0 \sim 0,2$, несколько колеблясь в ту или другую сторону в зависимости от скорости ветра.

Такое значение вполне согласуется с экспериментальными данными А. Я. Николаево и Н. П. Шестерикова. Они провели параллельные измерения температуры воздуха на высоте 2 м над льдом на расстоянии 200 м от берега и на полярной станции. По усредненным данным 15 случаев была составлена таблица поправок для перехода от температуры воздуха на полярной станции к температуре воздуха на высоте 2 м над льдом (табл. 7.2).

Таблица 7.2

Поправки ΔT перехода от температуры воздуха T_1 на полярной станции к температуре воздуха над тающим льдом

T_1 °C	0	1,0	2,0	4,0	6,0	8,0	10,0	14,0
ΔT °C	0	-0,3	-0,6	-1,0	-1,2	-1,4	-1,5	-1,6

Представленные в табл. 7.2 данные наглядно свидетельствуют о том, что в результате теплового взаимодействия пограничных слоев атмосферы и океана происходит быстрое изменение температуры поступающего на сушу или океан воздуха. Поэтому данные береговых метеорологических станций без корректировки нельзя распространять даже на близлежащие водные пространства.

8. Лед как продукт взаимодействия океана и атмосферы

8.1. Закономерности формирования ледяного покрова

Обмен теплом океана с атмосферой вызывает изменение их состояния, особенно заметное вблизи границы раздела. При этом меняются не только количественные характеристики воды и воздуха, но может меняться и качественное состояние. Ярким примером последнего служит морской ледяной покров.

Преобладание оттока тепла в атмосферу над притоком в осенне-зимний период приводит к выхолаживанию океана, температура воды понижается вплоть до температуры замерзания и происходит образование льда.

Следовательно, приток тепла к поверхности океана приводит не только к количественным изменениям некоторых гидрологических характеристик, но и к изменению качественного состояния поверхности океана.

Ледяной покров океана, являясь продуктом взаимодействия атмосферы и гидросферы, в свою очередь оказывает на него существенное влияние.

Исследования теплового баланса северных морей показали, что потеря тепла морем в зимний период достигла бы очень больших значений, если бы не существовала такая тепловая защита, как ледяной покров [78]. В теплое время года ледяной покров играет обратную роль, препятствуя прогреву моря. Таким образом, лед является специфическим терморегулятором.

Теплофизические свойства льда, толщина льда, сказываясь на тепловых потоках между морем и атмосферой, влияют на термический режим атмосферы, особенно в ее нижних слоях. Характер поверхности льда в какой-то степени определяет профиль ветра вблизи нее, тем самым влияя на тепло- и влагообмен между льдом и воздухом. Процессы же ледообразования и разрушения и переносы льда в свою очередь тесно связаны с термическим и динамическим состоянием атмосферы и моря. Тепловой баланс и условия дрейфа льдов являются основными характеристиками, определяющими ледовый режим Северного Ледовитого океана. Закономерности теплообмена вблизи деятельной поверхности моря и особенности дрейфа льдов являются той физической базой, на которой строятся современные методы ледовых прогнозов.

После того как температура поверхности воды понизится до температуры замерзания θ_0 , которая зависит от солености, дальнейшего понижения не произойдет, а потери тепла в атмосферу ком-

пенсируются теплотой, выделяемой при кристаллизации воды. В этом случае баланс потоков тепла на поверхности океана выражается формулой

$$L_k \frac{\partial M}{\partial t} = \Phi - \Phi_T, \quad (8.1)$$

где L_k — удельная теплота кристаллизации воды.

Здесь под Φ понимается суммарный теплообмен океана с атмосферой, т. е. сумма радиационного баланса, турбулентного теплообмена и затрат тепла на испарение. Уже из формулы (8.1) видно, что масса образовавшегося льда зависит не просто от потоков тепла в атмосфере Φ и в океане Φ_T , а от их разности, обусловленной взаимодействием сред. Поскольку $L_k M$ компенсирует избыток теплопередачи океана, то, чтобы не получать отрицательных значений M , отток тепла в данном случае принято обозначать положительным, а приток — отрицательным.

Как только образуется какой-то, хотя бы небольшой, слой льда, уравнение (8.1) следует отнести к его нижней поверхности, так как кристаллизация в основном идет именно здесь. При этом поток Φ уже определяется теплопроводностью льда (λ_n) и градиентом температуры в нем

$$\Phi = \lambda_n \frac{\partial \vartheta}{\partial z}.$$

Масса льда M , отнесенная к единице площади, выражается через его плотность ρ_n и толщину \bar{h} . Учет этих параметров приводит уравнение (8.1) к виду

$$L_k \rho_n \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} = \lambda_n \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \Big|_{z=\bar{h}} - \Phi_T. \quad (8.2)$$

В принципе, турбулентный поток тепла подо льдом Φ_T зависит не только от гидрологических характеристик, но и от состояния атмосферы, поскольку интенсивностью теплообмена Φ определяется скорость нарастания морского льда и скорость осолонения подледной воды. Повышение солёности увеличивает плотность воды и усиливает интенсивность перемешивания, а следовательно, увеличивает и Φ_T . Кроме того, повышение солёности понижает ϑ_3 . Только для пресноводных водоемов температура замерзания постоянна и Φ_T определяется гидрологическими характеристиками подледной воды независимо от атмосферных условий.

Чтобы определить градиент температуры во льду, нужно решить уравнение теплопроводности, которое для льдин с горизонтальной однородностью, много большей их толщин, обычно записывается в стандартном виде

$$c_n \rho_n \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_n \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + I \right); \quad 0 \leq z \leq \bar{h}(t), \quad (8.3)$$

где c_n — теплоемкость льда; I — мощность тепловых источников в толще льда.

Решение уравнения (8.3) сопряжено с большими трудностями из-за того, что теплоемкость и теплопроводность морского льда меняются с изменением температуры, а сама толщина льда возрастает со временем.

Уравнения типа (8.2) — (8.3) встречаются в многочисленных исследованиях не только морского льда, но и промерзания грунта, плавления тел и других задачах, связанных с изменением агрегатного состояния тела. Существование и единственность решения этих уравнений как с постоянными, так и с переменными теплофизическими коэффициентами для сред с подвижной границей доказана. Однако получаемые точные решения сложны и неудобны для практического использования и трудны для анализа влияющих на \bar{h} факторов. Это заставляет искать приближенные решения.

В начальной стадии роста толщины льда, когда он еще тонкий, температура в нем сравнительно мало отличается от линейного распределения по толщине. Это обусловлено достаточно большой теплопроводностью и малой теплоемкостью льда. В связи с этим градиент температуры может быть представлен через разность температур на нижней ϑ_3 и верхней ϑ_0 поверхностях льда

$$\partial\vartheta/\partial z = (\vartheta_3 - \vartheta_0)/\bar{h}.$$

Использование данной аппроксимации позволяет упростить уравнение (8.2)

$$\frac{\partial \bar{h}^2}{\partial t} = \frac{2\lambda_{\text{л}}}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} (\vartheta_3 - \vartheta_0) - \frac{2\Phi_T \bar{h}}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}}. \quad (8.4)$$

Его интегрирование дает

$$\bar{h}^2(t) = \bar{h}_0^2 + \frac{2\lambda_{\text{л}}}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} \int_0^t (\vartheta_3 - \vartheta_0) dt - \frac{2}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} \int_0^t \Phi_T \bar{h} dt, \quad (8.5)$$

где $\bar{h}_0 = \bar{h}(0)$.

Решение полученного интегрального уравнения относительно \bar{h} получается только методом итераций. Лишь при отсутствии подтока тепла к нижней поверхности льда его толщина вычисляется элементарно как функция ϑ_0 .

Упрощенная форма выражения (8.5) позволяет оценить влияние различных факторов на увеличение толщины льда. В первую очередь следует отметить, что вклад атмосферы, выраженный через ϑ_0 , ослабевает с увеличением льда из-за уменьшения градиента температуры. В математической интерпретации это выражается тем, что толщина льда фигурирует в квадрате, а ϑ_0 в первой степени.

В связи с уменьшением оттока тепла через лед при увеличении его толщины возрастает роль турбулентного потока тепла из воды ко льду. Это также достаточно ясно видно из сопоставления второго и третьего слагаемых в правой части уравнения (8.5). В результате при некоторой толщине льда \bar{h}_n они становятся равными и нарастание льда прекращается. Такая толщина льда получила название

предельной. Ее значение получается из уравнения (8.4), если левую часть приравнять нулю. Тогда

$$\bar{h}_n = \lambda_n (\vartheta_3 - \vartheta_0) / \Phi_T. \quad (8.6)$$

Если температура воздуха меняется в больших пределах, а лед достаточно толстый, по крайней мере, $\bar{h} > 50$ см, то профиль температуры в нем может отличаться от линейного. Это влияет на поток тепла через лед и его нарастание. Чтобы учесть это обстоятельство, нужно использовать уравнение теплопроводности (8.3). Приближенное его решение получается с помощью последовательных приближений. В качестве нулевого приближения обычно берется линейный профиль температуры

$$\vartheta^{(0)}(t, z) = \vartheta_0(t) + \frac{z}{\bar{h}(t)} [\vartheta_3 - \vartheta_0(t)]. \quad (8.7)$$

Полученные из этого выражения производные температуры по времени и по вертикальной координате подставляются в уравнение (8.3) и его решение дает первое приближение

$$\begin{aligned} \vartheta^{(1)}(t, z) = & \vartheta_3 \frac{z}{\bar{h}} + \vartheta_0 \left(1 - \frac{z}{\bar{h}} \right) + \frac{z}{\kappa_{\text{л}}} \left(\frac{z}{2} - \frac{z^2}{6\bar{h}} - \frac{\bar{h}}{3} \right) \times \\ & \times \frac{\partial \vartheta_0}{\partial t} + \frac{z(\vartheta_0 - \vartheta_3)}{6\kappa_{\text{л}}} \left(\frac{z^2}{\bar{h}^2} - 1 \right) \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (8.8)$$

где $\kappa_{\text{л}} = \lambda_{\text{л}} / c_{\text{л}} \rho_{\text{л}}$ — коэффициент температуропроводности льда.

Первые два члена правой части характеризуют обычный линейный профиль, а следующие — отклонение от линейного в результате изменений температуры поверхности льда и его толщины. Последнее, в частности, свидетельствует о том, что строго линейный профиль температуры льда может иметь место только при неизменной его толщине, даже при постоянной температуре на поверхности льда.

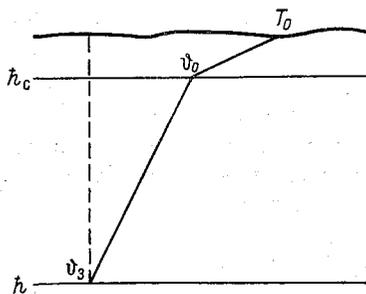
Следующие приближения получаются аналогично первому, но для практически требуемой точности обычно бывает достаточно этого приближения.

Для оценки влияния изменений температуры поверхности льда на его рост достаточно определить из формулы (8.8) градиент температуры при $z = \bar{h}$ и подставить его в уравнение баланса тепла (8.2); после чего оно приводится к виду

$$\frac{\partial \bar{h}^2}{\partial t} = \frac{2\lambda_{\text{л}}}{L\kappa_{\text{л}}\rho_{\text{л}}} \left(\vartheta_3 - \vartheta_0 - \frac{\Phi_T \bar{h}}{\lambda_{\text{л}}} + \frac{\bar{h}^2}{6\kappa_{\text{л}}} \frac{\partial \vartheta_0}{\partial t} \right). \quad (8.9)$$

От ранее полученного уравнения (8.4) уравнение (8.9) отличается последним членом, содержащим локальную производную температуры по времени. Видно, что роль этого слагаемого тем больше, чем больше толщина льда. Однако в целом вклад его в изменение толщины льда оказывается не очень большим, так как при интегрировании за достаточно длительный промежуток времени потепления и похолодания в какой-то степени взаимно компенсируют друг друга. Поэтому на прирост толщины больше влияет общее значение ϑ_0 , а не ее колебания.

В природных условиях лед практически всегда покрыт слоем снега. Являясь плохим проводником тепла, снег сильно влияет на температуру льда и его нарастание. Если считать в пределах интервала времени, за который рассматривается изменение толщины льда, профиль температуры снега и льда линейным (рис. 8.1), то температура на границе снега и льда будет зависеть как от характеристик льда, так и от толщины снега \bar{h}_c и его теплопроводности λ_c . Она находится из условия непрерывности потока тепла на границе раздела снега и льда



$$\lambda_c \frac{\vartheta_0 - T_0}{\bar{h}_c} = \lambda_l \frac{\vartheta_3 - \vartheta_0}{h}, \quad (8.10)$$

где T_0 — температура поверхности снега.

Подстановка найденного из этого выражения ϑ_0 в уравнение (8.4) позволяет выразить толщину льда через температуру поверхности снега

$$\frac{\partial \bar{h}^2}{\partial t} = \frac{2\lambda_l}{L_k \rho_l} \cdot \frac{\vartheta_3 - T_0}{(1 + \lambda_l \bar{h}_c / \lambda_c \bar{h})} - \frac{2\Phi_T \bar{h}}{L_k \rho_l}. \quad (8.11)$$

Рис. 8.1. Схема изменения температуры снега и льда по глубине

Это уравнение отличается от полученного ранее для бесснежного льда (8.4) только тем, что разность температур уменьшается пропорционально толщине снега и его теплопроводности. Чем больше толщина и меньше теплопроводность, тем сильнее происходит уменьшение скорости нарастания льда. При некотором соотношении толщины льда, снега и потока тепла из воды ко льду рост последнего прекращается и считается, что лед достиг предельной толщины. Как и при отсутствии снега \bar{h}_n определится, если левую часть уравнения считать равной нулю

$$\bar{h}_n = \frac{\lambda_l (\vartheta_3 - T_0)}{\Phi_T (1 + \lambda_l \bar{h}_c / \lambda_c \bar{h})}. \quad (8.12)$$

Из формулы видно, что под слоем снега лед быстрее достигает предельной толщины. Если учесть, что теплопроводность снега почти на порядок меньше теплопроводности льда, то даже небольшой слой снега на льду существенно уменьшает градиент температуры и приводит к прекращению роста льда.

Решение нелинейного уравнения (8.11) может быть получено только приближенными методами. Использование одного из них приводит [20] к выражению

$$\bar{h}(t_1) = -\varphi + \sqrt{(\bar{h}_0 + \varphi)^2 + \frac{2\lambda_l}{L_k \rho_l} \int_0^{t_1} \left[\vartheta_3 - T_0 - \frac{\Phi_T}{\lambda_l} \left(\bar{h}_0 + \frac{\lambda_l}{\lambda_c} \bar{h}_c \right) \right] dt}, \quad (8.13)$$

где

$$\varphi = \frac{\lambda_{\text{л}}}{\lambda_{\text{с}}} \bar{h}_{\text{с}} + \frac{1}{L_{\text{к}} \rho_{\text{л}} t_1} \int_0^{t_1} \Phi_{\text{T}} t dt.$$

Сравнение с формулой (8.5) показывает, что увеличение толщины льда под слоем снега происходит гораздо медленнее и до меньшей толщины.

На практике обычно чаще бывает известна температура воздуха, чем температура поверхности льда или снега на нем. Оценка соотношения между ними получается на основе следующих соображений. В осенне-зимний период вертикальный профиль температуры снега и льда близок к линейному. Следовательно, температура поверхности льда из равенства (8.10) определяется формулой

$$\vartheta_0 = \frac{T_0 + \lambda_{\text{л}} \bar{h}_{\text{с}} / \lambda_{\text{с}} \bar{h}}{1 + \lambda_{\text{л}} \bar{h}_{\text{с}} / \lambda_{\text{с}} \bar{h}}. \quad (8.14)$$

При этом поток тепла к поверхности снега выражается формулой

$$\Phi_{\text{с}} = \lambda_{\text{с}} (\vartheta_0 - T_0) / \bar{h}_{\text{с}} = (\vartheta_3 - T_0) / \delta,$$

где

$$\delta = \bar{h} / \lambda_{\text{л}} + \bar{h}_{\text{с}} / \lambda_{\text{с}}.$$

Потоки тепла и водяного пара в нижнем слое атмосферы могут быть представлены через разность значений температуры воздуха

и удельной влажности на некоторой высоте и на уровне подстилающей поверхности. Если эти потоки и поток тепла через снег подставить в уравнение теплового баланса поверхности снега, то из него получается [18] формула для нахождения T_0

$$T_0 = \frac{\delta}{1 + N\delta} \left[\frac{\vartheta_3}{\delta} + B + NT_1 + \frac{\mathcal{L}m}{c_1} q_m (r-1) \right], \quad (8.15)$$

где

$$N = \left(1 + \frac{\mathcal{L}\alpha}{c_1} q_m \right) m;$$

r — относительная влажность; q_m — упругость насыщения водяного пара в воздухе; $\alpha \approx 0,086 \text{ K}^{-1}$.

$$m = c_1 \rho_1 \kappa_1' / \ln \left(1 + \frac{\kappa_1'}{\kappa_{\text{T}}} z \right).$$

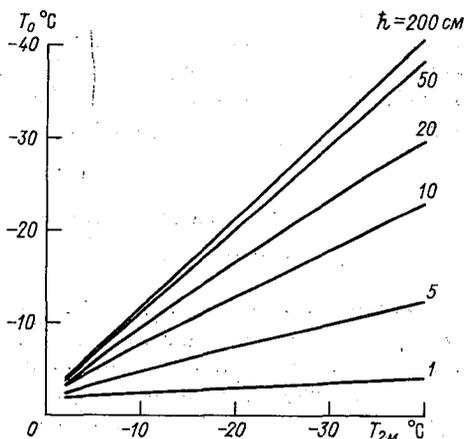


Рис. 8.2. Температура снежно-ледяной поверхности в зависимости от толщины льда и снега

$B = -8,4 \text{ кДж}/(\text{см}^2 \cdot \text{мес})$; $\vartheta_3 = -1,5 \text{ } ^\circ\text{C}$;
 $\kappa_1' = 10 \text{ см}/\text{с}$; $\lambda_{\text{с}}/\lambda_{\text{л}} = 0,1$; для $h < 20 \text{ см}$ $\bar{h}_{\text{с}}/\bar{h} = 0,05$; для $h > 20 \text{ см}$ $\bar{h}_{\text{с}}/\bar{h} = 0,1$

Из рис. 8.2 видно, что температура поверхности снега на льду в общем близка к температуре воздуха в том случае, если слабо морозной погоде соответствует малая толщина льда и низким температурам воздуха — большая толщина льда. Высокие значения температуры снежно-ледяной поверхности по сравнению с температурой воздуха при малой толщине льда обусловлены большим потоком тепла через него. Это нужно иметь в виду при замене T_1 на ϑ_0 или T_0 в приведенных выше формулах для расчета толщины льда.

Описанный характер нарастания льда, при котором прирост замедляется с увеличением h , благоприятствует выравниванию h в районах с одинаковыми внешними гидрометеорологическими условиями, если, конечно, не происходит его взломов течениями, ветром и колебаниями уровня. Поэтому припайный лед всегда более ровный, чем дрейфующий.

8.2. Таяние льда под воздействием солнечного и атмосферного тепла

Увеличение притока солнечного тепла и повышение температуры воздуха приводит к достаточно быстрому повышению температуры льда из-за его сравнительно малого теплозапаса. Вследствие физической особенности морского льда при повышении его температуры в нем происходит внутреннее таяние вокруг пор, заполненных рассолом. При этом объем пор и каналов увеличивается, что способствует стеканию рассола в нижние слои льда или вообще в воду. Поэтому соленость поверхностных слоев льда весной быстро уменьшается и они становятся практически пресными. Температура плавления такого льда близка к 0°C . Она является предельной, до которой может повыситься температура льда при его весеннем прогреве. В дальнейшем избыток поступающего тепла расходуется на его таяние.

Как известно, распределение тепла на поверхности льда между различными составляющими баланса выражается уравнением

$$c_1\rho_1c_T(T_1 - T_0)V + \mathcal{L}\rho_1c_q(q_1 - q_0)V + \lambda_n \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + B = L_n\rho_n \frac{dh}{dt}. \quad (8.16)$$

До начала таяния приток и сток тепла в левой части уравнения компенсируют друг друга, и правая часть уравнения равна нулю. Такое уравнение обычно используется для определения условий, при которых начинается таяние. Если оценивать их приближенно, то можно не учитывать проникновение коротковолновой радиации и передачу тепла теплопроводностью в толщу льда. При этом упрощении температура поверхности льда определяется формулой

$$\vartheta_0 \approx T_0 = T_1 + \frac{\mathcal{L}c_q}{c_1c_T}(q_1 - q_0) + \frac{B}{c_1\rho_1c_TV}. \quad (8.17)$$

Учет поступления тепла от поверхности в толщу льда приводит к более сложному выражению, содержащему теплофизические характеристики снега и льда, их толщины, начальный теплозапас [20]. Однако их вклад оказывается небольшим и находится практически в пределах точности определений температуры льда и его стаивания. Существо же влияния основных метеорологических факторов при упрощенном подходе сохраняется.

Из формулы (8.17) видно, что температура снежно-ледяной поверхности отличается от температуры воздуха, и это отличие тем больше, чем больше испарение и радиационный баланс. Обычно в весенний период радиационный баланс превышает затраты тепла на испарение. Поэтому таяние льда начинается еще при отрицательной температуре воздуха, составляющей в среднем $-1 \dots -2$ °С. Но при слабом ветре или малой отражательной способности льда, когда относительный вклад испарения мал, температура воздуха может быть еще ниже. Такой выборочный характер начала таяния хорошо известен из практики, когда загрязненный снег или лед начинают таять, а чистый не тает.

Данное обстоятельство используется на практике при необходимости ускорить таяние. Для этого нужный участок поверхности посыпается веществом, имеющим низкую отражательную способность, альbedo снежно-ледяной поверхности при этом уменьшается, а радиационный баланс увеличивается. В результате таяние наступает при более низкой температуре воздуха.

Для определения толщины стаявшего льда $\Delta \bar{h}$ за какой-то промежуток времени нужно проинтегрировать в его пределах уравнение (8.16)

$$\Delta \bar{h} = \frac{1}{L_{\kappa} \rho_{\text{л}}} \int_0^t [c_1 \rho_1 c_T (T_1 - T_0) V + \mathcal{L} \rho_1 c_q (q_1 - q_0) V + B] dt. \quad (8.18)$$

При интегрировании опущен расход тепла, идущий на прогрев льда. Оценка его роли на основе уравнения теплопроводности показала, что он уменьшает стаивание льда на 1—2 см за месяц для льда толщиной до 2 м и на 6—8 см — для многолетнего льда.

Если на льду находился слой снега, то на его таяние тоже расходовалось тепло, и поэтому из правой части необходимо вычесть $\rho_{\text{с}} \bar{h}_{\text{с}} / \rho_{\text{л}}$.

В приведенной формуле температура таяния льда или снега на нем T_0 практически равна 0 °С. Поэтому удельная влажность на уровне снежно-ледяной поверхности также известна. В результате толщина стаявшего льда зависит только от значений метеорологических элементов.

Большой вклад радиационного тепла в таяние льда приводит к тому, что лед даже с первоначально ровной поверхностью стаивает неравномерно. Из-за различий в структуре льда и снега на нем, а также из-за различий в толщине снега и его плотности возникают неоднородности в поглощении радиации, приводящие к простран-

венной неоднородности альbedo и режима стаивания, которые со временем возрастают. Возникают многочисленные снежицы и проталины, превращающие поверхность льда в мозаичную картинку с хаотически расположенными участками интенсивного и замедленного таяния. В ложбинах скапливается талая вода, уменьшающая альbedo и ускоряющая таяние льда. Такой процесс таяния приводит к тому, что невозможно охарактеризовать температуру поверхности, альbedo и стаивание участка льда по данным в одной точке.

Таяние способствует разрушению торосов, так как они начинают таять раньше, чем пониженные участки, покрытые наиболее толстым слоем снега, и через некоторое время торосы становятся сглаженными буграми.

Если лед многолетний, то образовавшаяся на нем талая вода заполняет низины и после замерзания в какой-то степени нивелирует рельеф поверхности льдины. Из рис. 8.3 видно, что с течением

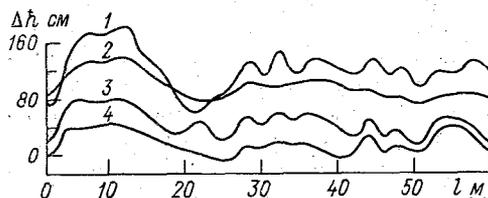


Рис. 8.3. Рельеф поверхности многолетнего льда по наблюдениям на дрейфующей станции СП-6 [48]

1 — весна 1957 г.; 2 — весна 1958 г.; 3 — весна 1959 г.; 4 — осень 1959 г.

времени происходит уменьшение крупных неровностей и поверхность льдины становится более ровной, но число мелких неоднородностей не уменьшается. Таким образом, зимние тепловые процессы способствуют выравниванию рельефа льда, а летние — нарушают его однородность.

Стаивание льда только с поверхности происходит лишь у припайных сплошных льдов. Если же они не сплошные и между льдинами имеются участки воды, то из-за малого альbedo вода аккумулирует значительно больше лучистой энергии, чем снежно-ледяная поверхность. Из-за стока талых вод в разводьях и подо льдом образуется тонкий слой распресненной воды, отделенной от подстилающих вод резким слоем скачка, затрудняющим передачу тепла от распресненных вод вглубь. Поэтому значительная доля поглощенного водой тепла расходуется на боковое таяние льда, в результате чего его концентрация уменьшается. В высоких широтах, где радиация является основным источником тепла, такое боковое вытаивание играет чрезвычайно важную роль в таянии льда.

Впервые аналитическую зависимость изменения концентрации льда N за счет бокового вытаивания дал Н. Н. Зубов еще в 40-х годах. Им было сделано предположение, что поглощенное в разводьях водой тепло Φ полностью передается льду и расходуется на его боковое таяние. Всего за время dt на водную поверхность площадью $(1-N)$ поступает $(1-N)\Phi dt$ тепла. Оно приводит к уменьшению концентрации льдин на величину dN . На это таяние

$$\text{затрачивается } L_{\kappa\rho_{\text{л}}}\hbar dN \text{ тепла, равного поступившему теплу, т. е.} \\ (1 - N) \Phi dt = L_{\kappa\rho_{\text{л}}}\hbar dN. \quad (8.19)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к

$$N(t) = 1 - (1 - N_0) \exp\left(\frac{1}{L_{\kappa\rho_{\text{л}}}} \int_0^t \frac{\Phi}{\hbar} dt\right), \quad (8.20)$$

где N_0 — концентрация льда в начальный момент.

Предположение о расходовании всего тепла, поглощенного водой, на таяние льда более или менее соответствует действительности лишь при значительной сплоченности льда. С увеличением пространства чистой воды растет доля тепла, проникающая в более глубокие слои океана и повышающая его температуру. Поэтому действительное изменение сплоченности льда за счет термических факторов несколько меньше даваемого формулой (8.20). Но в целом характер влияния поглощенного водой тепла на таяние льда сохраняется [20]. Видно, что боковое таяние льда растет по экспоненте и зависит не только от поступающего из атмосферы тепла, но и от толщины льда, уменьшаясь с ростом последнего. Это объясняется тем, что при увеличении толщины льда одно и то же количество тепла расходуется на большую боковую поверхность, в результате чего стайвание уменьшается.

8.3. Равновесная толщина морского льда

Исследование термического изменения толщины льда в течение годового цикла показывает, что морской лед является продуктом взаимодействия атмосферы и океана. Если не принимать во внимание перенос льда течениями, то область его распространения и время существования определяются соотношениями прихода и расхода тепла между воздухом и водой. Поэтому толщина льда может служить в качестве некоторого показателя теплового взаимодействия атмосферы и океана. Обычно рассматривается равновесная толщина льда \hbar_p , т. е. та толщина многолетнего льда, которая при данных климатических условиях не меняется от года к году, а подвержена только сезонным колебаниям. Ясно, что в суровых климатических условиях равновесная толщина льда больше, чем в более мягком климате. Следовательно, этот ледовый показатель неплохо отражает тенденцию изменения климата полярных районов.

В районах, где фактический ледяной покров отличается от равновесного, следует предполагать наличие дополнительных источников или стоков тепла. Таким образом, сопоставление фактической среднегодовой толщины льда и равновесной может служить контролем точности определения составляющих теплового баланса льда. Различия в толщине льда могут быть обусловлены также

его движением. В районах с преимущественным выносом льдов наиболее вероятная их толщина меньше равновесной. При этом по отклонению фактической толщины от равновесной и по скорости установления последней можно судить об интенсивности выноса льдов.

Впервые в аналитическом виде равновесную толщину льда представил в 40-х годах Н. Н. Зубов. Он приравнял зимний прирост толщины льда летнему стаиванию. Это дало равновесную толщину на конец лета, иначе говоря, то минимальное значение \bar{h}_p , меньше

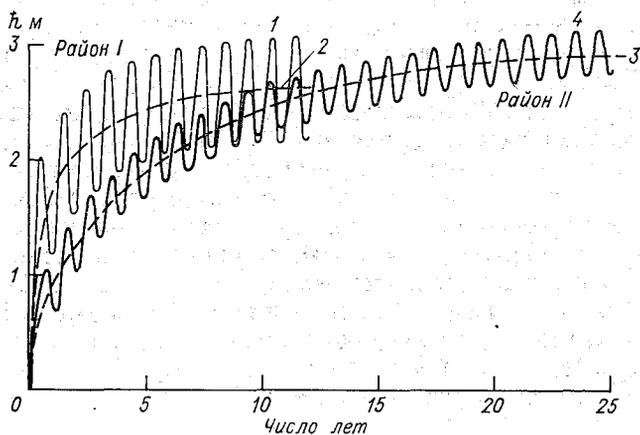


Рис. 8.4. Формирование равновесной толщины льда
1, 4 — ежемесячная толщина льда в районах I и II соответственно;
2, 3 — средняя годовая толщина льда в тех же районах

которого \bar{h} многолетнего льда быть не может в данном районе. Добавка к ней $\Delta\bar{h}$ приводит к максимальному значению равновесной толщины льда, характерному для конца холодного времени года. Как уже указывалось в п. 8.1, большое влияние на нарастание льда, особенно толстого, оказывает подток океанического тепла Φ_T . Он может сбалансировать теплопотери в атмосферу, в результате чего не будет условий для дальнейшего прироста льда. Если бы летнего таяния не было, то предельная толщина многолетнего льда в центральной части Северного Ледовитого океана составила бы 10—12 м. Однако из-за летнего таяния \bar{h} не может там превышать 5—6 м.

Элементарная оценка равновесной толщины многолетнего льда получается при использовании приведенных выше формул для нарастания и стаивания льда. При этом следует учитывать характер изменения альбедо снежно-ледяного покрова, так как от точности его определения зависит радиационный баланс и стаивание льда. В качестве примера на рис. 8.4 показан характер формирования толщины многолетнего льда для двух районов Северного Ледовитого океана: в восточном, вблизи о. Врангеля (I) и в западном, вблизи

Земли Франца-Иосифа (II). Ориентировочно среднегодовой приток океанического тепла ко льду в этих районах $7,2 \text{ кДж}/(\text{см}^2 \cdot \text{год})$. Значение альбеда после начала таяния по экспериментальным данным определялось как функция толщины стаявшего льда или эквивалентного ему по плотности слоя снега

$$A = 0,725 - 0,005\Delta h. \quad (8.21)$$

Остальная исходная информация при расчете \dot{h} была климатической.

Видно, что первоначально прирост толщины льда превышает летнее стаивание. Постепенно с ростом толщины льда его зимний прирост уменьшается и через несколько лет наступает равновесие между ним и летним стаиванием. В районе I оно наступает через 12 лет, а в районе II — только через 26 лет. В первом случае равновесная толщина составила 258 см, а во втором 285 см. Причина этого заключена в разных климатических условиях районов, в результате чего годовая амплитуда изменений \dot{h} в районе I существенно больше, чем в районе II. Большие же амплитуды внутригодовых изменений \dot{h} приводят к меньшей равновесной толщине и ее более быстрому достижению. Следовательно, в тех районах океана, где при холодной зиме относительно теплое лето, равновесная толщина льда будет меньше, чем в районах с меньшей амплитудой годовых колебаний температуры воздуха.

Выше уже отмечалось большое влияние потока океанического тепла на рост толщины льда. Чем он больше, тем меньше толщина льда. Если бы поток тепла Φ_T в Северном Ледовитом океане возрос до $20-25 \text{ кДж}/(\text{см}^2 \cdot \text{год})$, то за зиму лед в нем не должен бы достичь толщины, превышающей летнее стаивание, и многолетний лед не мог бы образоваться. При отсутствии же потока океанического тепла равновесная толщина льда в районе составила бы 340 см и установилась бы только за 18 лет. Соответствующие значения для района II будут при этом 475 см и 50 лет.

Приведенные примеры показывают, что в восточном и западном секторах Арктики влияние океанического тепла на лед не одинаково. В случае когда внутригодовая амплитуда других потоков тепла велика, как это имеет место в районе I, относительный вклад Φ_T в общий тепловой баланс ледяного покрова уменьшается и его роль ослабевает. Поэтому при одних и тех же колебаниях Φ_T изменения \dot{h}_p в районе I меньше, чем в районе II. Такая зависимость толщины льда от океанического потока тепла приводит к необходимости очень серьезно относиться к точности определения Φ_T при исследованиях взаимодействия атмосферы и океана в полярных районах.

Снежный покров уменьшает амплитуду внутригодовых колебаний толщины льда. В зимний период он изолирует лед от холодного воздуха и уменьшает скорость его нарастания, а в летний — препятствует его таянию. Поэтому время установления равновесной толщины льда, находящегося зимой под снегом, больше, чем

без снега. Так, в рассматривавшихся выше районах Северного Ледовитого океана равновесная толщина льда при отсутствии на нем снега и подтока к нему тепла Φ_T устанавливалась бы за 11 и 38 лет вместо приводившихся 18 и 50 лет.

Из-за большой длительности достижения льдом равновесного состояния необходимо учитывать его дрейф. В Северном Ледовитом океане устанавливается более или менее равновесная толщина только тех льдов, которые примерно десятилетие находятся в одних и тех же климатических условиях. Им удовлетворяют льды, находящиеся в восточном антициклональном круговороте. Льды, движущиеся в трансполярном потоке и проходящие весь путь от

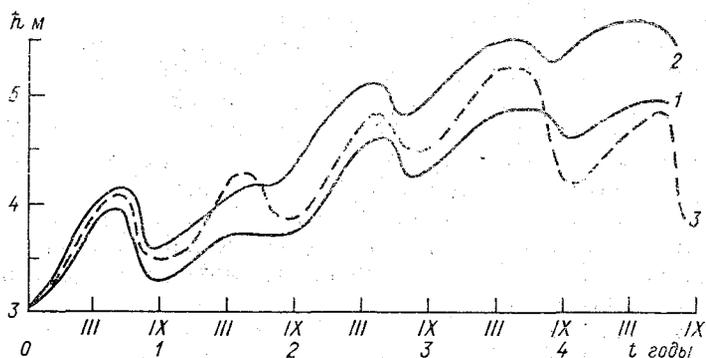


Рис. 8.5. Изменение толщины льда, покрытого снегом (1, 2) и без снега (3), при дрейфе через Северный Ледовитый океан
1, 3 — $\Phi_T = 7,2$ кДж/(см²·год); 2 — $\Phi_T = 0$

района I до выноса из океана за 4—5 лет, не успевают достичь равновесной толщины. Из-за особенностей дрейфа льды в Антарктике по сравнению с Арктикой редко бывают многолетними и не достигают равновесной толщины.

На рис. 8.5 приведены значения толщины льда, который движется через весь Северный Ледовитый океан из его восточного сектора по трансполярной траектории. Даже если начнет дрейфовать лед с начальной толщиной 3 м, близкой к равновесной в районах I и II, в процессе дрейфа равновесие не наступает. Отчасти это объясняется тем, что в высоких широтах, через которые движется лед, более суровые климатические условия приводят к приросту его толщины. На этом же рисунке для сравнения приведено изменение h при отсутствии океанического тепла и снега. Видно, что оба этих фактора играют существенную роль. В том случае, когда лед начинает дрейфовать с меньшей начальной толщиной, ее изменения вдоль траектории еще более значительны. Например, при начальной толщине льда в 5 см в конце пути она оказывается всего на 0,8 м меньше, чем при дрейфе многолетнего трехметрового льда.

При дрейфе по восточному антициклоническому круговороту полный оборот льдина совершает за 8 лет, проходя районы с различными климатическими условиями. Поэтому установление равновесного состояния происходит не в среднем за год, а лишь по отношению к его толщине на каком-то участке круговорота по прошествии 9—14 оборотов. Но и в этом случае \bar{h}_p не превышает 6 м.

В Северный Ледовитый океан поступают обломки ледников, называемые «ледяными островами» и имеющие толщину более 10—20 м. В связи с характером становления равновесной толщины льда эти острова в процессе их дрейфа постепенно тают, так как при их большой толщине зимний прирост гораздо меньше величины летнего стаивания. Большая толщина островов свидетельствует о том, что они не достигли равновесного состояния.

8.4. Влияние гидрометеорологических условий на распространение морского льда

При рассмотрении образования и нарастания льда было показано, что морской лед образуется на тех акваториях, где теплоотдача в атмосферу в холодный период года больше притока тепла к поверхности из подстилающих слоев океана. После того как температура поверхности понизится до температуры замерзания, дальнейший дефицит тепла компенсируется за счет теплоты кристаллизации, выделяющейся при образовании льда. При известном сезонном ходе теплообмена между атмосферой и океаном и известном потоке тепла между поверхностью и нижележащими слоями воды границу распространения льда без учета его переносов течениями и ветром определить не трудно. В первую очередь на основании уравнения теплового баланса поверхности океана находится область, в которой средние месячные значения Φ_T не компенсируют суммарный теплообмен между поверхностью океана и атмосферой. Граница этой области и будет характеризовать распределение морских льдов в холодный период года.

Толщина льдов в пределах выделенной области вычисляется по формуле (8.13) как функция температуры воздуха, толщины снежного покрова и потока тепла Φ_T . Летнее стаивание также достаточно точно для данных целей определяется по метеорологической информации с помощью формулы (8.18). Граница, на которой эти значения $\Delta\bar{h}$ оказываются равными толщине льда и приведенного к его плотности снега, разделяет область многолетних льдов и зону сезонных льдов (рис. 8.6).

Из сопоставления рассчитанного и фактического положения кромок льда следует, что основное влияние на распространение ледяного покрова оказывают термические факторы. Течения и ветер не сильно изменяют общее положение льда.

Область формирования многолетних льдов выделяется на рис. 8.6 положением границы ледяного покрова в период его наи-

меньшего распространения, т. е. летом. Внутри этой области лед летом не успевает растаять и с течением времени происходит рост его толщины до равновесной, если ранее лед не выносится в более низкие широты. Здесь многолетние льды встречаются, но равновесной толщины они достигнуть не могут, потому что летнее стаивание превышает зимний прирост.

Оценка влияния различных термических факторов на распространение льда показала, что повышение температуры сентября

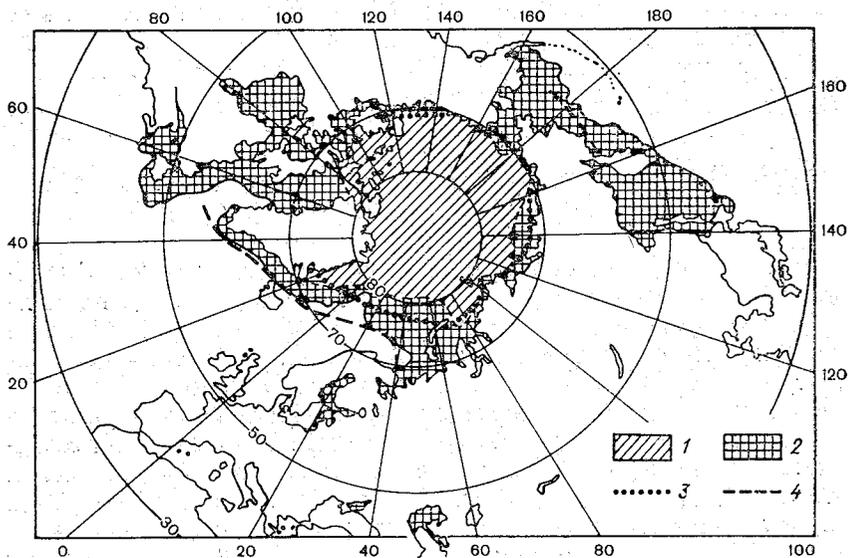


Рис. 8.6. Распространение льдов в теплый (1) и холодный (2) периоды года [85] и граница (рассчитанная) ледяного покрова в теплый (3) и холодный (4) периоды года [20]

по март на 4°C отодвигает зимнюю кромку льда примерно на 200—250 км к северу, но все арктические моря остаются покрытыми льдом. На состояние ледяного покрова к концу лета эта зимняя аномалия температуры воздуха влияет слабо. Колебания температуры воздуха зимой влияют в основном на сравнительно тонкие льды осеннего и зимнего образования, которые за лето полностью тают. Многолетние же льды даже при такой большой аномалии температуры, но только в течение одного холодного периода, не успевают существенно изменить свою толщину. Чтобы тепловое влияние атмосферы было заметным, необходима устойчивая аномалия температуры воздуха в течение нескольких лет.

Аналогичная аномалия температуры в течение июля и августа приводит к существенному увеличению таяния, и многолетние льды остаются только в небольшой приполюсной области. Даже

в два раза меньшая аномалия отодвигает кромку льда на 100—125 км к северу по отношению к фактической.

Большое влияние океанического тепла на нарастание льда уже отмечалось при рассмотрении его равновесной толщины. Этот поток тепла влияет и на положение кромки льда. Моделирование показало, что изменение в зимний период подтока тепла ко льду от 0 до 5 Вт/м² сдвигает кромку льдов к северу на 500—600 км в атлантическом секторе и на 600—700 км в тихоокеанском. Летом аналогичная аномалия Φ_T проявляется слабее. Ее действие в течение двух летних месяцев сдвигает границу ледяного покрова всего на 100—200 км. Остальные факторы меняют тепловые потоки ко льду в значительно меньшей степени соответственно и влияют на его распространение слабее.

Примером влияния океанического потока тепла на положение границы морского льда может служить ледяной покров северных морей Тихого океана, где он образуется сначала вдоль береговой черты, а затем распространяется мористее. Как правило, в период максимального распространения льда его кромка повторяет общие очертания берегового склона. Это вызвано тем, что охлаждение поверхностных вод в осенне-зимний период вызывает конвективное перемешивание, которое на глубоководных местах создает интенсивный подъем теплых глубинных вод, препятствующих образованию льда.

Аналогичные расчеты распространения морского льда в Антарктике показали, что при использовании в качестве внешних факторов только температуры воздуха и толщины снега их граница простирается несколько дальше фактической. Это вполне естественно, так как поток тепла из воды ко льду во внимание не принимался из-за отсутствия каких-либо определенных сведений о нем. В то же время толщина льдов в зоне их существования оказалась меньше наблюдаемой. В основном данное обстоятельство обусловлено тем, что антарктический морской лед имеет более сложное происхождение и строение. В его состав входит поднявшийся внутриводный лед, сверху образуются инфильтрационные виды льда. При оценке чисто термического нарастания льда учитывается только конжеляционный лед, доля которого в некоторых районах менее 50 %.

Расчитанная граница кромки льдов в летний период оказывается существенно дальше от берегов Антарктиды, чем фактическая. В этом случае меньшая доля растаявших льдов связана с тем, что в антарктических водах существенную роль играет таяние льдин с боков и снизу, поскольку в многочисленных разводьях поступает большое количество коротковолновой радиации, приводящей как к прогреву вод, так и к таянию льдов.

Общий объем морского льда на нашей планете в период его максимального развития оценивается в $25,5 \cdot 10^3$ км³ в северном полушарии и $30 \cdot 10^3$ км³ в южном. Из этого объема ежегодно тает и вновь образуется $37 \cdot 10^3$ км³ льда: в северном полуша-

рии — $14 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ и в южном — $23 \cdot 10^3 \text{ км}^3$. Такое различие объясняется тем, что основная масса льдов северного полушария находится в более высоких широтах и свободный их вынос в умеренную зону больше ограничен, чем в южном полушарии. Естественно, что в отдельные годы в зависимости от конкретных гидрометеорологических условий объем и площадь распространения льдов могут несколько отличаться от приведенных значений. Так, например, амплитуда межгодовых колебаний положения кромки льда в водах Антарктики достигает 200 км. До 100 км смещается кромка льда и в северных морях Атлантического и Тихого океанов.

Под влиянием течений и ветра основная масса морских льдов находится в постоянном движении, лишь на мелководье и между островами может устанавливаться неподвижный припай, имеющий в ряде случаев большую протяженность. В северном полушарии наиболее заметно проявляется влияние течений и температуры вод в Гренландском и Баренцевом морях, где Восточно-Гренландское течение способствует распространению льда к югу, а Северо-Атлантическое течение и его ветви приносят достаточно большое количество тепла, чтобы компенсировать теплоотдачу в атмосферу зимой и не создавать условий для образования льда.

Средняя толщина льда зависит не только от соотношения притока и оттока тепла, но и от характера дрейфа льда. В морях с преобладанием зимнего выноса льда, как, например, в Карском море, характерная толщина льда оказывается несколько меньшей, чем при учете только термических факторов.

В областях дивергенции, создаваемых течениями и ветром, в ледяном покрове постоянно возникают трещины и разводья. Через них, как уже отмечалось, выше происходит интенсивное снабжение теплом атмосферы, на них образуется и интенсивно растет молодой лед, вызывая осолонение воды и конвективное перемешивание с подтоком тепла из глубинных слоев. Постоянное образование льда в областях дивергенции приводит к пространственной неоднородности его толщины. Действительно, средняя толщина льда по площади \bar{h} на какую-то дату определяется суммой толщин льдов h_i разного возраста с учетом относительных площадей их распространения N_i , т. е. $\bar{h} = \sum_i h_i N_i$.

При конвергенции льда происходит некоторое увеличение его средней толщины, обусловленное образованием торосов.

Динамические факторы влияют не только на зимнее, но и на летнее состояние льдов. Если зимой участки воды между льдинами достаточно быстро покрываются молодым льдом, который из-за низкой температуры воздуха быстро увеличивает свою толщину, ослабляя теплообмен атмосферы с океаном, то весной и летом участки открытой воды становятся очагами таяния. Выше уже отмечалась роль бокового таяния в уменьшении сплоченности льдов. Если к тому же добавляется дивергенция льдин за счет динамических факторов, то площадь открытой воды постоянно возрастает и интенсив-

ность таяния увеличивается. При конвергенции — картина обратная (табл. 8.1).

Таблица 8.1

Зависимость сплоченности льда от воздействия термических и динамических факторов

Фактор воздействия	Июнь		Июль			Август			Сентябрь
	II	III	I	II	III	I	II	III	I
Термический	0,89	0,88	0,85	0,82	0,75	0,68	0,53	0,36	0,27
Термический с дивергенцией	0,85	0,78	0,72	0,60	0,49	0,29	0,09	0	0
Термический с конвергенцией	0,95	0,98	0,98	0,94	0,90	0,78	0,64	0,54	0,51

В качестве исходных данных, использованных при составлении табл. 8.1, брались характерные для окраинных морей Северного Ледовитого океана значения тепловых потоков и вергенции скоростей дрейфа льда. Начальная сплоченность льда на первую декаду июня во всех случаях принималась равной 0,9.

В первой строке таблицы представлена сплоченность льда, обусловленная действием только одних термических факторов, т. е. лед считался неподвижным. Во второй строке указана сплоченность, являющаяся результатом суммарного действия дивергенции и таяния. В третьей строке даны результаты расчетов сплоченности льда при совместном действии конвергенции и таяния. Скорости дивергенции и конвергенции были одинаковыми и различались только знаками.

Из данных табл. 8.1 видно, что дивергенция льдин, вызывая увеличение участков открытой воды между ними, благоприятствует прогреву поверхностного слоя воды и боковому таянию льда, в результате чего его сплоченность уменьшается быстрее, чем при неподвижном льде. При конвергенции льдин имеет место обратное явление. Площадь открытой воды уменьшается, а следовательно, ее прогрев и боковое таяние льда становятся менее интенсивными. В данном случае сначала увеличение сплоченности льда за счет конвергенции превышало скорость бокового вытаивания льдин и сплоченность до середины июля увеличилась по сравнению с начальной. Затем тепловые потоки стали оказывать на сплоченность большее влияние.

По-видимому, конвергенция является одной из причин, приводящих к сохранению в летний период скоплений льда — так называемых ледяных массивов. Характерными скоплениями льда такого происхождения являются массивы в Северном Ледовитом океане — Таймырский, Айонский, Бофортовский.

Преобладание в Антарктике дивергенции льда под воздействием ветра и течений приводит к ускорению таяния. Поэтому основная масса морских льдов там летом исчезает. Остаются льды лишь вдоль береговой черты и в областях конвергенции, например в море Уэдделла.

В результате совокупного действия тепловых и динамических факторов сплошного ледяного покрова однородной толщины не бывает. Лед представляет собой сморози из льдин различной толщины и протяженности, в которых процент многолетних льдов возрастает с ростом широты. Выше было показано влияние тепловых процессов на характер поверхности многолетнего льда. Нижняя поверхность льда оказывается еще более неровной.

Наблюдения показали, что нижняя поверхность молодых форм льда без торосов достаточно ровная или шероховатая. Рельеф нижней поверхности многолетних льдов имеет, как правило, сложное строение с большим числом выступов и углублений различной конфигурации. Особенно неоднородной является топография восторошенного льда. В районах спокойного подводного рельефа выступы торосов простираются вглубь на 2—3 м. Но в зонах бывших торосений подледные ропаки и подсовы, состоящие из крупных обломков льда толщиной 2—4 м, могут распространяться до глубины 15—20 м.

Сложный характер топографии поверхностей льда приводит к пространственной неоднородности его толщины (табл. 8.2).

В табл. 8.2 радиус корреляции определяется как расстояние, на котором коэффициент корреляции убывает до нуля.

Данные табл. 8.2 свидетельствуют о том, что выбор какой-то характерной толщины льда при оценках теплообмена через него должен базироваться на соответствующем статистическом осреднении данных.

Таблица 8.2

Характеристики неоднородности толщины различных льдов

Тип льда	Дисперсия, см ²	Радиус корреляции, м	Ошибка при одном изме- рении, см
Припайный			
не восторошенный	100	25	10
с торосистостью 1—2 балла	800	40	29
антарктический	150	20	13
Однолетний ровный	50	50	7
Двухлетний ровный	300	25	17
Многолетний восторошенный	40 000	40	200

8.5. Влияние ледяного покрова на теплообмен атмосферы с океаном

В связи с интенсивным исследованием взаимодействия атмосферы и океана большое внимание уделяется ледяному покрову последнего, как результату этого взаимодействия, влияющему на обмен энергией между жидкой и газообразной оболочками нашей планеты.

Первоначально основное внимание обращалось на теплоизолирующее влияние льда. Отмечалось, что в холодный период года лед препятствует охлаждению морей и океанов, так как теплоотдача в атмосферу компенсируется главным образом теплотой кристаллизации. В теплое время года ледяной покров ослабляет прогрев воды из-за своей высокой отражательной способности по отношению к коротковолновой радиации и из-за расхода тепла на таяние льда.

Более поздние исследования отметили существенное влияние льда на плотностную стратификацию прилегающих к нему пограничных слоев воздуха и воды, с которой тесно связаны характер термодинамических процессов, протекающих в пограничных слоях, и условия обмена энергией.

При изучении теплоизолирующего влияния ледяного покрова принято исходить из уравнения теплового баланса либо поверхности льда, либо всей его толщи и сравнивать составляющие баланса с их значениями для открытой водной поверхности при тех же климатических условиях.

Если не принимать во внимание теплозапаса льда, то уравнение теплового баланса ледяного покрова и открытой воды определяется одними и теми же составляющими:

$$B + \Phi_a + \mathcal{L}I + \Phi_T + \Phi_k = 0, \quad (8.22)$$

где B — радиационный баланс; Φ_a — турбулентный теплообмен с атмосферой; $\mathcal{L}I$ — затраты тепла на испарение и приток тепла конденсации; Φ_T — теплообмен между поверхностью и нижележащими слоями воды; Φ_k — теплота, выделяемая в результате кристаллизации воды при образовании льда или затрачиваемая на его таяние.

Из данных табл. 8.3 видно, что теплообмен между атмосферой и океаном при открытой водной поверхности отличается от теплообмена при ледяном покрове. Если в соответствии с имеющимися оценками подледное среднегодовое значение Φ_T приблизительно составляет 8—13 кДж/(см²·год), то из уравнения (8.22) следует, что теплота Φ_k , связанная с образованием и таянием льда, равна приблизительно нулю, теплотопери океана в атмосферу через многолетние льды составляют 8—13 кДж/(см²·год), что примерно равно потоку тепла от воды.

Таблица 8.3
Теплообмен атмосферы с ледяным покровом и открытой
водной поверхностью в Центральной Арктике,
кДж/(см²·мес)

Характеристика теплообмена	I	II	III	IV	V	VI	VII
Ледяной покров							
Φ_a	5,0	3,4	2,9	1,3	-1,7	-1,7	-1,3
$\mathcal{L}И$	0	-0	-0	-0,4	-2,1	-2,9	-2,5
Б	-9,2	-8,4	-2,5	7,1	13,8	15,5	6,7
Открытая водная поверхность							
Φ_a	-92,0	-95,5	-92,0	-68,6	-55,1	-10,0	-1,3
$\mathcal{L}И$	-65,3	-67,8	-65,3	-48,5	-36,8	-8,4	-2,5
Б	-39,7	-35,6	-34,3	0,8	40,1	60,2	48,5

Продолжение табл. 8.3

Характеристика теплообмена	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Ледяной покров						
Φ_a	-1,7	-0,8	0,4	2,5	3,4	11,7
$\mathcal{L}И$	-2,9	-0,7	-0,8	-0	-0	-12,3
Б	-2,5	-5,4	-5,4	-7,5	-8,4	-7,2
Открытая водная поверхность						
Φ_a	-1,7	-33,5	-57,4	-80,8	-83,7	-671,6
$\mathcal{L}И$	-2,9	-27,2	-40,6	-57,3	-59,5	-482,1
Б	23,0	-2,5	-22,2	-34,7	-37,2	-33,6

Поток тепла в атмосферу с открытых участков замерзающих акваторий почти на полтора порядка больше, чем ото льда. Эти теплотери океана происходят в основном в холодное время года и вызваны большим перепадом температуры между водой и воздухом. В теплое время года турбулентный теплообмен и испарение как с поверхности ледяного покрова, так и с открытой воды примерно одинаковы.

Площадь открытой воды в виде полыней и разводий в холодное время года в Северном Ледовитом океане обычно составляет около 1 % площади акватории, занятой льдами. В соответствии с оценками теплообмена это означает, что с открытой воды атмосфера получает примерно такое же количество тепла, как и с поверхности остальной части океана.

В результате очень быстрого охлаждения и уплотнения поверхностного слоя воды в районе полыней и разводий возникает кон-

вективная циркуляция, значительно увеличивающая интенсивность теплового потока из глубины к поверхности океана. На этих участках часто отмечается переохлаждение воды, но существенная доля теплопотерь компенсируется за счет теплоты кристаллизации, выделяющейся при образовании льда.

В. Г. Леденев, исследовавший потоки тепла с заприпайных и приледниковых полыней в Антарктике, оценил общую теплоотдачу в атмосферу величины такого же порядка, как указано в табл. 8.3 для Северного Ледовитого океана, и отметил, что суммарная толщина образовавшегося и вынесенного со стационарной полыньи льда составляет за год 12 м [33]. Это означает, что примерно половина теплопотерь с открытой водной поверхности компенсируется усиленным подтоком тепла из глубинных слоев, а половина — теплотой кристаллизации.

В соответствии с данными табл. 8.3 общий поток тепла в атмосферу с единицы акватории центрального района Арктики составляет 20—25 кДж/(см²·год). Если предположить, что половина тепла, теряемого с участков открытой воды, компенсируется теплотой кристаллизации, то окажется, что воды центральной части Северного Ледовитого океана теряют в среднем 17—21 кДж/(см²·год). Эта оценка согласуется с данными, полученными на основании вычислений по изменению теплозапаса воды [71]. Следовательно, охлаждение вод по акватории происходит неравномерно, несмотря на то, что температура воды, соприкасающейся со льдом или воздухом, одинакова и равна температуре замерзания. Несмотря на малую площадь открытой воды во льдах, охлаждение океана наполовину происходит через эти участки за счет существенного увеличения интенсивности вертикального перемешивания вод.

Ежегодные изменения массы льдов составляют 37 000 км³, из которых образуется и тает в северном полушарии 14 000 км³ и в южном 23 000 км³. Несомненно, что в результате таких грандиозных фазовых преобразований влаги на поверхности океана попеременно возникает то источник, то сток тепла. Но в среднем в Северном Ледовитом океане образуется льдов больше, чем тает. Значительная часть льдов выносится в Атлантический океан, создавая там постоянный сток тепла за счет таяния.

О мощности этого своеобразного источника тепла в Северном Ледовитом океане можно судить по тому, что ежегодный вынос льдов из Арктического бассейна соответствует выделению там такого количества тепла, которое составляет 46 % всей приходной части баланса. Для сравнения можно указать, что адвекция тепла поступающими атлантическими водами обеспечивает 42 % приходной части баланса.

Основная масса льдов образуется в арктических морях. Здесь и происходит основная теплоотдача в атмосферу. Из данных табл. 8.4, составленной по климатическим данным о. Уединения, видно, что суммарный поток тепла Φ , определяемый выражением

$$\Phi = B + \Phi_a + \mathcal{L}I, \quad (8.23)$$

Таблица 8.4

Теплообмен через ледяной покров различной толщины по месяцам, кДж/(см²·мес)

Характеристика теплообмена	X	XI	XII	I	II	III	IV	V
Начальная толщина льда $h_0 = 0$ м								
Φ	3,82	7,10	6,56	5,96	5,38	4,77	2,96	0,68
Φ_k	3,81	7,03	6,44	5,86	5,27	4,89	3,22	1,17
Начальная толщина льда $h_0 = 2$ м								
Φ	1,93	3,94	3,82	3,38	3,31	3,22	1,18	0,75
Φ_k	0,97	2,66	3,25	3,25	3,19	3,14	2,17	0,82

Таблица 8.5

Влияние океанического потока тепла Φ_T на теплообмен и теплоту кристаллизации при начальной толщине льда $h_0 = 1$ м, кДж/(см²·мес)

Характеристика теплообмена	X	XI	XII	I	II	III	IV	V
$\Phi_T = 0$								
Φ	2,03	4,59	4,80	4,41	4,22	4,01	2,10	0,06
Φ_k	1,59	4,06	4,55	4,32	4,13	3,93	2,67	1,00
$\Phi_T = 1,25$ кДж/(см ² ·мес)								
Φ	2,01	4,61	4,91	4,55	4,40	4,18	2,39	0,35
Φ_k	0,33	2,87	3,43	3,23	3,08	2,90	1,59	-0,91

через тонкий лед значительно больше, чем через толстый. Кроме того, он практически целиком обуславливается теплотой кристаллизации, а в толстом льду в переходные сезоны некоторую роль играет теплозапас льда.

Из табл. 8.4 следует, что лед, образовавшийся осенью, за период нарастания выделяет более 37 кДж/см² тепла, уходящего в атмосферу, в то время как двухметровый лед выделяет около 17 кДж/см², а паковый еще меньше. Следует отметить, что поступающий ко льду океанический поток тепла слабо влияет на общий теплообмен с атмосферой. Он изменяет главным образом теплоту кристаллизации (табл. 8.5).

Из приведенных таблиц видно, что ледяной покров уменьшает все составляющие теплового баланса по сравнению с открытой водной поверхностью, действуя как своеобразный стабилизатор тепловых потоков. Несмотря на это, при решении некоторых задач требуется исследование влияния теплообмена через лед на гидрометеорологические процессы.

Из-за того, что при нарастании морского льда происходит осолонение подледной воды и рост толщины слоя конвективного пере-

мешивания, то вовлечение новых, как правило, более теплых слоев воды приводит к дополнительному притоку тепла Φ_T . Таким образом, лед влияет на теплообмен в верхнем слое океана.

Большой поток тепла через лед оказывает отепляющее влияние на прилегающий к нему воздух. Это оценивается так же, как и в предыдущей главе при рассмотрении трансформации пограничных слоев атмосферы и океана. Только в данном случае вместо верхнего квазигомогенного слоя следует использовать лед с постоянной температурой на его нижней границе. При рассмотрении средних значений изменений температуры воздуха понижения и повышения температуры льда примерно компенсируются и профиль температуры льда оказывается близким к линейному. Это дает возможность из уравнений балансов тепла верхней и нижней поверхности льда исключить поток тепла через него и получить одно уравнение

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} - L_{\kappa} \rho_{\kappa} \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} - \Phi_T = B. \quad (8.24)$$

Здесь, как и в предыдущей главе, ради упрощения затраты тепла на испарение из-за практически постоянной и высокой относительной влажности воздуха надо льдом, пропорциональные температуре воздуха, учтены в теплопроводности воздуха λ_1 и в радиационном балансе B . Кроме того, турбулентный теплообмен с атмосферой, выражаемый первым членом, полагается положительным при его направлении ото льда в атмосферу, чтобы не менять знака в уравнении теплопроводности воздуха и приток тепла соответствовал бы повышению температуры воздуха.

Решение уравнений (7.69), описывающих изменение температуры воздуха, при краевом условии (8.24) позволяет выразить температуру воздуха через составляющие теплового баланса льда. В частности, на уровне поверхности льда [18] она имеет вид

$$\begin{aligned} \vartheta_0(t) = & \frac{n}{\lambda_1} (B + L_{\kappa} \rho_{\kappa} \omega_{\kappa} + \Phi_T) + \frac{\kappa_T}{\lambda_1 \sqrt{\pi \kappa_1}} \times \\ & \times \int_0^t [B(\xi) + L_{\kappa} \rho_{\kappa} \omega_{\kappa}(\xi) + \Phi_T(\xi)] (t - \xi)^{-1/2} d\xi + \frac{1}{\sqrt{\pi \kappa_1}} \times \\ & \times \int_{h_1}^{\infty} \frac{F(\eta)}{\sqrt{t}} \exp \left[-\frac{(\eta - h_1')^2}{4\kappa_1 t} \right] d\eta, \end{aligned} \quad (8.25)$$

где $\omega_{\kappa} = \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}$; $F(\eta)$ — начальный профиль температуры воздуха; h_1' — толщина квазистационарного подслоя атмосферы.

Температура воздуха находится из уравнений теплового баланса (8.24) и (8.25) поскольку ее профиль в пределах нижних 50—100 м

из-за отсутствия больших градиентов надо льдом близок к логарифмическому

$$\begin{aligned}
 T_1(t, z) &= \vartheta_0(t) - \frac{n_1}{\lambda_1} (B + L_{\kappa} \rho_{\text{л}} \omega_{\text{л}} + \Phi_T) = \\
 &= \frac{n}{\lambda_1} \left[\left(1 - \frac{n_1}{n}\right) (B + L_{\kappa} \rho_{\text{л}} \omega_{\text{л}} + \Phi_T) \right] + \\
 &+ \frac{\kappa_T}{\lambda_1 \sqrt{\pi \kappa_1}} \int_0^t [B(\xi) + L_{\kappa} \rho_{\text{л}} \omega_{\text{л}}(\xi) + \Phi_T(\xi)] (t - \xi)^{-1/2} d\xi + \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{\pi \kappa_1}} \int_{h_1}^{\infty} \frac{F(\eta)}{\sqrt{t}} \exp \left[- \frac{(\eta - h_1')^2}{4 \kappa_1 t} \right] d\eta. \quad (8.26)
 \end{aligned}$$

Из выражений (8.25) и (8.26) виден характер влияния составляющих теплового баланса льда на температуру его поверхности и прилегающего слоя воздуха. Теплота кристаллизации и приток океанического тепла ко льду всегда положительные, поэтому они приводят к повышению температуры воздуха. Причем скорость нарастания льда, как выше было показано, тем больше, чем ниже температура воздуха и больше отток лучистого тепла, т. е. она меняется таким образом, чтобы скомпенсировать влияние B и Φ_T .

Расчеты по формуле (8.26) показывают, что в холодное время года поток тепла за счет Φ_T и Φ_{κ} таков, что обеспечивает прогрев нижнего слоя воздуха за сутки над тонким слоем льда на $3-4^{\circ}$, а над паковым — на $1-2^{\circ}$. Если поток океанического тепла $\Phi_T \approx 1$ кДж/(см².мес), то в результате его влияния прогрев нижнего слоя воздуха за сутки составляет примерно 1°C . Наличие такой связи между потоком океанического тепла и температурой воздуха отмечено и статистически. Поток тепла через лед компенсирует значительную часть лучистых потерь. Этим, в частности, объясняется отсутствие зимой в Арктике таких низких температур, какие бывают в Антарктике.

Летом теплый воздух, поступающий на море, трансформируется гораздо быстрее, чем зимой, из-за того что температура льда не бывает выше 0°C . В этом случае уже на расстоянии нескольких сотен метров от берега изменение температуры воздуха на уровне метеорологической будки достигает 20 % ее значения на берегу.

С удалением от поверхности льда влияние радиационного баланса и потока тепла, проходящего через лед, на температуру воздуха ослабевает. Это хорошо видно из формулы (8.26), так как с высотой $n_1 \rightarrow n$ и при $z = h_1'$ первый член становится равным нулю.

Основное количество тепла, поступающего в Северный Ледовитый океан в теплый период года от Солнца и из атмосферы, расходуется на таяние льда. В воду проникает только около 5—10 % поступающей в лед коротковолновой радиации. Лишь в морях уме-

ренной зоны и в арктических, где лед летом тает полностью, в течение одного-двух месяцев происходит заметный прогрев воды. Но и в этом случае проявляется косвенное влияние растаявшего льда на формирование температурного поля моря. Оно заключается в том, что талые воды образуют сравнительно тонкий слой воды пониженной плотности. Толщина этого слоя h_0 в основном определяется интенсивностью волнения, в результате которого вода хорошо перемешивается. В более глубоких слоях из-за резкого возрастания градиента плотности перемешивание быстро затухает. Поэтому поглощенное водой тепло концентрируется в пределах этого верхнего слоя.

Если уравнение баланса тепла для поверхности моря представить в виде

$$\Phi_T = \mu_0 T_2 - \Pi, \quad (8.27)$$

то изменение температуры воды T_2 в распресненном слое, считая его гомогенным по вертикали, определяется выражением

$$\Delta T_2 = \frac{1}{c_2 \rho_2 h_0} \int_0^t (\Phi_T |_{z=h_0} - \mu_0 T_2 + \Pi) dt, \quad (8.28)$$

где μ_0 , Π — функции метеорологических элементов.

Чем сильнее происходит таяние льда, тем лучше выражен квазиоднородный слой, слабее теплообмен с нижележащими слоями, больше нагреваются поверхностные воды, но, как видно из уравнения (8.28), и тем больше отдается тепла в атмосферу. Таким образом, даже после таяния лед ослабляет прогрев моря.

Талые воды, препятствуя перемешиванию и поступлению тепла из глубинных слоев к поверхности в период охлаждения моря, способствуют быстрой потере накопленного летом запаса тепла в верхнем слое и новому образованию льда.

Особенности преобразования льдом поступающей к нему тепловой энергии проявляются не только в изменении его массы и в термодинамическом состоянии прилегающих слоев воздуха и воды, но и распространяются за пределы этих слоев. Достаточно отметить, что при устойчивой стратификации воздуха над ледяной поверхностью тепловая трансформация распространяется за сутки на высоту до 2—3 км, а конвекция, вызванная осолонением воды при нарастании толщины льда, во многих случаях достигает дна. Поэтому вполне обоснованы исследования влияния ледяного покрова на крупномасштабные процессы.

Несмотря на наличие льда, океан оказывает отепляющее влияние на атмосферу. Из данных табл. 8.4 следует, что чем меньше толщина льда, тем большее количество тепла поступает в атмосферу. Еще больше тепла поступает с открытой воды. Несомненно, что при акриогенных условиях климат, по крайней мере, полярных широт, не был бы таким суровым, как в настоящее время. Вопрос заключается в том, насколько возможно существование таких условий. В какой-то мере ответ на него можно получить, изучая за

ряд последовательных лет тепловой баланс ледяного покрова и определяя его равновесную толщину.

Как уже отмечалось, среднегодовая равновесная толщина льда \bar{h}_p составляет в центральной части Северного Ледовитого океана 5—6 м и уменьшается к его периферии. Это равновесное состояние, когда летнее стаивание равно зимнему приросту, достигается льдом за десятилетие или даже более длительный период. Дрейфующие в трансполярном потоке льды находятся в Северном Ледовитом океане меньший срок, а потому не достигают равновесного состояния и имеют меньшую толщину.

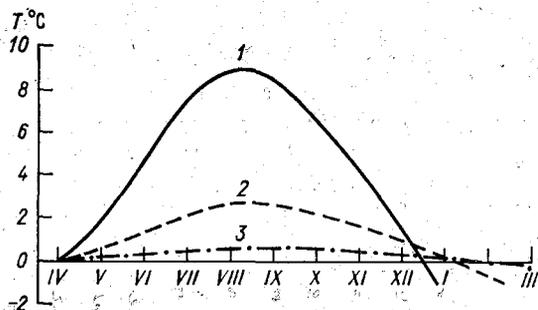


Рис. 8.7. Температура верхнего квазиоднородного слоя различной толщины
1 — 25 м; 2 — 100 м; 3 — 500 м

Значительное влияние на равновесную толщину льда \bar{h}_p оказывает океанический поток тепла Φ_T . Оценки показывают, что при существующих климатических условиях увеличение океанического потока тепла Φ_T до 25 кДж/(см²·год) вызывает исчезновение многолетних льдов. В принципе, если бы лучистое тепло в весенне-летний период не расходовалось на таяние льда, а шло только на прогрев океана, то накопленного тепла было бы достаточно для компенсации зимних теплопотерь и лед не образовывался бы. По-видимому, этот вывод не вызовет сомнения в том случае, если прогрев распространяется на большую толщу воды. Из рис. 8.7 видно, что при одних и тех же внешних факторах увеличение толщины верхнего распресненного слоя приводит к более позднему замерзанию, а при $h_0 > 500$ м образования льда может вообще не произойти.

При существовании сравнительно тонкого распресненного слоя воды общее поглощенное океаном тепло оказывается меньше, чем при его отсутствии. Это следует из формулы (8.28). Поэтому при существующей плотностной стратификации и климатических условиях льды Северного Ледовитого океана являются устойчивым образованием. Так же, в принципе, устойчиво состояние многолетних арктических льдов. Лишь постоянный вынос их, приводящий к образованию многочисленных участков открытой воды, способствует прогреву вод и таянию льда.

9. Понятие о крупномасштабном взаимодействии атмосферы и океана и методах его исследования

9.1. Уравнения балансов тепла, массы и количества движения в атмосфере и океане

Выражениями, в которых в наиболее наглядной форме проявляется влияние одной среды на другую, являются уравнения балансов тепла, примесей и количества движения в слое от поверхности океанов или материков до какого-либо заданного уровня H в атмосфере или в океане. Для получения уравнения баланса тепла необходимо умножить уравнение неразрывности на потенциальную температуру θ , а уравнение теплопроводности на плотность ρ , затем их сложить и результат проинтегрировать по вертикальной координате в пределах указанного слоя

$$\int_0^H \frac{\partial \rho \theta}{\partial t} dz = \int_0^H \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \rho \left[(\kappa_T + \kappa_T) \frac{\partial \theta}{\partial x} - \theta U \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial y} \rho \left[(\kappa_T + \kappa_T) \frac{\partial \theta}{\partial y} - \theta V \right] \right\} dz + \\ + \frac{1}{c_p} \int_0^H \left(\frac{\partial Q_\Phi}{\partial t} + \mathcal{D} \right) dz + \left\{ \rho \left[(\kappa_T + \kappa_T) \frac{\partial \theta}{\partial z} - \theta W - \frac{B}{c_p \rho} \right] \right\}_H - \\ - \left\{ \rho \left[(\kappa_T + \kappa_T) \frac{\partial \theta}{\partial z} - \theta W - \frac{B}{c_p \rho} \right] \right\}_0 \quad (9.1)$$

Первый член правой части выражения характеризует изменение температуры за счет горизонтального турбулентного переноса тепла и адвекции, второй — за счет фазовых преобразований влаги и диссипации кинетической энергии, третий — за счет турбулентного и упорядоченного вертикального переноса тепла, а также лучистого потока энергии на внешней границе выделенного слоя. Первое слагаемое последнего члена правой части полученного выражения представляет собой вклад турбулентного потока тепла от границы раздела сред в изменение температуры. Второе слагаемое, характеризующее перенос тепла на границе раздела сред упорядоченными вертикальными токами, пропадает из-за обращения W в нуль, если подстилающая поверхность не представляет собой склон горы. Под символом B в данном случае понимается либо поток радиации на подстилающей поверхности, если рассматривается температура воздуха, либо поток радиации, проникшей в океан, во втором случае.

Аналогичным образом с использованием уравнения неразрывности получается выражение, описывающее изменение влажности атмосферы и солености океанических вод

$$\int_0^H \frac{\partial \rho S}{\partial t} dz = \int_0^H \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \rho \left[(\kappa_S + \kappa_S) \frac{\partial S}{\partial x} - SU \right] + \frac{\partial}{\partial y} \rho \left[(\kappa_S + \kappa_S) \frac{\partial S}{\partial y} - SV \right] + I_S \right\} dz + \left\{ \rho \left[(\kappa_S + \kappa_S) \frac{\partial S}{\partial z} - SW \right] \right\}_H - \left\{ \rho \left[(\kappa_S + \kappa_S) \frac{\partial S}{\partial z} - SW \right] \right\}_0. \quad (9.2)$$

Первый член правой части выражения (9.2) характеризует изменение субстанции S за счет горизонтальной турбулентной диффузии и адвекции в выделенном слое H , а также в результате действия внутренних источников и стоков I_S . Второй член выражает турбулентный и упорядоченный перенос субстанции S через границу H , а третий — аналогичные потоки на границе раздела атмосфера—океан. Если рассматривается изменение удельной влажности, то первое слагаемое последнего члена характеризует испарение с поверхности океана. Из-за обращения W у подстилающей поверхности в нуль последнее слагаемое пропадает.

Под источниками и стоками влаги I_S следует понимать испарение или конденсацию влаги в облаках

$$I_S = \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{\partial Q_\Phi}{\partial t}. \quad (9.3)$$

Поток солей на поверхности океана тесно связан с атмосферными процессами и может быть выражен через них на основании уравнения баланса солей

$$\rho_2 (\kappa_S + \kappa_S) \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{S_0}{\rho_2} \frac{\partial M_{ж}}{\partial t}; \quad (9.4)$$

где S_0 — соленость поверхностного слоя воды; $M_{ж}$ — поток массы пресной воды за счет осадков или испарения, процессов таяния и образования льда.

Если в океан поступает пресная вода, то $\frac{\partial M_{ж}}{\partial t} > 0$ и происходит распреснение океана, выражаемое потоком солей, направленным к поверхности океана. При убывании пресной воды в результате испарения или образования льда $\left(\frac{\partial M_{ж}}{\partial t} < 0 \right)$ поток солей направлен в глубь океана и происходит осолонение морской воды.

Динамическое воздействие атмосферы на океан также отчетливо прослеживается по уравнению баланса количества движения. Оно получается, если уравнение движения (1.85) умножить на ρ и сложить с уравнением неразрывности, умноженным на скорость, а

результат проинтегрировать по вертикали от поверхности океана до глубины H

$$\int_0^H \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \mathbf{v}_r) dz = \int_0^H \left[\operatorname{div}_r \tau_r - \rho_2 \mathbf{v}_r \nabla \cdot \mathbf{v}_r - 2\rho_2 (\omega \times \mathbf{v}_r) - \right. \\ \left. - \nabla_r \left(P_a + \rho_2 g \zeta + g \int_0^z \rho_2 dz \right) \right] dz + \tau_z(H) - \tau_z(0). \quad (9.5)$$

Полученное выражение составлено только для горизонтальных составляющих скоростей движения. Давление в воде представлено в виде суммы давлений

$$P(z) = P_a + \rho_2 g \zeta + g \int_0^z \rho_2 dz. \quad (9.6)$$

Здесь P_a — атмосферное давление на уровне океана, второе слагаемое обозначает давление за счет отклонения уровня ζ от среднего и последнее слагаемое характеризует давление, производимое массой воды от среднего уровня океана до глубины z .

Непосредственное динамическое влияние атмосферы на океан проявляется через поток количества движения, выраженный последним членом правой части формулы (9.5), и градиент атмосферного давления. Первый обычно заменяется равным ему напряжением трения воздуха на основе уравнения баланса (1.98). Это один из основных факторов, вызывающих циркуляцию.

Изменение плотности морской воды в результате тепло- и влагообмена с атмосферой также влияет на морские течения. Этот фактор учитывается последним слагаемым первого члена правой части выражения (9.5). Видно, что влияет не сама плотность воды, а ее градиент, обусловленный пространственной неоднородностью теплового взаимодействия океана с атмосферой.

Применительно к описанию горизонтальных воздушных потоков уравнение баланса количества движения получается аналогично приведенному выше

$$\int_0^H \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \mathbf{V}_r) dz = \int_0^H \left[\operatorname{div}_r \tau_r - \rho_1 \mathbf{V}_r \nabla \cdot \mathbf{V}_r - 2\rho_1 (\omega \times \mathbf{V}_r) - \right. \\ \left. - g \nabla_r \int_z^\infty \frac{P(\xi)}{R \cdot T_B} d\xi \right] dz + \tau_z(H) - \tau_z(0). \quad (9.7)$$

В данном случае атмосферное давление на основании уравнений статики и состояния представлено формулой

$$P(z) = g \int_z^\infty \frac{P(\xi)}{RT_B} d\xi, \quad (9.8)$$

где $T_B = T + 0,61 q$ — виртуальная температура.

Динамическое влияние океана на атмосферу проявляется лишь в торможении движения последней. Из-за роста скорости с высотой в приводном слое атмосферы поток количества движения для крупномасштабных процессов всегда направлен к морской поверхности, т. е. изымается из кинетической энергии атмосферы и передается океану.

Основное влияние на индуцирование атмосферных движений оказывает градиент давления, обусловленный неоднородностью поля плотности, т. е. пространственной неоднородностью распределения температуры и влажности, характеризуемой градиентом виртуальной температуры. В свою очередь локальные изменения температуры и влажности воздуха, как видно из уравнений (9.1) и (9.2), определяются многими процессами, в числе которых большое значение принадлежит тепло- и влагообмену с океанами и материками, фазовым преобразованиям влаги в облаках и трансформации лучистой энергии, которая особенно сильна при наличии облачности.

Таким образом, скорость воздушных потоков зависит не столько от абсолютных значений тепловых потоков и потоков влаги, сколько от неоднородности их пространственного распределения. Последнее для крупномасштабных процессов определяется распределением океанов и материков и условиями взаимодействия с ними атмосферы. Поэтому при рассмотрении крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана необходимо принимать во внимание материки не только как граничное условие для океанических процессов, но и как фактор, влияющий на атмосферные процессы.

9.2. Источники и стоки тепла в системе атмосфера — океан — материк

Изменение состояния атмосферы и океана зависит от притока и перераспределения энергии и вещества.

Основная доля энергии поступает на нашу планету от Солнца. При этом атмосферой поглощается примерно $1/3$ солнечной радиации, а $2/3$ ее достигают океана и суши, частично отражаясь обратно в атмосферу, а в основном расходясь на нагревание этих сред и преобразовываясь в длинноволновое излучение и турбулентные потоки тепла, которые передаются воздуху. В зависимости от особенностей подстилающей поверхности происходит тот или иной характер преобразования, обуславливая соответствующие гидрометеорологические процессы, в свою очередь влияющие на потоки энергии и вещества.

Взаимодействие атмосферы с океанами и материками в первую очередь сводится к обмену между ними энергией и веществом. Распределение этих субстанций во времени и пространстве описывается компонентами теплового и водного балансов и обычно картируется. Приведенные ниже составляющие теплового баланса представлены

по картам М. И. Будыко [7] после перевода калорий в джоули и последующей интерполяции.

На карте радиационного баланса земной поверхности за год (рис. 9.1) ясно видно, что океаны и материки больше получают лучистой энергии, чем отдают. Только на поверхности Антарктиды годовой радиационный баланс отрицательный. Вследствие определяющего вклада в баланс солнечного излучения распределение B по поверхности Земли носит широтный характер с максимумом в экваториальной зоне и убыванием к полюсам. Некоторые отклонения от зонального хода радиационного баланса обусловлены в основном облачностью и альбедо. Из-за меньшей отражательной способности воды, чем суши, значения B океанов несколько выше, чем материков на тех же широтах.

Избыток лучистой энергии на поверхности материков трансформируется в турбулентные потоки скрытой и явной энтальпии и передается в атмосферу в тех же районах (рис. 9.2, 9.3). Таким образом, материки можно уподобить гигантскому энергетическому зеркалу, отражающему в атмосферу лучистую энергию. В противоположность материкам на поверхности океанов радиационный баланс, как правило, не равен оттоку тепла в атмосферу за счет скрытой и явной энтальпии. В тех районах, где он больше, часть лучистой энергии расходуется на нагревание воды, а где меньше — компенсация теплоотдачи в атмосферу происходит за счет охлаждения воды (рис. 9.4).

Испарение и соответствующие им затраты тепла с океанов больше, чем с материков на той же самой широте. Это объясняется ограниченностью запаса влаги на суше. Наоборот, турбулентный поток тепла с большей части материков превышает Φ_a с океанов тех же широтных зон. Причиной такому явлению служит, по-видимому, летнее повышение температуры поверхности суши, приводящее к большему перепаду температуры между ней и атмосферой, росту неустойчивости и возрастанию турбулентного потока тепла.

Географическое распределение потоков скрытой и явной энтальпии существенно отличается от зонального. Оно зависит от увлажненности почвы и положения холодных и теплых течений Мирового океана. Суммарный поток скрытой и явной энтальпии на материках компенсирует лучистый приток тепла и имеет такой же характер распределения, как и последний. На океанах же выделяются области, где эта теплоотдача в атмосферу существенно превышает приток лучистой энергии. Из них наиболее заметны зоны теплых течений систем Гольфстрима и Куро-Охотского, приносящих накопленное в тропических районах тепло и расходующих его в более высоких широтах (рис. 9.4). Часто эти зоны называют центрами действия атмосферы и океана. Области океана, в которых происходит аккумуляция тепла водой, выражены менее резко.

Сопоставление потоков скрытой и явной энтальпии на поверхности океанов показывает, что первые существенно больше вторых.

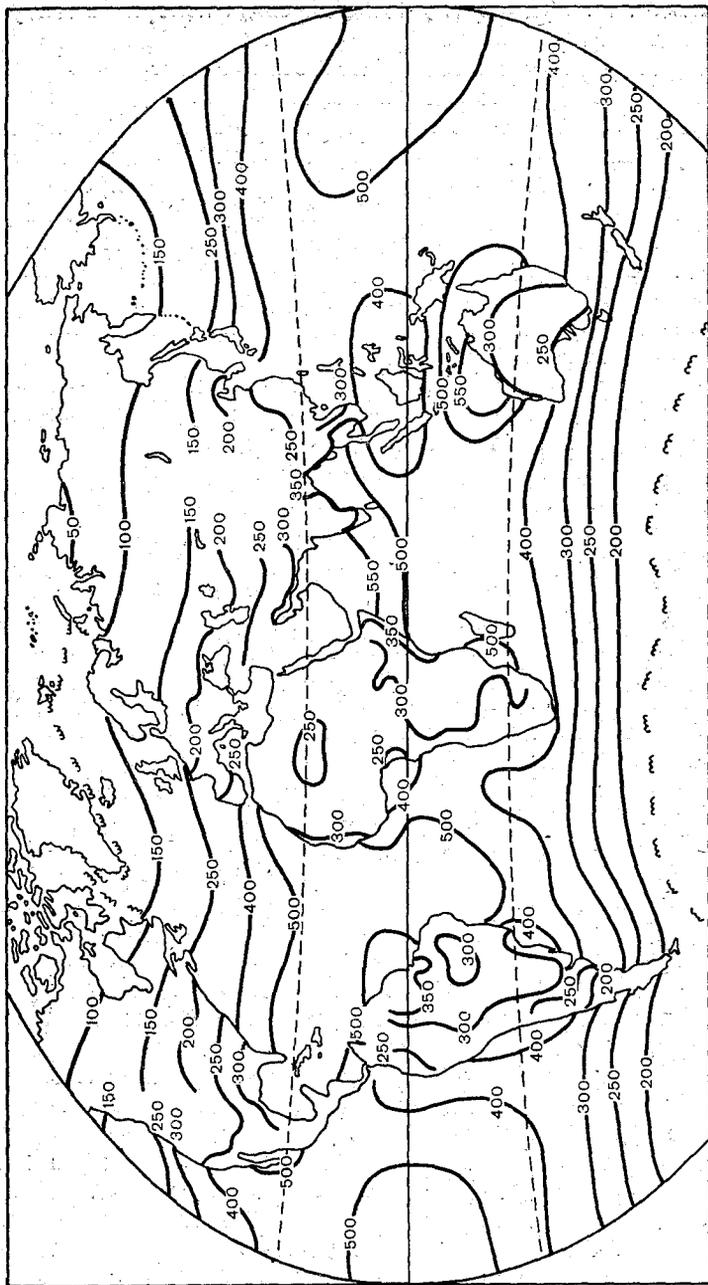


Рис. 9.1. Радиационный баланс земной поверхности, $\text{kJ}/(\text{cm}^2 \cdot \text{год})$

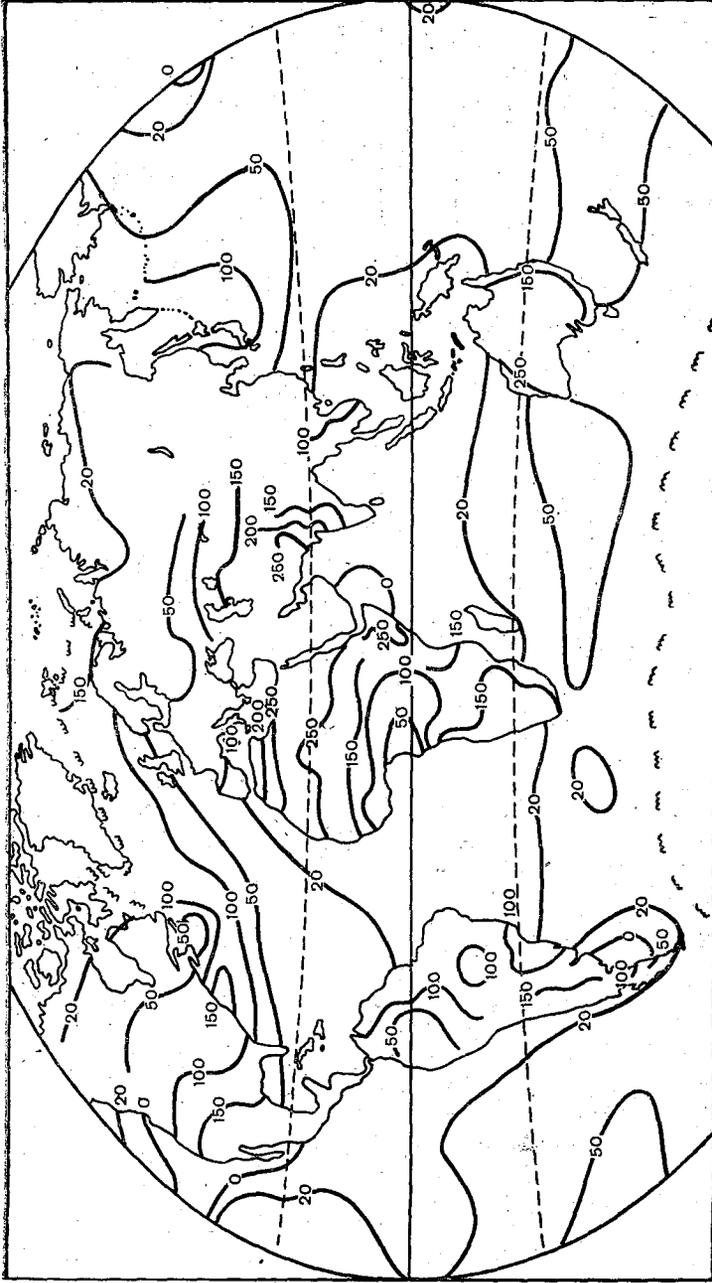


Рис. 9.2. Турбулентный поток тепла от подстилающей поверхности в атмосферу, кДж/(см²·год)

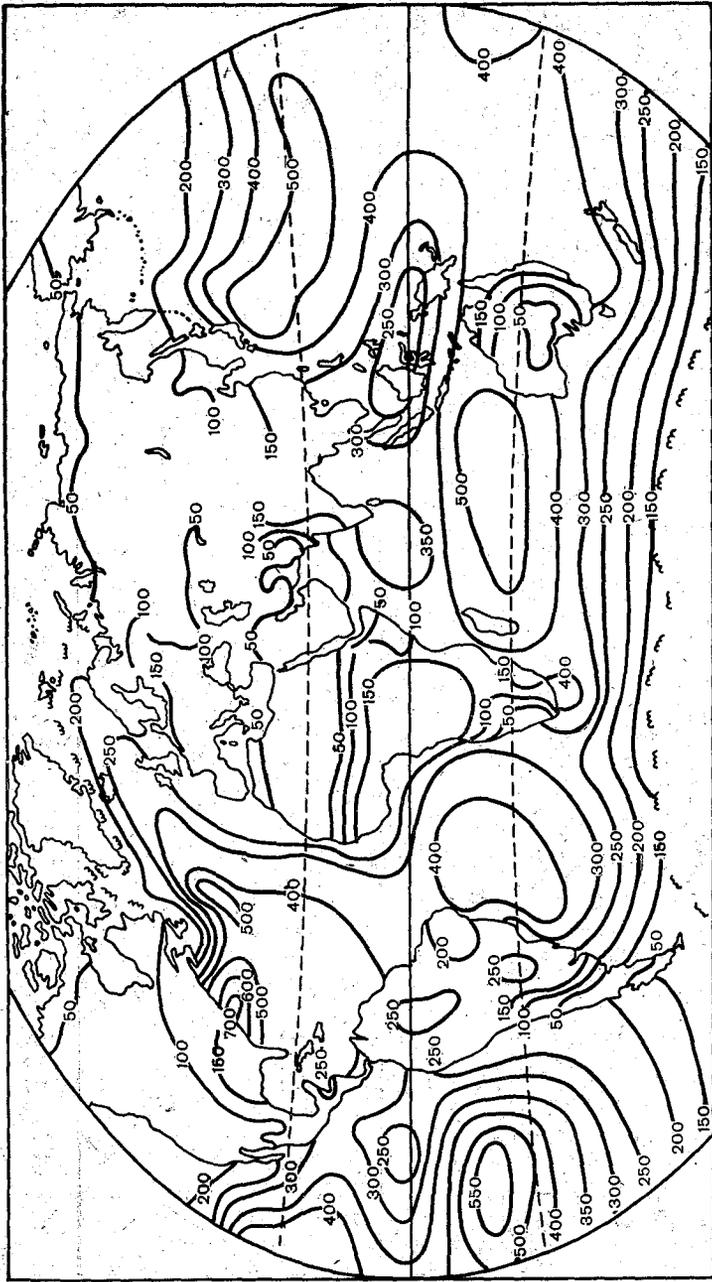


Рис. 9.3. Загатага тeлла на испарение влаги, кДж/(см²·год)

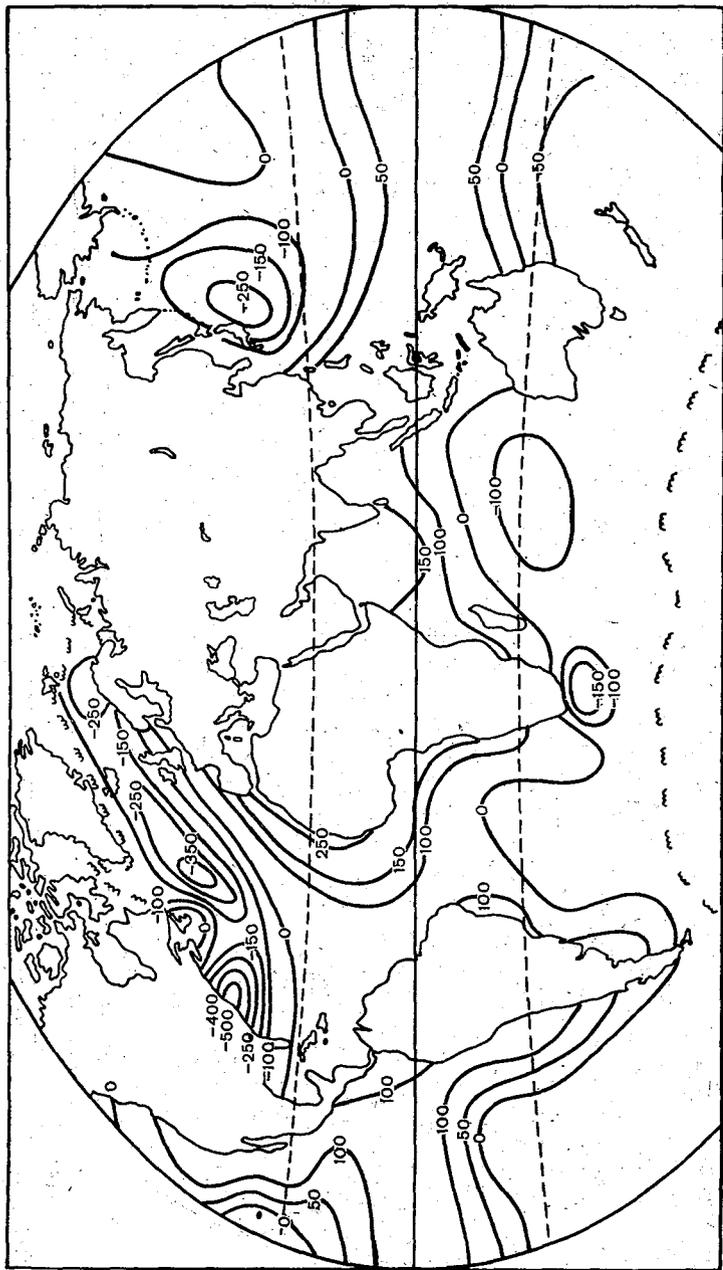


Рис. 9.4. Теплообмен между поверхностью океанов и нижележащими слоями воды, кДж/(см²·год)

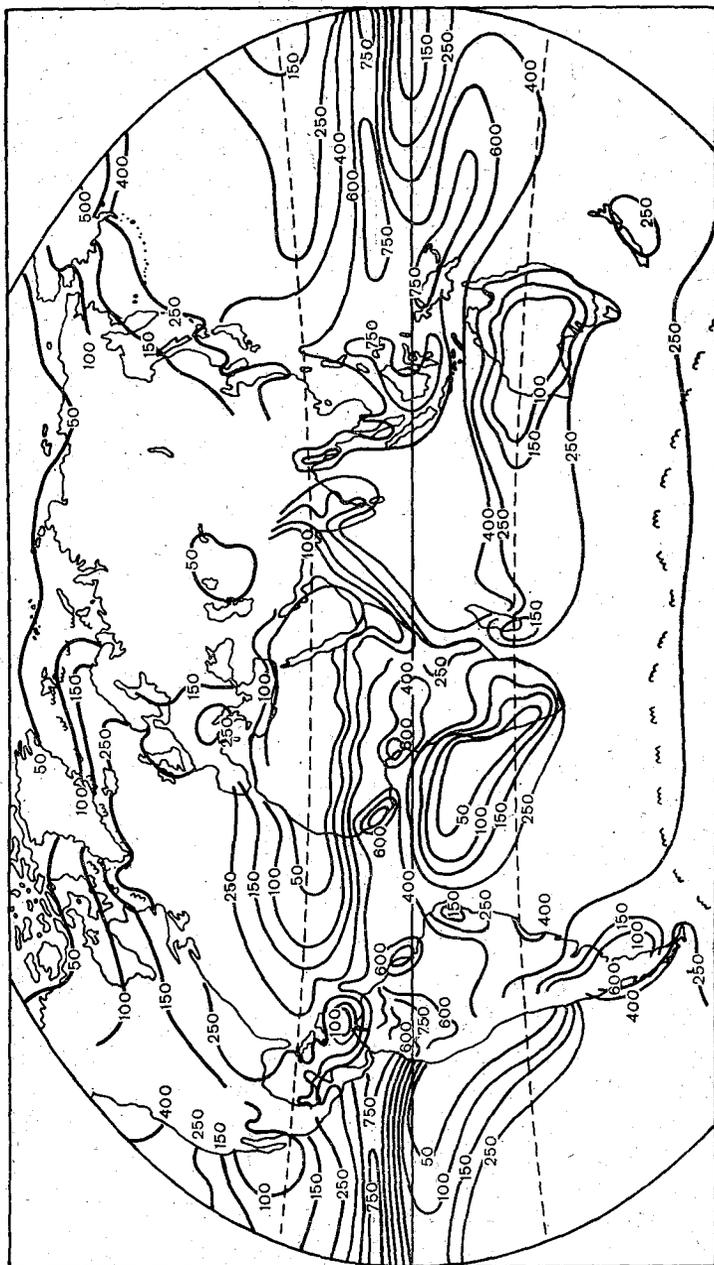


Рис. 9.5. Приход тепла от конденсации водяного пара, $\text{kJ}/(\text{cm}^2 \cdot \text{год})$

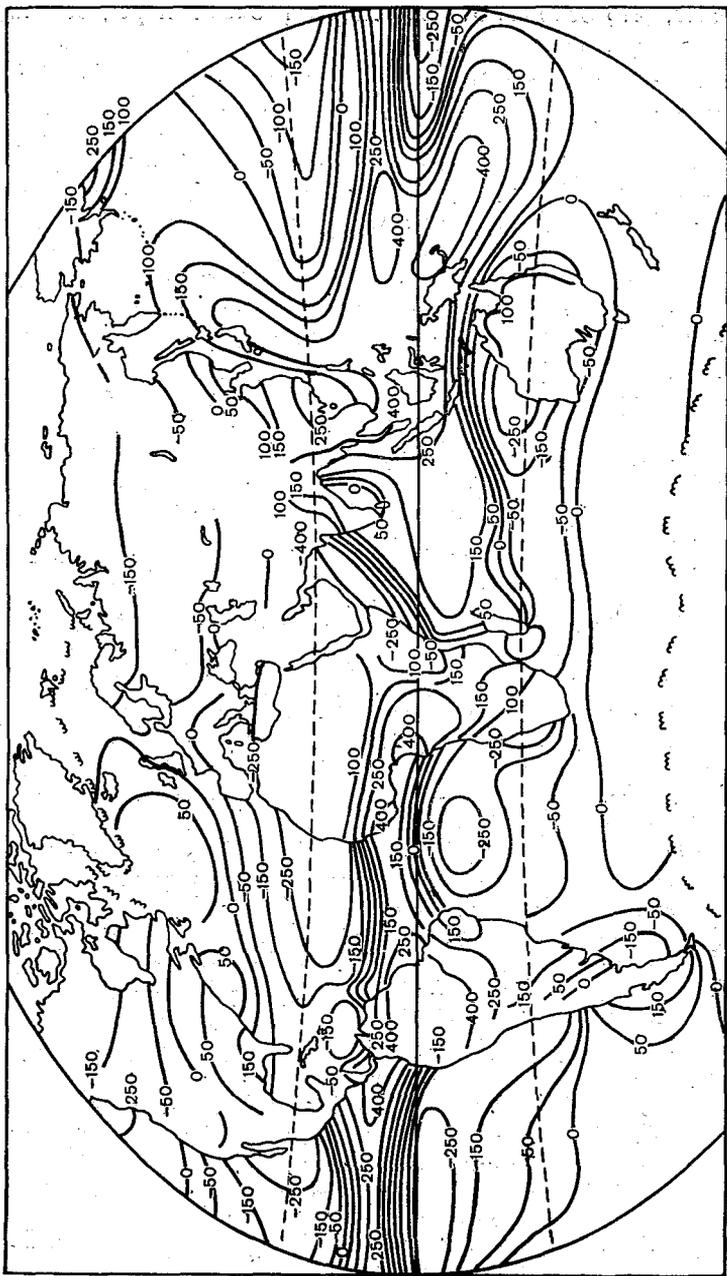


Рис. 9.6. Горизонтальный перенос тепла в атмосфере, кДж/(см²·год)

Это означает, что основную часть энергии океан передает атмосфере в виде скрытой энтальпии.

Географическое распределение притока тепла к атмосфере в результате конденсации водяного пара не идентично затратам тепла на испарение (рис. 9.5). Оно зависит от воздушных переносов влаги и мест ее конденсации. Это также нужно принимать во внимание при рассмотрении взаимодействия атмосферы и океана. Наконец, адвекция тепла как воздушными (рис. 9.6), так и океаническими течениями по значению вполне соизмерима с лучистыми потоками тепла и энергией фазовых преобразований. Следовательно, этот фактор также играет важную роль в перераспределении тепла и должен приниматься во внимание при рассмотрении взаимодействия атмосферы и океана.

Составляющие теплового баланса как на подстилающей поверхности, так и в атмосфере существенно неоднородны над океанами и материками. Площадь последних, конфигурация и распределение на земном шаре сильно влияют на интенсивность и локализацию источников и стоков тепла. Это еще раз показывает, что при изучении крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана необходимо также принимать во внимание наличие материков и специфику теплообмена с ними атмосферы.

9.3. Методы исследования крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана

При изучении крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы рассматривается термодинамическая система, включающая в себя атмосферу, океан, материки и переходные между ними пограничные слои. Между атмосферой и океанами, атмосферой и материками формируется большое число обратных связей, приводящих к различного масштаба автоколебаниям, которые образуют специфический спектр метеорологических и океанологических процессов. Поэтому в задачу исследований входит изучение взаимосвязей атмосферы с океанами и материками. В целом процессы в атмосфере и в океане описываются уравнениями, приведенными в гл. 1. Однако их практическая реализация представляет собой очень трудную проблему не только в математическом смысле, но и в физическом из-за отсутствия надлежащих знаний о многих параметрах, а также о внутренних связях между потоками энергии, вещества и различными процессами. Решение этой проблемы находится еще на начальном этапе. Существующие методы исследований в данном направлении можно разделить на несколько групп.

Самый многочисленный класс исследований взаимодействия атмосферы и океана или влияния одной среды на другую, имеющий достаточно большую историю — статистический. Суть его заключается в отыскании статистических связей и построении уравнений регрессии между отдельными элементами или явлениями атмо-

феры и океана. Чаще всего в качестве аргумента используются аномалии температуры поверхности некоторых районов океана или контрасты температуры океана и материка, а в качестве функций рассматриваются особенности циркуляции атмосферы и ее тепловое состояние. Физической основой такого подхода является большая теплоемкость даже сравнительно тонкого верхнего слоя океана, длительность сохранения сформировавшегося очага аномалии температуры воды, а также влияние океана на атмосферу через тепло- и влагообмен. Поступившие тепло и влага приводят, как это видно из уравнения (9.1), к изменению температуры воздуха, т. е. к формированию аномалии ее теплового состояния, которая переносится преобладающим воздушным потоком на какое-то расстояние. Кроме такого непосредственного теплового взаимодействия в зонах термических контрастов, которые обычно усиливаются при образовании крупных аномалий температуры воды, могут возникать аномалии циркуляции атмосферы, что отражается уравнением (9.7). Изменение циркуляционного механизма в свою очередь влияет на интенсивность адвекции тепла в атмосфере и на океаническую циркуляцию с соответствующим переносом тепла. Последние определяют новое состояние поля температуры океана.

Описанный круговорот пока еще не может быть проверен по данным наблюдений на каждой его стадии. Чаще всего из-за отсутствия необходимых материалов наблюдений суждение выносится только по характеру изменений предположительно взаимосвязанных процессов. Так, например, А. А. Гирс еще в 50-х годах пришел к выводу о том, что при восточной форме циркуляции атмосферы (Е) формируются такие аномалии температуры воды в северной части Атлантического океана, которые способствуют переходу к меридиональной циркуляции (С).

К заключению о 2,5-годовой и 5-летней цикличности атмосферных и океанических процессов в северной части Атлантического океана пришел в конце 60-х годов Дуванин. Он предположил, что аномалия температуры воды в системе Гольфстрима зависит от длительности пребывания вод субтропического круговорота северной части Атлантического океана в пассатной зоне. Сама же аномалия температуры влияет на интенсивность атмосферной циркуляции, в том числе и на пассаты, от которых зависят скорость течения и повышение температуры воды.

В качестве примера можно также привести аналогичные исследования В. Г. Корта. На основании статистической обработки и анализа материалов наблюдений за температурой различных слоев воды им были выявлены связи этого элемента с потоком радиации и температурой воздуха.

Однако в большинстве статистических исследований определялось только влияние аномалий температуры воды на интенсивность воздушных переносов, аномалии температуры воздуха или количества осадков, т. е. рассматривалось воздействие океана на атмосферные процессы без анализа возможных обратных связей.

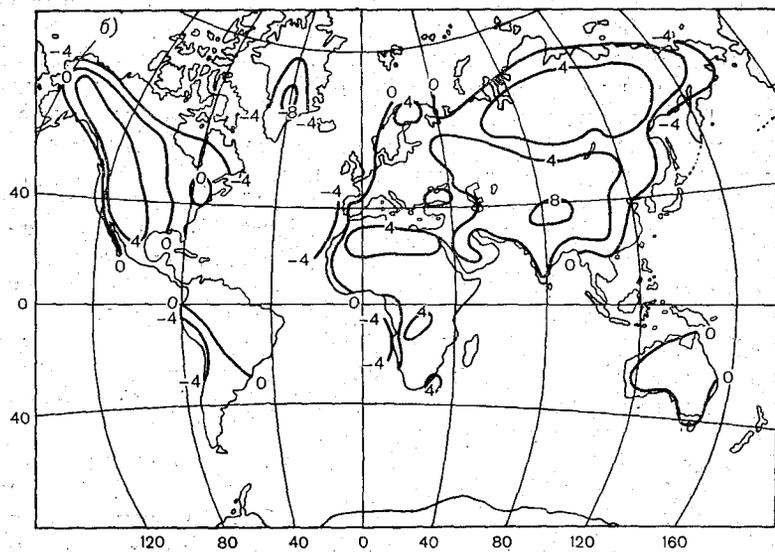
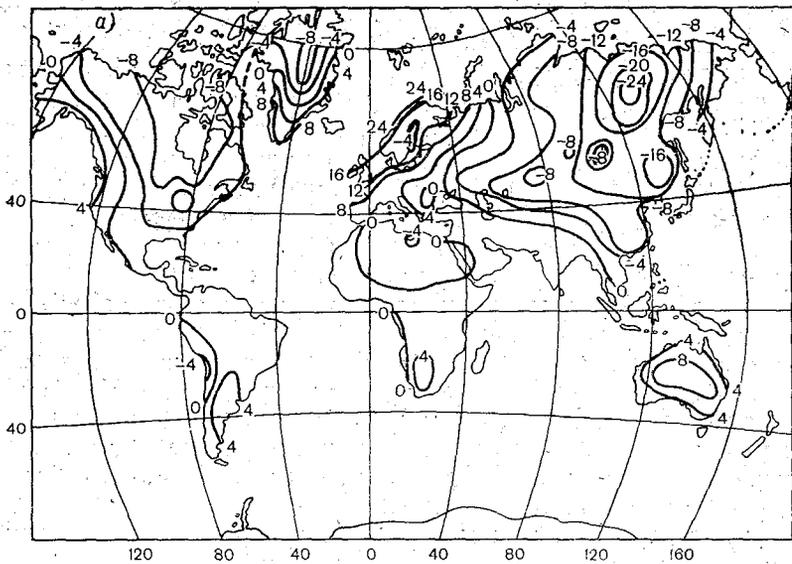


Рис. 9.7. Изаномалы для января (а) и для июля (б) [78]

Классическим примером статистической оценки влияния океана на атмосферу является работа В. В. Шулейкина. Составив карты изаномал, т. е. отклонений температуры воздуха от средних широтных, ее значений, он показал, насколько прогретый над Атлантическим океаном воздух продвигается с ведущим западным потоком на восток и приводит к повышению температуры над материком (рис. 9.7 а). Из рисунка видно, что Тихий океан также формирует поток тепла, но распространение его к западу, против направления ведущего потока, существенно слабее атлантического потока.

Летом материк прогревается сильнее, чем океан, и адвекция тепла имеет обратный характер. Она существенно слабее зимней из-за меньших контрастов температур поверхности материка и океана (рис. 9.7 б).

Отмеченное влияние океана на температуру воздуха используется в прогностических метеорологических схемах. При этом учитывается район, куда в преобладающем числе случаев переносится воздух, а также соответствующие аномалии температуры воздуха. В других случаях по тепловым контрастам океанов и материков определяются черты общей циркуляции. Так, Х. П. Погосян произвел оценку изменений температуры в нижней половине тропосферы, вызванных теплообменом с подстилающей поверхностью, и, сопоставив полученные результаты с картами относительной и абсолютной топографии, пришел к выводу о существенном влиянии этого фактора на циркуляцию атмосферы. В соответствии с температурой материков и океанов зимой происходит формирование гребней тепла и абсолютной топографии над океанами и ложбин и очагов холода над континентами. Летом картина обратная. Но такие изменения барической топографии вызываются лишь очень крупными пространственными неоднородностями в распределении температуры [58].

В связи с выделением большого количества тепла при образовании облаков и их большим влиянием на поток лучистой энергии в ряде случаев они используются в качестве аргумента при отыскании связей между аномалиями облачности и аномалиями температуры океана или атмосферы, а также воздушными переносами. Наиболее крупные исследования в этом направлении проведены Ш. А. Мусаэляном [47].

Статистические методы изучения взаимодействия атмосферы и океана являются необходимым этапом исследований, позволяющим установить наличие взаимосвязей между процессами в океане и атмосфере. Их достоинство заключается в простоте аналитического выражения связей между причиной и следствием то ли просто в графическом виде или через различные уравнения регрессии. При этом важно то, что связи получены на массовом материале. В то же время необходимость массового материала для применения статистических методов изучения крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана представляется негативной стороной этих методов

из-за отсутствия во многих случаях длительных рядов материалов наблюдений.

К недостаткам статистических методов следует отнести также то, что они обычно не позволяют выделить роль различных факторов в очень сложном механизме взаимодействия жидкой и газообразной сред нашей планеты. В уравнениях регрессии многие факторы не фигурируют. Они подразумеваются постоянными и поэтому их изменение приводит к неустойчивости полученного уравнения связи.

В большой группе методов исследований крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана учитывается только обмен энтальпией. Часто такой подход правомочен, особенно при рассмотрении взаимодействия за большие интервалы времени, при которых, если нет какого-либо упорядоченного переноса, динамика этих сред может быть описана статистически. Кроме того, потоки внутренней энергии много больше потоков механической энергии, что также является некоторым основанием для учета только первых, особенно при акценте на атмосферные процессы. При этом адвекция тепла описывается параметрически.

Характерным примером исследований данного направления является работа Адема [1]. Он исходил из того, что с увеличением продолжительности процесса все заметнее проявляется роль термических факторов, а циркуляционные описываются параметрически через крупномасштабное перемешивание. Поэтому изменение температуры тропосферы за месяц или сезон им было представлено уравнением теплового баланса, в котором не содержалось адвекции тепла. Это уравнение баланса, если в нем под ϑ понимать аномалию температуры воздуха, а под H — верхнюю границу тропосферы совпадает с уравнением (9.1). Поскольку Адем не принимал во внимание адвекцию тепла и переход кинетической энергии в тепловую, то использованное им уравнение в принципе имеет вид

$$\int_0^H \frac{\partial \rho_1 \vartheta_1}{\partial t} dz = \int_0^H K_1 \rho_1 \nabla_r^2 \vartheta_1 dz + \frac{1}{c_1} \int_0^H \frac{\partial Q_\Phi}{\partial t} dz + \frac{B_a - \Phi_a}{c_1}. \quad (9.9)$$

Здесь ради краткости записи введено обозначение турбулентного потока тепла Φ_a , коэффициента горизонтальной теплопроводности K_1 и лапласиана из горизонтальных координат ∇_r^2 . Под $B_a = B_H - B_0$ понимается радиационный баланс тропосферы, равный разности радиационных балансов на его верхней B_H и нижней B_0 границах. В Q_Φ включены не только фазовые, но и лучистые потоки, связанные с облачностью. При этом считается, что аномалии метеорологических элементов образуются только в тропосфере, а на ее верхней границе они исчезают. Поэтому все вертикальные потоки тепла, входящие в уравнение (9.1) на уровне $z = H$ в данном случае пропадают.

Практически аналогичный вид имеет у Адема уравнение теплового баланса, использованное им для описания аномалии температуры деятельного слоя океана и суши толщиной h

$$\int_0^h \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} dz = \int_0^h K_2 \rho_2 \nabla_r^2 \theta_2 dz + \frac{E_0 + \Phi_a + \Phi_n}{c_2} \quad (9.10)$$

Естественно, что в зависимости от рассмотрения океана или материка в уравнении (9.10) используются соответствующие параметры. Причем для твердой среды принимается $K_2 = 0$.

Адем выразил лучистые потоки тепла в виде функций от поступающей солнечной радиации, количества облаков и их высоты. Остальные потоки тепла также были выражены через температуру воздуха. В результате решения полученной при этом системы уравнений находились аномалии средней месячной температуры воды и воздуха.

Для анализа теплового взаимодействия атмосферы и океана можно воспользоваться тем, что аномалии турбулентного теплообмена между этими средами, входящие в уравнения (9.9) и (9.10), одни и те же и поэтому могут быть исключены. В результате получается одно уравнение, связывающее аномалии температуры воды и воздуха

$$c_2 \int_0^h \frac{\partial \rho_2 \theta_2}{\partial t} dz = c_2 \int_0^h K_2 \rho_2 \nabla_r^2 \theta_2 dz + c_1 \int_0^H K_1 \rho_1 \nabla_r^2 \theta_1 dz + \int_0^H \frac{\partial Q_\Phi}{\partial t} dz + \Phi_n - c_1 \int_0^H \frac{\partial \rho_1 \theta_1}{\partial t} dz + (B_0 - B_a). \quad (9.11)$$

Поскольку за пределами выделенных слоев H и h аномалии температур отсутствуют по условию сформулированной задачи, то вполне закономерно, что в выделенной термодинамической системе изменение температуры одной ее части происходит за счет тепла другой. Из полученного уравнения видно, что рост температуры одной среды сопровождается понижением температуры другой и наоборот. Большую роль во взаимодействии сред играет запас тепла в океанах. Если его не учитывать, то, как показал Адем, средне-зональная сезонная температура тропосферы зимой оказывается на 10—15 °С холоднее, а летом примерно на столько же теплее, чем по фактическим данным. При дальнейшем увеличении интервала осреднения вклад запаса тепла в океане постепенно убывает и при осреднении за год он становится малым по сравнению с радиационным балансом.

В связи с большой ролью энтальпии океана в процессах его взаимодействия с атмосферой становится очевидным необходимость учета адвекции океанического тепла течениями, которые (см. рис. 9.4) переносят большое количество тепла. Течения же в свою

очередь зависят не только от бароклинических факторов, но и от характера ветровых потоков. Все это свидетельствует о том, что пренебрежение динамическими процессами в атмосфере и в океане является существенным недостатком данного метода изучения взаимодействия атмосферы и океана.

Простота такого рода чисто термических моделей взаимодействия атмосферы и океана привлекает к ним внимание и, несмотря на упомянутый недостаток, они продолжают развиваться, дополняясь различными факторами. Так, например, делаются попытки более точного учета количества облаков и их влияния на температуру воздуха и воды [55]. При этом кроме уравнений теплопроводности для атмосферы и океана, также без учета адвекции, используется уравнение диффузии влаги, по которой определяется количество облаков. Однако вертикальные токи, в основном вызывающие подъем влаги к уровню конденсации, в уравнении пока не учтены.

Приближенный учет атмосферной и океанической адвекции тепла произвел в полуэмпирической теории климата М. И. Будыко [8]. При определении сезонной среднеширотной температуры он исходил из уравнений баланса тепла системы атмосфера—океан—суша, записанных для теплого (9.12) и холодного (9.13) периодов года:

$$Q_t - J_t = A_t + B; \quad (9.12)$$

$$Q_x - J_x = A_x - B. \quad (9.13)$$

Здесь Q — поглощенная системой коротковолновая радиация; $J = a + bT_1$ — эффективное длинноволновое излучение; $A = \beta(T_1 - \bar{T})$ — адвекция тепла в атмосфере, принятая пропорциональной отклонению температуры воздуха от средней \bar{T} ; $B = \gamma(T_{2t} - T_{2x})$ — изменение энтальпии океана, пропорциональное разности значений температуры его поверхности в теплый и холодный сезоны.

Дополнительно использовались уравнения теплового баланса океанов также для теплого (9.14) и холодного (9.15) сезонов:

$$B_t = \mathcal{L}I_t + \Phi_{at} + B/\delta; \quad (9.14)$$

$$B_x = \mathcal{L}I_x + \Phi_{ax} - B/\delta + A_2, \quad (9.15)$$

где $\mathcal{L}I = fT_2$ — затрата тепла на испарение, принятая пропорциональной температуре океана T_2 ; $\Phi_a = c(T_2 - T_1)$ — турбулентный теплообмен, пропорциональный разности значений температуры воды и воздуха; $A_2 = \beta'(T_{2x} - \bar{T})$ — океаническая адвекция тепла, играющая, по мнению М. И. Будыко, основную роль в холодный сезон; \bar{T} — средняя планетарная температура нижнего слоя воздуха; δ — доля площади океана в каждом широтном круге.

Решение системы уравнений (9.12) — (9.15) позволяет определить взаимосвязанную температуру атмосферы и океана в теплый и холодный сезоны года в виде функции от радиационного ба-

ланса океана, поглощенной коротковолновой радиации и различных параметров ($a, b, \beta, \beta', f, c, \gamma$).

Такие модели климата в настоящее время получили широкое распространение. В них большая роль отводится энтальпии океана, который, как видно из формул (9.12) и (9.13), в теплую часть года забирает часть поступившего в термодинамическую систему тепла, а в холодную — отдает.

В настоящее время имеется несколько работ аналогичного характера, различающихся способами учета тех или иных составляющих теплового баланса. Используемые в них эмпирические параметры определены по данным о фактических значениях теплообмена. Поэтому любые изменения хотя бы одной из составляющих баланса могут повлиять на динамику атмосферы и океана, а следовательно, и на некоторые из используемых параметров. В результате картина теплового состояния рассматриваемых сред будет отличаться от той, которая получается при неизменных параметрах.

Большая группа исследований крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана имеет дело с изучением пространственно-временного распределения источников и стоков различных видов энергии и влаги. В большинстве случаев это составляющие теплового и водного балансов. Знание их значений и изменчивости является той базой, на которой может быть основано плодотворное изучение генезиса практически всех гидрометеорологических процессов. Поэтому на климатологию теплового и водного балансов обращается чрезвычайно большое внимание и в этом направлении выполнен ряд фундаментальных исследований (Шулейкин, Будыко, Джекобс, Колон и др.). Несмотря на сравнительно небольшую точность определения некоторых составляющих баланса, они вполне дают представление о характере преобразования энергии в той или иной среде. В частности, приведенные в предыдущем параграфе годовые значения теплового баланса по М. И. Будыко показали, что энергия от океана к атмосфере передается в основном за счет испарения влаги. Существенным оказался адвективный перенос тепла к полюсам в атмосфере и в океане. Географическое распределение источников и стоков энергии показывает «очаги взаимодействия», которые с особой тщательностью нужно учитывать в различных климатических и прогностических моделях. Малкус в своих исследованиях по климатологии теплового баланса предлагает рассматривать составляющие баланса как основу для теорий стационарной циркуляции, в которых наиболее отчетливо может быть заметна роль и функциональная зависимость движений от этих потоков энергии. Имеется много других практических приложений элементов теплового и водного балансов.

К сожалению, источники и стоки энергии мало дают для понимания механизма превращения внутренней энергии в кинетическую и образования атмосферных и океанических движений. Более того, в уравнениях теплового и водного балансов вследствие малости даже опускаются компоненты, характеризующие переходы

внутренней энергии в кинетическую и обратно. Очевидно, что следовало бы изучить баланс кинетической энергии, ибо без учета хотя бы диссипации энергии движения в тепло нельзя построить сколь-нибудь реальной модели циркуляции без непрерывного увеличения скорости движения.

Большую группу исследований, наиболее бурно развивающихся в последние годы, представляют те, в которых наряду с термическим учитывается динамическое взаимодействие атмосферы и океана. Причем термическое и динамическое взаимодействие описывается как простейшими формулами, так и полной системой уравнений, решаемой численно с помощью ЭВМ.

К простым формулировкам взаимодействия можно отнести работу Николса [82], в которой для австрало-индонезийского региона показано, что аномалии температуры воды и атмосферного давления взаимосвязаны и описываются эмпирическими уравнениями для летнего периода

$$\frac{dT}{dt} = \alpha P; \quad \frac{dP}{dt} = -\beta T, \quad (9.16)$$

а для зимнего

$$\frac{dT}{dt} = -\alpha P; \quad \frac{dP}{dt} = \beta T, \quad (9.17)$$

где α и β — эмпирические параметры.

Если продифференцировать первые уравнения в этой системе по t и подставить в правую часть вторые уравнения, то получается

$$\frac{d^2T}{dt^2} + \alpha\beta T = 0. \quad (9.18)$$

Решением этого уравнения будет колебательный процесс

$$T = C_1 \sin(\sqrt{\alpha\beta} t) + C_2 \cos(\sqrt{\alpha\beta} t) \quad (9.19)$$

с периодом колебаний $t_k = 2\pi / \sqrt{\alpha\beta}$. По данным Николса, он равен примерно двум годам.

Аналогичный метод изучения автоколебаний в северной части Атлантического океана применял еще в 30-х годах В. В. Шулейкин [78]. Он получил абсолютно такое же решение, правда, на основе учета потоков тепла только в океане. По его данным период колебаний оказался равным 3,5 годам.

Вследствие весьма сильной схематизации взаимодействия атмосферы и океана и эмпирически подобранных параметров такие упрощенные методы оценки результатов взаимодействия имеют локальное приращение и носят скорее качественный характер, хотя из-за простоты получили определенную известность.

Следующим шагом математического моделирования крупномасштабных процессов во взаимодействующих атмосфере и океане

явилось использование полной системы практически не упрощенных уравнений динамики, термике и диффузии. Учет динамического воздействия атмосферы на океан производится через напряжение трения. Закономерности теплообмена и влагообмена между атмосферой и океаном описываются уравнениями теплового и водного баланса. Принимается во внимание изменение солёности морской воды в результате испарения и осадков. Естественно, что решить такую сложную систему уравнений можно только с помощью мощных ЭВМ. Впервые решение было получено американскими учеными в 60-х годах для материка и океана, простых по геометрической форме [37]. При этом характеристика облачности и ее распределение принималось известным на основании климатических данных. Вводились и некоторые другие упрощения. Из-за большой тепловой инерции океана по сравнению с атмосферой приходилось вводить масштаб по времени для этих сред как 1 : 100. Такой масштаб использовался и во всех последующих моделях.

В начальный момент атмосфера и океан полагались изотермическими и неподвижными, а посредством численного интегрирования определялся характер приспособления этих сред друг к другу. О реальности расчетов судят по их сопоставлению с режимной картиной. В первой модели различия были существенными, и в последующих проводились различные уточнения, касающиеся облачности, формирования деятельного слоя океана и т. д. В число последних входит одна из наиболее совершенных моделей имитации глобального взаимодействия атмосферы и океана, созданная в Институте океанологии АН СССР [42].

10. Изучение влияния взаимодействия атмосферы и океана на их состояние с помощью численного моделирования

10.1. Принципиальная математическая модель системы атмосфера — океан — суша

Основное требование, предъявляемое к математической модели, заключается в том, чтобы система уравнений модели отображала с надлежащей точностью и устойчивостью характер изменений описываемых гидрометеорологических элементов под воздействием источников и стоков энергии и вещества, кроме этого должны быть учтены причинно-следственные связи между взаимодействующими элементами. В связи с этим повышаются требования к нашим представлениям о физике процессов в атмосфере, в океане и на суше. Однако пока не все процессы в системе изучены в надлежащей мере. В первую очередь это относится к природе неустойчивости атмосферных и океанических движений. Мелкомасштабные возмущения принято исключать посредством усреднения, а их проявления учитывать при помощи гипотез турбулентного перемешивания. Однако крупные вихри в атмосфере и в океане не всегда удается учесть, хотя, как показывают наблюдения, они переносят большое количество энергии и вещества.

Испарение влаги, ее перенос, конденсация и осадки играют существенную, а часто и основную роль в циркуляции атмосферы и океана. В принципе математическая модель взаимодействующих атмосферы и океана не может претендовать на полноту, если в ней не учтен гидрологический цикл, т. е. преобразования влаги. Но даже в самых современных моделях этот учет пока еще проводится довольно схематично, так как не удается точно описать фазовые переходы влаги в естественных условиях. Очень большие трудности возникают с описанием облачности, регулирующей потоки лучистой энергии и в значительной степени определяющей поведение всей системы.

Большое влияние на состояние атмосферы и океана оказывают вертикальные движения, которые из-за малых скоростей по сравнению с горизонтальными не могут пока точно определяться, особенно в условиях конвективной неустойчивости. Имеются и другие не вполне изученные физические процессы, а также трудности их представления через усредненные значения гидрометеорологических элементов. Все это приводит к тому, что приведенная в гл. 1 система уравнений, описывающая движение воздуха и воды, их температуру, содержание в них примесей в определенной степени является формальной из-за записи источников и стоков энергии и вещества в общей форме. Детальное же их выражение

через определяющие характеристики увеличивает число переменных состояния системы, т. е. повышает ее размерность. В свою очередь реализация такой многомерной модели сопряжена с большими трудностями. Возникает необходимость использования большого количества эмпирических данных и допущений, позволяющих выразить взаимодействие различных элементов, труднее становится добиться устойчивости решения и достоверности полученных результатов. Помимо этого численное решение сложных моделей должно проводиться на крупных ЭВМ и затрачиваемое на него время может оказаться соизмеримым с заблаговременностью расчета. Поэтому при составлении математической модели всегда применяется разумное упрощение.

В связи с тем, что при моделировании крупномасштабных процессов в атмосфере и в океане приходится иметь дело с планетарными масштабами, то уравнения берутся в проекции на сферическую систему координат. Причем при описании атмосферы в качестве вертикальной координаты используется давление P или его безразмерный аналог $\xi = P/P_0$.

Этим, как показано в курсах метеорологии, достигается замена полубесконечной вертикальной линейной координаты на конечную и более простой вид уравнения неразрывности, превращающегося в диагностическое уравнение. Достаточная квазистатичность крупномасштабных движений позволяет использовать уравнение статики. Таким образом, система основных уравнений, описывающих термодинамику атмосферы в модели, представляется следующим образом:

$$\frac{dU}{dt} = \left(f + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a} U \right) V - \frac{g}{a \cos \varphi} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \lambda} + g \frac{\partial \tau_{z\lambda}}{\partial P} + \frac{1}{a \rho_1 \cos \varphi} \cdot \frac{\partial \tau_{r\lambda}}{\partial \lambda}; \quad (10.1)$$

$$\frac{dU}{dt} = - \left(f + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a} U \right) U - \frac{g}{a} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \varphi} + g \frac{\partial \tau_{z\varphi}}{\partial P} + \frac{1}{a \rho_1} \cdot \frac{\partial \tau_{r\varphi}}{\partial \varphi}; \quad (10.2)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{c_1 P} + \frac{g}{c_1} \cdot \frac{\partial}{\partial P} (B + \Phi_a) + \frac{\mathcal{L}}{c_1 \rho_2} \cdot \frac{\partial M_\Phi}{\partial t} + \frac{1}{c_1 \rho_1} \operatorname{div}_r \Phi_a; \quad (10.3)$$

$$\frac{dq}{dt} = g \frac{\partial \Phi_q}{\partial P} - \frac{1}{\rho_2} \cdot \frac{\partial M_\Phi}{\partial t} + \frac{1}{\rho_1} \operatorname{div}_r \Phi_q; \quad (10.4)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial P} = - \frac{RT}{gP}; \quad (10.5)$$

$$\frac{\partial \dot{P}}{\partial P} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \varphi} V \cos \varphi \right) = 0; \quad (10.6)$$

$$P = \rho_1 RT [1 + (R_n/R - 1) q]. \quad (10.7)$$

В этих уравнениях ради краткости записи введены обозначения:

$$\frac{dX}{dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} UX + \frac{\partial}{\partial \varphi} VX \cos \varphi \right) + \frac{\partial (XP)}{\partial P}; \quad (10.8)$$

$\dot{P} = \frac{dP}{dt}$ — аналог вертикальной скорости; Z — высота изобарической поверхности; $f = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса; a — средний радиус Земли; φ — географическая широта; U и V — составляющие скорости ветра по параллели и меридиану соответственно; $\text{div}_r \Phi_a$, $\text{div}_r \Phi_q$ — горизонтальная дивергенция турбулентных потоков тепла и влаги; B — радиационный баланс; M_Φ — количество влаги, перешедшее из парообразного состояния в жидкое.

Вертикальные скорости исключены из уравнений (10.1) — (10.4) не только из-за малости, но и из-за использования уравнения статики, чтобы не возникало противоречия.

В связи со сравнительно малой сжимаемостью воды при описании термодинамики океана перехода от z к P координате не делается и уравнения океанического блока модели имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} = & \left(f + \frac{\text{tg } \varphi}{a} u \right) v - \frac{1}{\rho_2 a \cos \varphi} \cdot \frac{\partial P}{\partial \lambda} + \frac{1}{\rho_2} \cdot \frac{\partial \tau_{z\lambda}}{\partial z} + \\ & + \frac{1}{a \rho_2 \cos \varphi} \cdot \frac{\partial \tau_{r\lambda}}{\partial \lambda}; \end{aligned} \quad (10.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} = & - \left(f + \frac{\text{tg } \varphi}{a} u \right) u - \frac{1}{\rho_2 a} \cdot \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho_2} \cdot \frac{\partial \tau_{z\varphi}}{\partial z} + \\ & + \frac{1}{a \rho_2 \cos \varphi} \cdot \frac{\partial \tau_{r\varphi}}{\partial \lambda}; \end{aligned} \quad (10.10)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_2 \rho_2} \text{div } \Phi_T; \quad (10.11)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{\rho_2} \text{div } \Phi_S. \quad (10.12)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho_2 g; \quad (10.13)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial z} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \varphi} v \cos \varphi \right] = 0; \quad (10.14)$$

$$\rho_2 = \rho(T, S, P). \quad (10.15)$$

Хотя этих уравнений достаточно для определения всех основных функций состояния системы. Однако для контроля результатов расчета всегда в модель вводятся уравнения баланса кинетической и полной энергии, и уравнение момента количества движений. Если

законы сохранения энергии и момента количества движения при использовании уравнений (10.1) — (10.15) не соблюдаются, то это равносильно учету дополнительных фиктивных источников или стоков энергии или импульса, что должно привести к результатам, отличным от реальных.

В качестве краевых условий на границах раздела сред используются рассмотренные в гл. 1 уравнения теплового баланса и баланса вертикального потока импульса. Испарение влаги с поверхности океана определяется рассмотренными в гл. 4 методами. Большие трудности возникают при определении испарения с поверхности суши, которое зависит от влажности почвы. Обычно по климатическим данным устанавливается некоторая критическая влажность $q_{кр}$ для слоя почвы толщиной ~ 1 м. Если фактическая влажность почвы $q_{п}$ не меньше критической, то испарение определяется так же, как с океана. Если же меньше, то скорость испарения уменьшается введением множителя, представляющего собой отношение фактической влажности почвы к критической $q_{п}/q_{кр}$.

Влажность почвы также определяется пока весьма схематично. Она полагается меньше критической только в том случае, когда испарение и фильтрация влаги в почву $M_{п}$ превышает массу выпавших осадков

$$\frac{\partial q_{п}}{\partial t} = |O| - |И| - M_{п}. \quad (10.16)$$

Краевым условием для дифференциального уравнения изменения солености (10.12) является уравнение солевого баланса (1.104)

$$k_S \rho_2 \frac{\partial S}{\partial z} = -S (|И| - |O|). \quad (10.17)$$

Особое внимание в математических моделях уделяется распространению морского льда, поскольку он существенно видоизменяет все потоки тепла, влаги и солей. Эволюция его толщины определяется уравнением, учитывающим изменение \dot{h} за счет термических факторов и переноса течениями

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{1}{\rho_l L_K} (B + \Phi_a + \mathcal{L}И + \Phi_T). \quad (10.18)$$

Сплоченность льда пока во внимание не принимается. Кроме перечисленных используются общеупотребляемые условия равенства значений температуры соприкасающихся сред на их общей границе и прилипание воздуха и воды к неподвижной твердой границе.

В приведенной системе уравнений многие источники и стоки энергии и вещества даны в общей форме. В каждой конкретной модели принимаются те или иные аппроксимации потоков в зависимости от целей моделирования. В уравнениях динамики атмосферы и океана приходится уделять большое внимание описанию интенсивности турбулентного перемешивания и его выражению через

осредненные скорости. Если напряжение трения у поверхности определяется через коэффициент трения (см. гл. 2), то сам коэффициент турбулентного потока количества движения по вертикали обычно аппроксимируется различными более или менее статистически обоснованными функциями. Так же учитывается изменение интенсивности турбулентного переноса остальных субстанций. Нет еще установившегося представления об описании горизонтального трения и переноса тепла, влаги и солей. Коэффициент турбулентности считают либо некоторой функцией градиентов скоростей, либо вообще постоянным, хотя в последнем случае нарушается непрерывность потоков в движениях различного масштаба.

Особое внимание уделяется формам представления лучистых потоков тепла, так как они формируют обмен энергией всей системы с внешней средой. В самых первых моделях поглощение коротковолновой радиации считалось пропорциональным самому потоку с постоянным коэффициентом, а эффективное излучение элементарного слоя воздуха принималось пропорциональным градиенту температуры. В последних моделях учитывается влияние на лучистые потоки озона, углекислого газа, водяного пара и облачности. Причем суточный ход радиации при расчетах на длительный срок, как правило, не выделяется. Высота и балл облаков, наиболее существенно влияющих на перераспределение лучистых потоков, пока еще определяются по весьма упрощенным эмпирическим формулам типа

$$n = a(H_0) + b \frac{q}{q_m}, \quad (10.19)$$

где q_m — насыщающая удельная влажность, а H_0 — высота, на которой образуются облака.

В связи с небольшой точностью определения облачности нет смысла требовать детализации учета остальных факторов, влияющих на радиационный баланс.

В связи с трудностью точного определения фазовых переходов влаги при образовании или испарении облаков и количества выпадающих осадков применяются также очень упрощенные эмпирические формулы, в которых изменение температуры при этих переходах принимается пропорциональным превышению удельной влажности над насыщенной и весь или некоторая доля избытка влаги выпадает в виде осадков.

В математическую модель, как правило, вводятся еще дополнительные искусственные приемы по вычислению толщины слоев в атмосфере и в океане, охваченных конвективным перемешиванием, по определению гидрометеорологических элементов в слое конвекции, по расчету отдельных элементов водного баланса, выделению верхнего деятельного слоя океана и т. д.

10.2. Принципы выбора конечно-разностной схемы решения

Основная система уравнений и граничных условий, составляющая суть математической модели системы атмосфера—океан—континент, в настоящее время вполне сформулирована, хотя некоторые процессы описываются еще очень приближенно. Но даже в существующем ныне виде эта математическая модель является очень сложной, и только в конце 70-х годов была доказана единственность решения для такой системы уравнений и краевых условий, а значит, и правомерность поиска решений задачи [38]. Однако метода получения решения системы в виде конкретных функций от внешних источников еще не известно. В настоящее время рассматриваемая математическая модель реализуется численно с помощью ЭВМ. Этот метод возник практически одновременно с появлением первых ЭВМ, однако он стал эффективным инструментом в руках геофизиков только в 50—60-х годах. В это время появились первые работы по моделированию атмосферных процессов, выполненные Н. Филлипсом и Дж. Смагоринским, а также и океанологических процессов, выполненные А. С. Саркисяном и К. Брайеном.

Суть метода численного воспроизведения заключается в том, что исходная система дифференциальных уравнений и краевых условий заменяется близкой к ней системой алгебраических уравнений, которая решается с помощью ЭВМ, и полученные результаты подвергаются обработке и анализу. На каждом из перечисленных этапов возникают свои сложности и погрешности, которые необходимо принимать во внимание, чтобы оценить достоверность выводов, получаемых этим методом.

Наиболее сложным этапом постановки экспериментов по численному воспроизведению поведения системы атмосфера — океан—континент является выбор способа замены системы дифференциальных уравнений на алгебраические. Необходимо найти такую алгебраическую систему, решение которой как можно меньше отличалось бы от истинного или хотя бы имело наперед заданную точность. Если в каждый момент и в каждой точке пространства решение алгебраической системы является с некоторой погрешностью решением и исходной системы уравнения, то говорят, что алгебраическая система аппроксимирует исходную с этой погрешностью. А если можно доказать, что в процессе расчета на сколь угодно долгий срок начальная погрешность получаемого решения не увеличивается, то говорят, что алгебраическая система устойчива. Естественно, что следует искать алгебраическую систему, по возможности наиболее точно аппроксимирующую исходную и являющуюся устойчивой.

Наиболее широко распространен в геофизической гидродинамике способ аппроксимации исходной системы уравнений, называемый методом сеток. В этом методе атмосферу и океан разбивают на слой,

путем проведения сферических поверхностей на нескольких высотах и глубинах, а затем эти поверхности разбивают координатными линиями, чаще всего меридианами и параллелями, на сеточные ячейки. Пересечения координатных линий называют узлами сетки. Для получения аппроксимирующей исходную систему уравнений выражают все искомые функции в каждом узле сетки в виде линейной комбинации значений этой функции в нескольких соседних узлах с некоторыми весовыми коэффициентами. С подробностями выбора весовых коэффициентов можно ознакомиться по учебникам вычислительной математики. К сожалению, все правила перехода от дифференциальных уравнений к конечно-разностным и оценки возникающих при этом погрешностей получены пока для линейных уравнений. Математическая же модель системы атмосфера—океан—суша существенно нелинейная, и при ее разностной аппроксимации в большинстве случаев прибегают к простейшим разностным схемам ради получения решаемой системы алгебраических уравнений. При выборе сетки чаще всего ориентируются на условие Куранта—Фридрикса—Леви

$$\frac{V\Delta t}{\Delta x} < 1, \quad (10.20)$$

где V — скорость адвекции; Δt — шаг по времени; Δx — шаг сетки.

Физически оно означает необходимость так дробить время, чтобы за один его шаг не происходил вынос субстанции за пределы одной ячейки сетки. В противном случае в процессе расчета происходит очень быстрое накопление ошибки. Это условие является и очень ограничительным. Действительно, входящая в него скорость должна быть максимальной скоростью распространения сигнала. В метеорологических и океанологических задачах такой скоростью является фазовая скорость гравитационных волн, достигающая, например, в атмосфере сотен метров в секунду, поэтому для пространственных шагов около тысячи километров условие (10.20) не позволяет пользоваться временным шагом более 30 мин. Фактически же это условие для многомерных задач становится еще более жестким и шаг по времени в современных воспроизводящих моделях не превышает 10 мин. Но даже если условие (10.20) удовлетворительно, т. е. решение разностной задачи существует, точность этого решения зависит еще от ряда обстоятельств математического плана. В первую очередь это касается множителя перехода от конечно-разностного решения к точному. В курсах вычислительной математики показано, что конечно-разностная аппроксимация должна быть такой, чтобы этот множитель был равен единице. В противном случае амплитуда вычисляемых элементов будет либо неограниченно возрастать, т. е. схема становится неустойчивой, либо — убывать, т. е. схема становится диссипативной. Понятно, что ни та, ни другая не годятся для моделирования истинного ре-

шения. Таким образом, выбор конечно-разностной схемы требует знания их свойств и большого опыта.

Известно, что конечно-разностное решение не всегда стремится к искомому точному решению при безграничном измельчении шагов по времени и пространству, так как появляется дополнительное слагаемое, не имеющее с истинным ничего общего, и его наличие является свойством конечно-разностной схемы. Такое побочное решение называется вычислительной модой. Она проявляется в виде пилообразных колебаний, наложенных на основное решение, т. е. физическую моду. Наличие вычислительной моды может приводить к неустойчивости схемы и другим нежелательным эффектам. Методы борьбы с этими явлениями также должны быть предусмотрены при построении вычислительного алгоритма.

Однако наиболее серьезным препятствием при применении конечно-разностных методов для решения дифференциальных уравнений в частных производных является наличие в разностных схемах практически фазовой ошибки, которая приводит к явлению, называемому вычислительной дисперсией.

Она может быть исключена только при бесконечно малом шаге по пространству Δx , тогда как для всех конечных шагов такая ошибка обязательно имеет место. Это сильно ограничивает возможности применения разностных схем. Например, если потребовать, чтобы при моделировании климата движения с пространственным масштабом тысячи километров изображались с малыми фазовыми ошибками, то требуется шаг по пространству меньше ста километров. Современная вычислительная техника не в состоянии обеспечить проведение этого численного эксперимента для сеток с такими шагами в разумное время счета.

Все вышесказанное иллюстрирует сложность поиска конечно-разностного представления системы уравнений, описывающих даже самые простые уравнения. Эти сложности неизмеримо возрастают при переходе к поискам конечно-разностных аналогов для той системы уравнений, которая является математической моделью эволюций состояния системы атмосфера—океан—континент.

Здесь приходится преодолевать принципиально новые трудности, которые не возникают при рассмотрении простейших линейных задач. Одной из самых сложных проблем является необходимость предотвращения нелинейной неустойчивости. Суть этого явления состоит в том, что нелинейные уравнения непрерывно воспроизводят обогащение спектрального состава процесса, даже если в исходный момент задать поле рассчитываемой переменной в виде одной пространственной волны. На следующих шагах при выполнении операций умножения будут появляться все новые и новые гармоники. В физических средах (воде или воздухе) этот процесс приводит к переносу энергии в такие короткие волны, из которых ее «изымает» вязкость сред, переводя в тепло. В вычислительных схемах всякий процесс представлен лишь ограниченным числом гармоник и если не принять предварительных мер,

непрерывная генерация различных волн в сочетании с плохим представлением на сетке самых коротких волн приводит в некоторый момент к катастрофическому росту амплитуд этих волн и невозможности дальнейшего расчета.

Для того чтобы схема была свободна от нелинейной неустойчивости необходимо, чтобы она, как и сами геофизические жидкости (вода и воздух), сохраняла приблизительно постоянным среднее волновое число описываемых процессов, а это значит, что, несмотря на нелинейность механизма, в модели должны учитываться только процессы приблизительно одного масштаба.

Таким образом, численное интегрирование уравнений гидротермодинамики атмосферы и океана уже по постановке является очень сложной и тонкой проблемой, разработка которой далека от завершения. Численные схемы, аппроксимирующие исходную систему, обладают собственными погрешностями, которые в настоящее время можно оценить лишь очень грубо. Наличие этих погрешностей и их природу следует всегда иметь в виду, планируя постановку и анализируя результаты численных экспериментов по воспроизведению эволюции системы атмосфера — океан — континент.

Различная инерционность атмосферы и океана требует решения проблемы синхронизации блоков модели. Вообще говоря, на каждом временном интервале атмосферный блок должен получать информацию о температуре воды и толщине льда, а океанический блок — о напряжении трения ветра, потоках тепла и влаги. Один шаг по времени для атмосферы обычно составляет примерно 10 мин. За этот промежуток времени в состоянии океана не происходит никаких ощутимых изменений. Поэтому шаг по времени для океана ради экономии времени увеличивается в 10—20 раз. Кроме того, при моделировании было обнаружено, что атмосферная часть модели выходит в режим установившихся колебаний примерно за 1 год, а океан — за сотни лет. Отсюда следует, что для получения квазиравновесного состояния системы нужно проводить вычисления на сотни лет. Но если интегрировать модель атмосферы на такой срок с реальным шагом по времени, то это потребует огромных затрат времени, а в результате будет получено решение, описывающее не только долгопериодные изменения атмосферы, влияющие на океан, но и более быстрые колебания, которые не играют роли во взаимодействии. Поэтому при моделировании проводится вычисление на несколько шагов по времени в океанической модели, а после этого делается расчет на один шаг по атмосферной модели. Затем полученные атмосферные параметры фильтруются цифровым фильтром с целью удаления искаженных процедурой синхронизации высоких частот. Иными словами, в атмосферном блоке в процедуре решения по времени используются поля метеорологических элементов, которые можно себе представить как очень долгопериодные средние с высоким «уровнем шума», причем этот «шум» генерируется самой атмосферной моделью и отфильтровывается на входе океанической части модели.

10.3. Моделирование глобального распределения приземной температуры

Одним из важнейших элементов режима системы атмосфера—океан является температура. Ее поле формируется под влиянием притока лучистого тепла в систему, потоков тепла и влаги, зависящих от распределения океанов и материков и общей циркуляции атмосферы и океана. Детальный учет всех этих потоков в формировании термического режима с принятием во внимание взаимосвязей между полями метеорологических и гидрологических элементов проводится в современных численных моделях, воспроизводящих состояние атмосферы и океана. Однако при рассмотрении задачи о формировании среднегодовой температуры системы атмосфера—океан можно в первом приближении пренебречь детализацией в описании взаимодействия термического поля с циркуляцией, ограничившись отождествлением суммарного эффекта циркуляции с макротурбулентным переносом тепла от теплых областей к холодным.

Впервые подобная задача была рассмотрена еще в 1926 г. Дефантом. И в настоящее время, несмотря на отмеченную схематизацию переносов тепла, она продолжает привлекать внимание ученых, поскольку на ее основе возможны не только климатические расчеты, но и отдельные виды долгосрочных прогнозов.

Математическая форма задачи расчета глобального распределения среднегодовой температуры в системе океан — атмосфера легко получается из уравнения теплового баланса системы (10.1). Для этого нужно произвести некоторые упрощения. Во-первых, если не принимать во внимание многолетних изменений температуры, то можно ограничиться решением стационарного уравнения. Во-вторых, вследствие отождествления горизонтальной адвекции с макротурбулентным обменом адвективные слагаемые опускаются. В-третьих, поток тепла на нижней границе атмосферы следует считать равным нулю, если эта граница с континентом, или равным горизонтальному переносу тепла в океане, как это следует из уравнения теплового баланса. Если теперь учесть, что вертикальный упорядоченный и турбулентный перенос тепла у верхней границы атмосферы и на дне океана отсутствует, то уравнение теплового баланса столба единичного сечения системы атмосфера—океан—материк примет вид

$$c_1 \int_0^{\infty} \nabla_{\Gamma} (\rho_1 K_1 \nabla_{\Gamma} \theta_1) dz + \chi_0 c_2 \int_{-H}^0 \nabla_{\Gamma} (\rho_2 K_2 \nabla_{\Gamma} \theta_2) dz + \mathcal{L} (O + I) + B = 0, \quad (10.21)$$

где K_1 и K_2 — коэффициенты горизонтального макротурбулентного переноса тепла в атмосфере и в океане соответственно.

В этом уравнении первый член определяет теплоперенос в атмосфере, а второй — в океане. Естественно, что на материках по

следний перенос отсутствует. Это учитывается множителем χ_0 , который равен единице над океаном и нулю над континентом. Третий член этого уравнения определяет приток тепла за счет фазовых переходов воды в упомянутой системе. Он равен дивергенции потока влаги во всем вертикальном столбе атмосферы. В соответствии с принятой гипотезой о макротурбулентном характере потоков в атмосфере можно записать этот член в виде

$$\mathcal{L}(O + И) = \mathcal{L} \int_0^{\infty} \nabla_{\Gamma} (\rho_1 K_1 \nabla_{\Gamma} q) dz. \quad (10.22)$$

Перенос тепла и влаги в атмосфере удобно объединить в один член, введя эквивалентно потенциальную температуру по формуле

$$\theta_s = \theta + \mathcal{L}q/c_1. \quad (10.23)$$

Учитывая монотонный характер изменения эквивалентно-потенциальной температуры с высотой, ее интегральный перенос может быть выражен через температуру у подстилающей поверхности. Наконец, перенос тепла в океане также выражается через температуру его поверхности, а значит и через приземную эквивалентную температуру воздуха T_s , так как относительная влажность над океаном меняется слабо. Тогда уравнение (10.21) примет вид

$$\nabla_{\Gamma} (K_s \nabla_{\Gamma} T_s) + B = 0. \quad (10.24)$$

Из-за того, что эффективный коэффициент переноса тепла в системе $K_s = (c_1 K_1 + c_2 K_2 \chi_0)$ включает в себя эффекты атмосферной и океанической макротурбулентности, над океанами он становится больше, чем над континентами, что отражает характер влияния океана на атмосферу путем дополнительного вклада в перенос тепла.

Поглощенная в системе атмосфера—океан лучистая энергия определяется в виде разности между поглощенной солнечной радиацией $Q_{\infty} (1 - A)$ и уходящим излучением F_n . Приходящая на верхнюю границу атмосферы солнечная радиация Q_{∞} известна, а альbedo системы и уходящее излучение рассчитывают по эмпирическим формулам, полученным в климатологии:

$$\begin{aligned} F_n &= a + bT - cn; \\ A &= A_n n + A_0 (1 - n); \\ A_0 &= A_a + 0,66A_s. \end{aligned} \quad (10.25)$$

Здесь $a = 258 \text{ Вт/м}^2$, $b = 1,69 \text{ Вт/м}^2\text{К}$, $c = 75,7 \text{ Вт/м}^2$, по М. И. Будыко; коэффициенты A_0 и A_n — альbedo системы в случае безоблачного неба и при сплошной облачности соответственно. Альbedo безоблачного неба определяется через альbedo атмосферы A_a и альbedo подстилающей поверхности A_s . Последнее зависит от температуры подстилающей поверхности, так как при отрицательных температурах на ней находится снег или лед. Подстановка

формулы (10.25) в формулу (10.24) приводит уравнение теплового баланса системы к виду

$$\nabla_r (K_s \nabla_r T_s) + Q_\infty (1 - A) - a - bT + cn = 0. \quad (10.26)$$

Коэффициент макрообмена K_s в этом уравнении не постоянен: над теми участками земли, где расположен океан, он увеличивается примерно на 25 % своего значения над сушей из-за существования в океане собственного переноса тепла течениями. Характерное значение коэффициента макротурбулентной теплопроводности

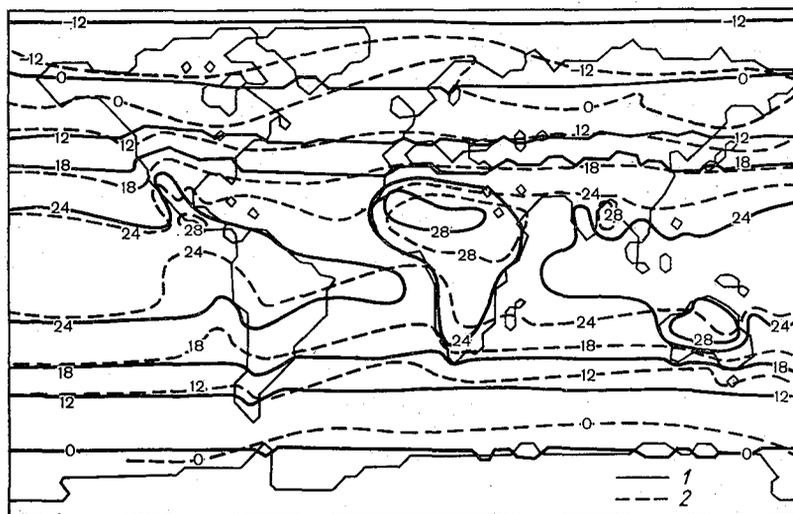


Рис. 10.1. Среднегодовая приземная температура воздуха, °С
1 — рассчитанные значения; 2 — климатические

в атмосфере над континентами, по экспериментальным оценкам, составляет 10^6 м²/с. Полученное уравнение позволяет рассчитать распределение температуры в системе по известной облачности (в баллах) и относительной влажности, которая нужна, чтобы найти температуру по заданной эквивалентной температуре (рис. 10.1).

При сравнении рассчитанного поля температуры с климатическим видно, что с помощью такой простой модели удастся воспроизвести главные особенности распределения норм температуры. Ясно выявляется преобладание зональности в изменениях температуры, что обусловлено широтным изменением солнечной радиации. Выявляются и основные особенности в отклонениях температуры от чисто зонального распределения. Например, океаны в тропических широтах холоднее континентов. Эта интересная особенность возникает несмотря на то, что радиационный баланс океана в этих широтах значительно больше, чем над континентами, т. е. океаны должны были бы служить источником тепла. Однако до 70—80 %

лучистой энергии, поступившей в океан, расходуется на испарение влаги (см. рис. 9.1 и 9.3), которая только частично конденсируется над океаном. Некоторая доля влаги переносится в область континента и при конденсации нагревает над ним воздух, так что несмотря на несколько меньшую эквивалентную температуру реальная температура над континентом становится более высокой, чем над океанами.

Обращает на себя внимание также уменьшение азональности поля температуры в умеренных и полярных широтах, что связано с общим уменьшением абсолютной влажности, по мере приближения к полюсу. Действительно, несмотря на то, что в этих широтах имеется значительное различие в относительной влажности над океаном и сушей, общее понижение температуры, уменьшающее абсолютную влажность, приводит и к снижению роли переноса влаги в изменении температуры атмосферы.

Таким образом, в рамках самой простой модели термического режима Земли удастся получить поле температуры, качественно сходное с реальным. Это означает, что роль расположения и конфигурации континентов и океанов в формировании теплового режима Земли исключительно велика.

10.4. «Центры действия» атмосферной циркуляции

Уже самые первые климатические обобщения распределения температуры по земному шару показали, что азональность поля температуры воздуха сильнее всего связана с распределением материков и океанов. Это было показано также на основании расчета по приведенной в п. 10.3 модели, не содержащей упорядоченной адвекции тепла. Образовавшиеся в результате различий теплообмена атмосферы с материками и океанами области тепла и холода в атмосфере приводят к образованию соответствующих градиентов давления и, как следует из уравнений движения, воздушным переносам. При этом происходит специфическая локализация областей высокого и низкого атмосферного давления, существующих с той или иной интенсивностью в течение круглого года и получивших название «центров действия» атмосферы.

К ним относятся в северном полушарии азорский и гавайский максимумы, расположенные в тропической части океанов, а также алеутский и исландский минимумы умеренных широт над океанами, наконец, канадский и сибирский антициклоны умеренных широт. Сама локализация этих барических образований подсказывает, что они связаны с распределением температуры у земной поверхности.

Конкретный механизм их образования был впервые вскрыт Е. Н. Блиновой в 1943 г. Использовалось упрощенное стационарное уравнение движения, отнесенное к среднему уровню атмосферы,

на котором вертикальные токи малы и движение воздуха является бездивергентным. В качестве внешнего фактора, вызывающего движение воздуха, принималось поле температуры. Тем самым учитывалось действие всех источников и стоков тепла. Поскольку наибольшие градиенты температуры в среднем обусловлены тепловым контрастом экватор—полюс, то было целесообразным разделить все переменные на чисто зональные и отклонения от них. При этом зональная скорость переноса воздуха на использованном среднем уровне выражалась эмпирической формулой

$$\bar{V}_\lambda = \alpha a \sin \varphi, \quad (10.27)$$

где φ — разность между $\pi/2$ и широтой места; α — индекс циркуляции, характеризующий угловую скорость вращения атмосферы. Использование геострофического соотношения позволяет определить средний градиент давления по меридиану, а следовательно, и само среднеширотное значение давления

$$\bar{P}(\varphi) = P_0 + a^2 \alpha \bar{\rho} \sin^2 \varphi, \quad (10.28)$$

где P_0 — давление на полюсе.

Поскольку температура воздуха является внешним фактором, то среднее зональное ее распределение должно быть получено независимым способом. Для этого могут использоваться как данные непосредственных наблюдений, соответствующим образом осредненные, так и теоретически установленное распределение. В данном случае использовалось выражение

$$\bar{T}(\varphi) = \bar{T}_0 + C \sin^2 \varphi, \quad (10.29)$$

где

$$\bar{T}_0 = \bar{P}_0 / R \bar{\rho}; \quad C = a^2 \alpha \omega / R.$$

После приведения упрощенных уравнений движения к уравнению вихря и замены в нем средnezональных значений метеорологических элементов по приведенным формулам и пренебрежения второстепенными членами было получено уравнение для азональных значений функций тока ψ' , вывод которого подробно изложен в учебнике «Динамическая метеорология»

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} (\nabla^2 \psi') + \frac{2}{a^2} \left(1 + \frac{\omega}{\alpha} \right) \frac{\partial \psi'}{\partial \lambda} = \frac{2\omega \cos \varphi}{\bar{T}} \cdot \frac{\partial T'}{\partial \lambda}. \quad (10.30)$$

Решение этого уравнения при заданном заранее поле T' , которое находится как разность фактического поля температуры и средnezонального (10.29), позволяет ответить на вопрос, как формируется циркуляция атмосферы под влиянием термической неоднородности подстилающей поверхности. Для решения этого уравнения Е. Н. Блинова использовала тот факт, что отклонения температуры и функции тока на сферической поверхности могут быть представлены в виде рядов по сферическим функциям. Коэффициенты разложения в такой ряд могут быть определены для

поля температуры — по исходным данным, а для поля функции тока — подстановкой ее формального разложения в левую часть уравнения (10.30) и приравниванием коэффициентов этого разложения к коэффициентам правой части. Важно отметить, что коэффициенты разложения правой части уравнения (10.30) не совпадают с коэффициентами разложения поля температуры. Вид этой правой части показывает, что в результате взаимодействия среднезонального поля давления с полем температуры генерируется такая вынуждающая сила для атмосферной циркуляции, которая более неоднородная по горизонтали, чем само давление или поле температуры. В этом проявилась взаимосвязь вращения Земли, обусловившего форму распределения давления, притока солнечного тепла, порождающего зональное распределение температуры и неоднородности расположения континентов и океанов, которая определяет характер отклонений температуры в первом приближении.

Азональная составляющая поля атмосферного давления на среднем уровне находится из уравнения движения, спроектированного на параллель и линеаризованного аналогичным способом. После учета только основных членов оно имеет вид

$$\frac{\partial P'}{\partial \lambda} = -\alpha \bar{\rho} \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial \varphi} \right) + 2\bar{\rho} (\alpha + \omega) \cos \varphi \frac{\partial \psi'}{\partial \lambda}. \quad (10.31)$$

Вычисленные значения азональной функции тока позволяют определить P' , а с учетом \bar{P} — распределение атмосферного давления на среднем уровне.

При анализе соотношений коэффициентов разложения функции тока и температуры в процессе решения задачи Блинова установила наличие резонансных явлений, когда некоторые коэффициенты разложения функции тока сильно превосходят соответствующие коэффициенты температурного разложения.

В тесной связи с этими «выскакивающими членами» находятся расположение, интенсивность и количество «центров действия» атмосферной циркуляции. Таким образом, бароклинные эффекты, вызванные взаимоналожением вращения земли и нагрева, порождают неоднородности циркуляции атмосферы, которые избирательно усиливаются в ней, делая поле функции тока отличающимся по характерным масштабам от породивших неоднородностей полей. Стационарная циркуляция атмосферы, образованная таким первым приближением температурного поля, вызывает в океане дрейфовые течения, которые в конечном итоге преобразуют и само поле температуры.

Последние работы по теории климата, основанные на использовании системы уравнений с учетом практически всех известных на настоящий момент времени источников и стоков энергии, принимающих во внимание изменение облачности и орографию, существенно приблизили картину распределения вычисленных метеорологических элементов к наблюдаемой. Однако положение

самых крупномасштабных, квазистационарных областей максимумов и минимумов атмосферного давления, называемых «центрами действия» атмосферы, зависит от положения материков и океанов.

10.5. Моделирование ветровой циркуляции в океане

Первые попытки объяснить природу основных черт океанической циркуляции с помощью математических моделей базировались на разработанной в 1946 г. В. Б. Штокманом теории полных потоков. Первоначально рассматривалась стационарная циркуляция в прямоугольном океане постоянной глубины при отсутствии трения о дно. В качестве вынуждающей силы фигурировало только напряжение ветра.

Вполне естественно, что описываемая таким образом интегральная циркуляция в первую очередь зависит от той глобальной квазистационарной циркуляции атмосферы, которая формируется центрами действия и обуславливает характерное распределение напряжения трения. В соответствии с последним возникают замкнутые океанические круговороты, отделяющиеся друг от друга полосами, в которых завихренность напряжения трения равна нулю. Кроме того, на характер циркуляции круговорота оказывают влияние берега материков и отклоняющая сила вращения Земли. Последняя, как показал Стоммел, приводит к интенсификации течений у западных берегов океанов, с которой обычно отождествляют такие крупные течения, как Гольфстрим, Куроисио, Бразильское, течение Мыса Игольного.

Последующий учет рельефа дна Мирового океана и реальной конфигурации его берегов позволил получить распределение функций тока, которое вполне отражает глобальные черты циркуляции вод и согласуется с климатическим характером приземного ветра.

В отличие от упоминавшихся моделей циркуляции в ней были учтены нестационарность и адвективные слагаемые уравнений движения, принято во внимание трение у дна. В результате уравнение для интегральной функции тока в сферических координатах имело вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla_H^2 \psi - \frac{1}{a} \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\nabla_H^2 \psi}{H \sin \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \right) - \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\nabla_H^2 \psi}{H \sin \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right) \right] - \\ - \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{f}{H} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \right) - \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{f}{H} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right) \right] = \\ = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\tau_{\lambda H} - \tau_{\lambda 0}}{\rho_H H} \sin \varphi \right) - \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\tau_{\varphi H} - \tau_{\varphi 0}}{\rho_H H} \right), \quad (10.32) \end{aligned}$$

где

$$\nabla_H^2 \psi = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\sin \varphi}{H} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{1}{H} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \right).$$

При расчетах напряжения трения как на поверхности океана, так и у дна, учитывались изменения ветра и течения в пределах пограничных слоев через геострофический коэффициент трения C_r и угол поворота α . В результате единственной вынуждающей силой, действующей через напряжение трения, был геострофический ветер V_r , обусловленный градиентами атмосферного давления

$$\begin{aligned}\tau_{\lambda 0} &= -\kappa^2 \rho_1 C_r^2 (R_{01}) V_r [V \sin \alpha (R_{01}) + U \cos \alpha (R_{01})], \\ \tau_{\varphi 0} &= -\kappa^2 \rho_1 C_r^2 (R_{01}) V_r [V \cos \alpha (R_{01}) - U \sin \alpha (R_{01})],\end{aligned}\quad (10.33)$$

где

$$U = \frac{1}{\rho_1 f} \frac{\partial P_a}{\partial \varphi}; \quad V = \frac{-1}{\rho_1 f \sin \varphi} \frac{\partial P_a}{\partial \lambda}; \quad V_r = \sqrt{U^2 + V^2}.$$

Аналогичное выражение имеют широтная и меридиональная проекции напряжения трения у дна $\tau_{\lambda H}$ и $\tau_{\varphi H}$ с той разницей, что в них входит не геострофический ветер, а течение за пределами придонного слоя.

Результаты численных расчетов интегральной циркуляции как функции атмосферного давления приведены на рис. 10.2. Видны основные кольца циркуляции, вполне соответствующие имеющим место в Мировом океане. Поскольку циркуляция индуцирована ветром, то вполне естественно, что она согласуется с положением основных барических образований. Но так как вычисленная интегральная циркуляция в основных чертах согласуется с фактической, это означает, что напряжение ветра, а не бароклинные эффекты играют в ее формировании основную роль. На рис. 10.2 достаточно четко вырисовываются субтропические и экваториальные кольца циркуляции, хорошо прослеживаются антарктические круговые течения.

Система океанической циркуляции заметно реагирует на сезонные изменения атмосферного давления. Наиболее ярко это прослеживается в Индийском океане, где из-за смены направлений муссонных ветров северное экваториальное кольцо циркуляции формируется только зимой. Летом вся северная часть Индийского океана занята южным экваториальным кольцом.

В системе экваториальных колец Атлантического океана происходит сезонное смещение экваториальных колец относительно меридиана зимой к востоку, а летом к западу.

Моделирование циркуляции показало, что время ее адаптации к заданному изменению атмосферного давления составило всего 4—5 месяцев. Это очень малый интервал времени по сравнению с данными более поздних расчетов. По-видимому, он обусловлен тем, что бароклинные эффекты проявляются гораздо медленнее и поэтому адаптация бароклинного океана протекает во много раз медленнее, чем баротропного.

Не все черты рассчитанной циркуляции, как отмечают сами исследователи, согласуются с реальной. В тех районах, где велика

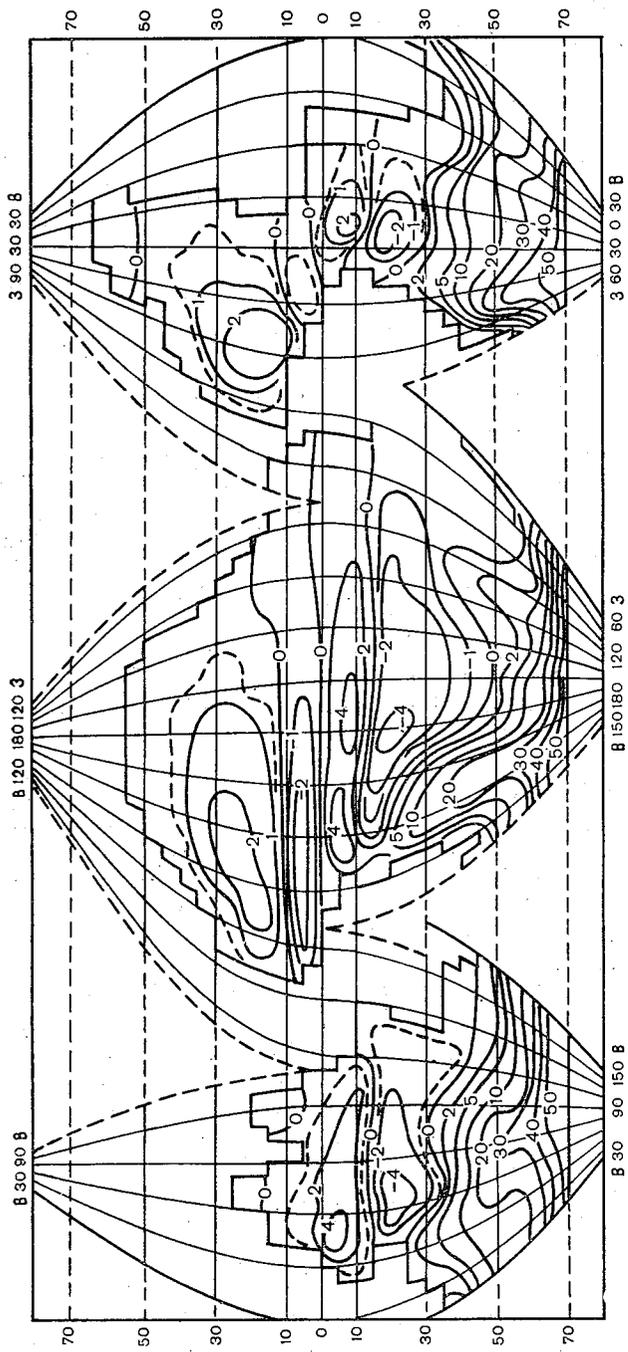


Рис. 10.2. Интегральная функция тока

Положительным Φ соответствует вращение по часовой стрелке, отрицательным — против часовой стрелки. Для определения объемного расхода (в $\text{см}^3/\text{с}$) между соседними изолиниями разностей значений Φ нужно умножить на $6,37 \cdot 10^8$ [23]

бароклинность, отличия существенные. Но глобальная картина океанической циркуляции обусловлена в первую очередь ветром. Именно это наиболее четко показывает взаимосвязь атмосферной и океанической циркуляции. Первая обусловлена глобальным распределением материков и океанов. При этом основную роль играют не небольшие аномалии температуры воды, а основные различия в поглощении тепла сушей и океаном, которое приводит к глобальным контрастам температуры подстилающей поверхности и ее сезонных колебаний. В первую очередь от нее и связанной с ней влажности зависит распределение атмосферного давления. Обусловленный последним ветер вызывает соответствующие течения в океане.

Еще большее совпадение вычисленной океанической циркуляции с наблюдаемой имеет место в том случае, когда принимается во внимание пространственное распределение плотности. Однако из-за того, что последняя заранее задается в модели, то на основании расчетов по таким моделям нельзя определенно оценивать соответствие океанической циркуляции распределению атмосферного давления. В таких случаях нужно определять закономерности формирования поля плотности, зависящее от тепло- и массообмена с атмосферой. Это используется в моделях климата, учитывающих всестороннее взаимодействие атмосферы и океана.

10.6. Основные результаты численных экспериментов по изучению взаимодействия атмосферы и океана

Применение численных экспериментов по воспроизведению взаимного состояния системы атмосфера — океан — континент, несмотря на несовершенство современных математических моделей и невозможность оценить степень близости численного решения к решению истинной системы дифференциальных уравнений модели, явилось огромным шагом вперед в исследовании взаимодействия атмосферы и океана.

Поскольку упрощенные решения частных случаев уравнений, входящих в самую общую систему, описывают основные черты крупномасштабного взаимодействия сред нашей планеты, постольку результаты численных экспериментов по воспроизведению состояния системы следует считать следующим более точным приближением в изучении этой проблемы. В результатах расчетов проявляются как те особенности, природа которых уже понята, так и новые черты, которые формируются за счет более полного описания при численном моделировании деталей взаимодействия океана и атмосферы.

Составление замкнутой системы уравнений и краевых условий, разработка разностной схемы с учетом тех требований, о которых говорилось в предыдущем параграфе, огромные технические сложности в составлении и отладке программ, сборе внешних задавае-

мых данных, наконец, исключительно высокие требования к техническим возможностям используемых ЭВМ,— все это привело к тому, что в настоящее время существует сравнительно небольшое количество результатов расчетов по полным моделям, особенно на длительный промежуток времени.

Наиболее полно удастся проследить влияние взаимодействия атмосферы, океанов и материков в климатических моделях, когда расчеты ведутся от некоторого схематизированного состояния гидрометеорологических полей на десятки и сотни лет. При этом происходит взаимное приспособление атмосферы и океана друг к другу.

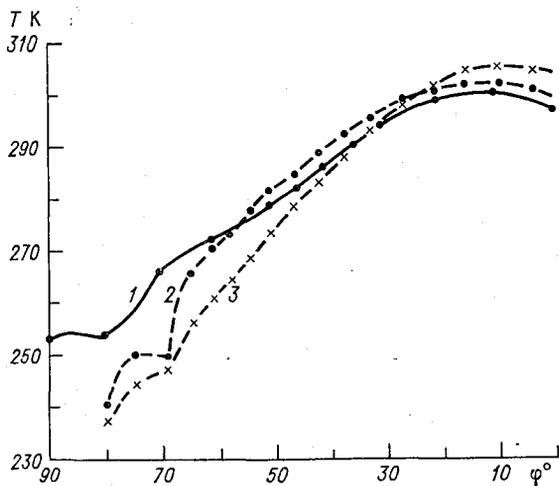


Рис. 10.3. Меридиональное распределение средней зональной температуры воздуха у подстилающей поверхности [37]

1 — средняя годовая температура по наблюдениям; 2, 3 — вычисленная с учетом (2) и без учета (3) теплоты океана

Наложение задаваемых ограничений на различные связи между ними позволяет оценить их роль, что очень важно знать при решении многих прогностических задач. Общие черты влияния теплового состояния океана и его течений на атмосферу были выявлены при чрезвычайно схематическом распределении одного материка и одного океана на планете [37]. Для сравнения в контрольном эксперименте океан полагался неподвижным и не обладающим запасом тепла, т. е. он только снабжал атмосферу влагой.

Из анализа вычисленного распределения зональной средней температуры, полученной с учетом и без учета тепла океана и по натурным данным для современной Земли (рис. 10.3) вытекают два факта: во-первых, при включении в расчет океанического тепла и его адвекции уменьшается меридиональный градиент температуры, т. е. разность значений температуры экватор — полюс; во-вторых, в совме-

стой модели возникает некоторое понижение температуры в экваториальной зоне. Это приводит к появлению характерного для Земли «термического экватора» примерно на 10° с. ш.

Первое из этих явлений объясняется сравнительно просто: океан дополнительно переносит тепло к полюсу и повышает там температуру. Это имеет глубокие циркуляционные следствия: при уменьшении меридионального градиента температуры уменьшается интенсивность зональных потоков в умеренных широтах, это приводит к уменьшению и меридионального переноса в атмосфере как упорядоченного, так и вихревого. Таким образом, океан как бы

берет на себя часть атмосферного переноса к полюсам избытка энергии, образующегося в низких широтах.

При общем падении энергии вихреобразования в атмосфере, усиливается контраст значений температуры в умеренных широтах у восточных берегов между океаном и континентом, а это приводит к усилению циклогенеза, как это имеет место в соответствующих широтах Западной Европы.

Океан несколько ослабляет колебания давления, так как снижается меридиональный градиент температуры (рис. 10.4). Наряду с этим показателем общего ослабления циркуляции атмосферы выросла

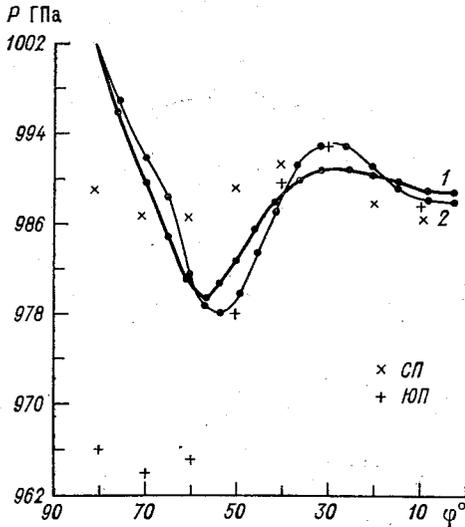


Рис. 10.4. Меридиональное распределение среднезональных значений приземного атмосферного давления

1, 2 — давление, вычисленное с учетом (1) и без учета (2) теплоты океана; СП, ЮП — по наблюдениям в северном и южном полушариях [37]

интенсивность океанского антициклона субтропических широт, усиленная ростом температуры океан — континент в совместной модели. Это, несомненно, способствовало усилению апвеллингов в океане и росту азональности поля температуры, так что в полной модели существует взаимосвязь между зональным контрастом температуры океан — континент и интенсивностью субтропического антициклона над океаном.

Следует отметить и большие различия в водном балансе, возникающие при учете или неучете теплоемкости и динамики океана в климатической модели (рис. 10.5). При учете последних скорость выпадения осадков над океаном уменьшается примерно на 20 % и возрастает над континентом примерно на 25 %. Это происходит вследствие резкого ослабления тропического пояса дождей над

океаном из-за понижения температуры, а следовательно и испарения, и повышения влажности и испарения над континентами. Важным фактором гидрологического режима системы океан—континент является положение морских льдов и снеговой линии. «Включение» океана смещало к северу снеговую линию, что связано с общим обогревом полярных широт.

В целом численный эксперимент по воспроизведению климата системы океан—континент—атмосфера при упрощенной конфигурации континентов выявил огромную роль взаимодействия океана

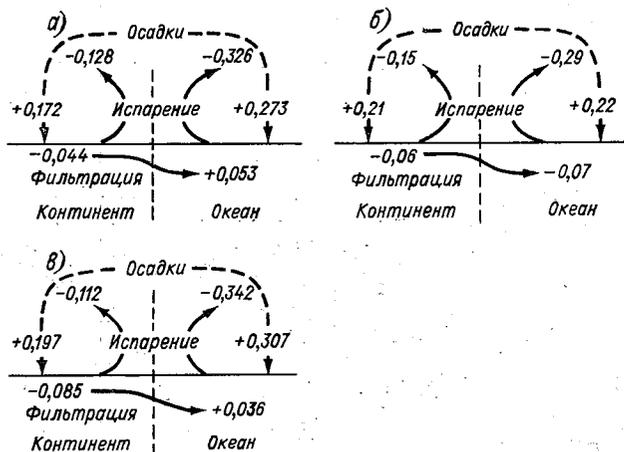


Рис. 10.5. Средние по площади значения составляющих водного баланса, см/сут [37]

а, б — вычисленные без учета (а) и с учетом (б) теплоты океана; в — по результатам наблюдений.

с атмосферой в формировании азональности метеорологических полей и позволил приблизиться к качественному пониманию функционирования системы в целом. Следует отметить и еще один важный вывод из эксперимента: даже за период расчетов продолжительностью в сотни лет модель не достигла равновесного состояния, так как продолжалось, хотя и очень медленное, прогревание донных вод. Это означает, что температурный режим донных вод изменяется в масштабах времени, сравнимых с геологическими периодами, и при расчетах на период до сотен лет является внешним параметром системы.

Однако несмотря на интересные выводы о характере взаимодействия атмосферы и океана, судить о точности воспроизведения гидрометеорологических полей по вышеописанным экспериментам нельзя из-за схематизации размеров и положения материков. Последующие эксперименты с реальным очертанием континентов и их рельефа приблизили результаты расчетов к данным наблюдений. Получены все те эффекты, которые были описаны выше: учет теп-

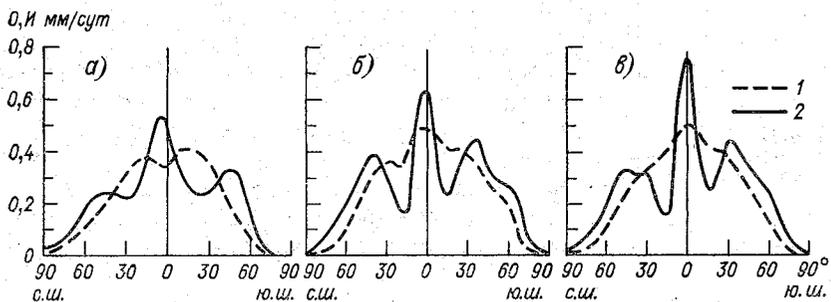


Рис. 10.6. Меридиональное распределение среднегодовых значений испарения (1) и осадков (2), мм/сут [52]

а — по эмпирическим данным Селлера; б, в — по модели с учетом (б) и без учета (в) теплоты океана

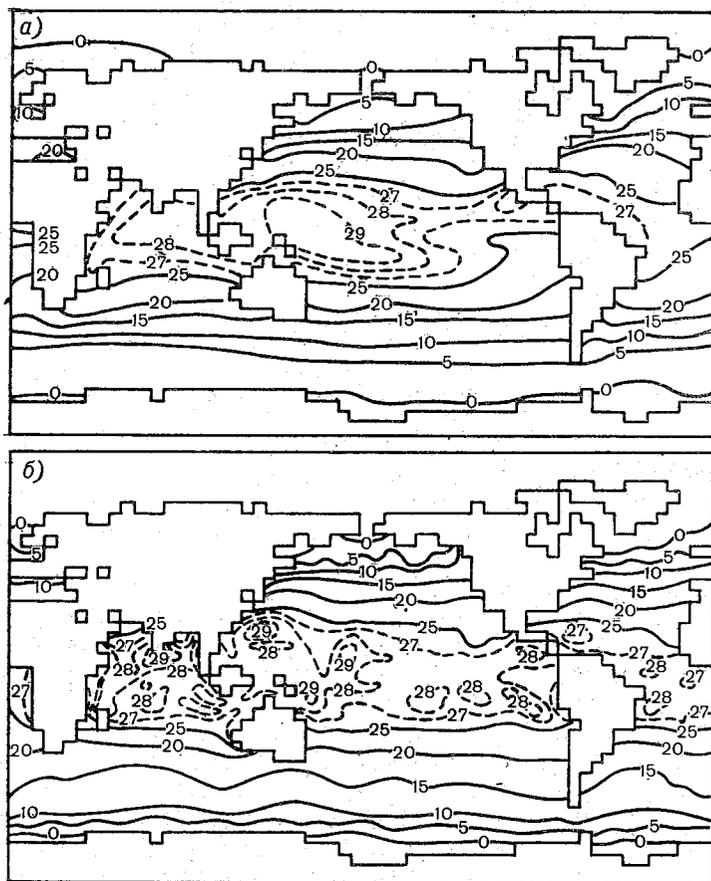


Рис. 10.7. Среднегодовая температура поверхности океана, °С [52]

а — по эмпирическим данным; б — рассчитанная

лоемкости океана и течений уменьшил интенсивность меридиональных потоков в атмосфере, усилил прибрежные термические контрасты, выделил термический экватор. Поэтому все механизмы, выявленные в вышеизложенных экспериментах, являются действительными и в реальных условиях. Однако согласование вычисленных и фактических зональных характеристик метеорологических элементов при реальных очертаниях континента гораздо лучше. Это особенно заметно при сравнении составляющих водного баланса, рассчитанных по натурным данным по полной модели и без учета океанического тепла и течений, приведенных на рис. 10.6. Особого интереса заслуживает тот факт, что рассчитанные карты климатических норм близки к фактическим. Это можно видеть на рис. 10.7, где приводятся рассчитанные и фактические данные о температуре поверхности океана.

Таким образом, эксперименты по численному воспроизведению взаимодействия атмосферы и океана позволяют сделать вывод о важной роли океана, как климатообразующего фактора. При этом особого внимания заслуживает не только то, что за счет циркуляции океана совершается перенос тепла к полюсу, но и то, что в нем возникают вертикальные переносы вод, понижающие температуру в областях подъема вод. Это, в свою очередь, влияет на состояние атмосферы.

Несмотря на то, что эксперименты прояснили многие стороны взаимодействия атмосферы и океана, тем не менее воспроизведенные гидрометеорологические поля пока еще не вполне удовлетворяют практику. Причин этому много. К ним следует отнести и погрешности из-за неадекватности конечно-разностной модели дифференциальной, и схематизацию ряда процессов в атмосфере и в океане, которая отмечена выше, и схематизацию мелкомасштабных подсеточных процессов. Развитие вычислительной техники дает возможность учитывать все более и более мелкие процессы и есть основания ожидать новых успехов в изучении взаимодействия атмосферы и океана методами моделирования.

10.7. Исследование влияния аномалий теплового состояния океана на атмосферу

Океан оказывает воздействие на атмосферу через потоки тепла и влаги, которые в определенной степени зависят от теплового состояния верхнего слоя океана. Это было подмечено давно, и еще в 30—40-х годах были предприняты попытки связать характер подстилающей поверхности с погодными условиями. В целом цикле исследований синоптического характера (см. гл. 9) рассматривались особенности атмосферной циркуляции и погоды в зависимости от аномалий температуры в различных районах океана. В связи с большими трудностями выделения вклада отдельных факторов

в формирование атмосферных процессов при использовании статистических методов стали широко применяться гидродинамические модели. С их помощью была объяснена тенденция к образованию атмосферного циклонического вихря в областях, где прогрев воздуха больше, чем в окружающих районах, или охлаждение меньше, чем на периферии области. Тенденция к росту давления и антициклогенезу происходит в областях, где пространственное распределение потоков тепла противоположно изложенному. Оказалось, что учет пространственной неоднородности теплообмена между атмосферой и подстилающей поверхностью уточняет траектории барических образований. Ясно, что чем больше пространственная неоднородность потоков тепла, тем сильнее они влияют на атмосферные процессы. Однако аномалии температуры верхнего слоя океана обычно небольшие, хотя существуют длительное время. Поэтому возникла проблема оценки их значимости.

Все методы изучения влияния теплового состояния океана на атмосферные процессы с помощью гидродинамических моделей имеют одинаковый подход. Задаются в различных диапазонах вариации температуры отдельных районов океана при прочих равных условиях и оцениваются изменения состояния атмосферы.

Следует отметить одну особенность методики проведения подобных экспериментов: необходимость оценки статистической значимости результата. Действительно, модель атмосферы имеет собственный «уровень шума». Это означает, что модель атмосферы при численном ее интегрировании в течение длительного времени «забывает» начальные условия и начинает колебаться около некоторого своего «климатического» фона.

Если процесс численного интегрирования прервать в некоторый момент времени и в температуру океана ввести аномалию, после чего интегрирование продолжить, то естественно, что результат с аномалией будет отличен от результата, который получился бы без введения аномалии. Это значит, что океан влияет на атмосферу. Но если аномалию не вводить, а просто за начало расчета принять другой момент, то результат расчета на такое же, как и раньше, время также будет отличаться от полученного ранее, причем это произойдет только за счет естественных различий в поведении модельной атмосферы. Именно поэтому требуется умение определять статистическую значимость результатов каждого отдельного эксперимента по воздействию аномалий температуры океана на атмосферу.

В том случае, когда аномалии температуры океана задаются очень большими, как, например, при акриогенном состоянии всего Северного Ледовитого океана в зимний период, тогда потоки тепла в атмосферу существенно превышают уровень «шума» модели и результат оказывается устойчивым и однозначным [18]. Если же аномалии температуры поверхности океана полагаются такими же, как это имеет место в природных условиях, то получить статистически правдоподобный результат гораздо сложнее.

Результаты расчетов отклика атмосферы на аномалию температуры океана, заданную в реальных масштабах, можно рассмотреть на примере численных экспериментов с помощью одной из наиболее известных моделей атмосферы [81]. Эта модель только в деталях отличается от описанной в начале главы, и поэтому ее суть здесь не излагается. Методика проведенных экспериментов состояла в следующем. От одних и тех же начальных условий, соответствующих модельному январю, производилось четыре раза численное интегрирование модели на 3-месячный интервал, причем в одном случае температура поверхности океана считалась равной средней

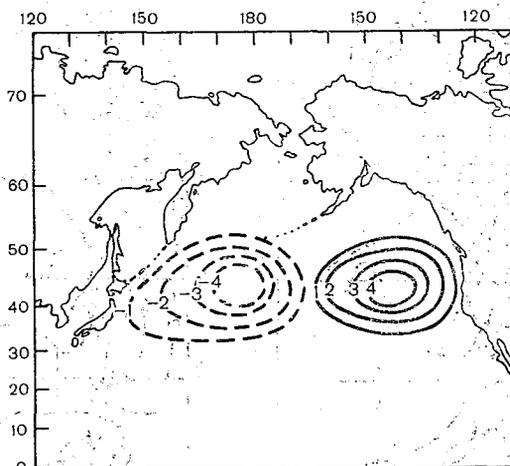
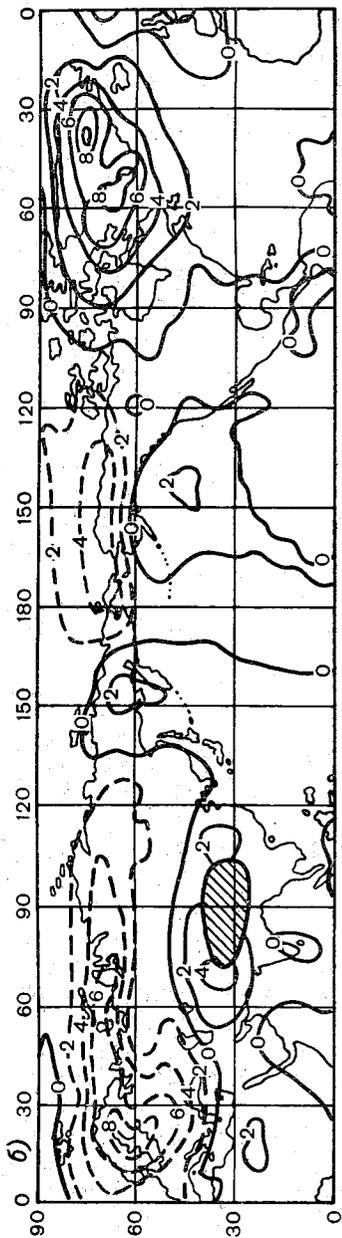
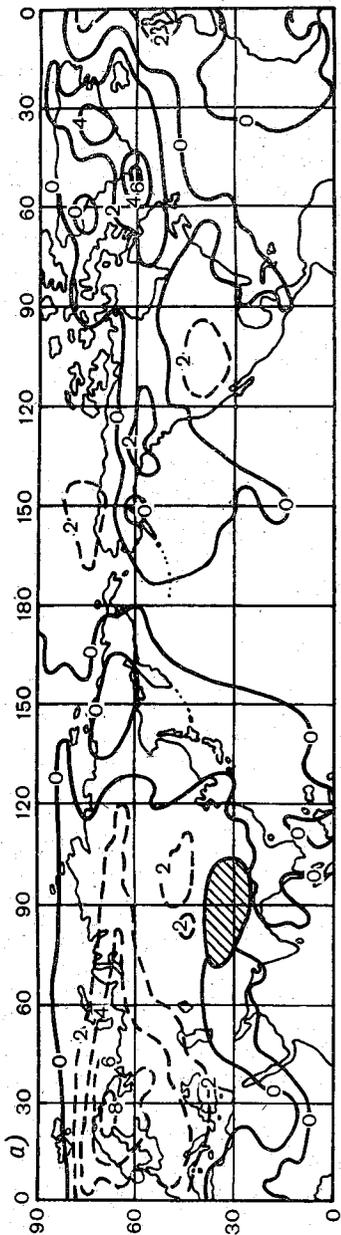


Рис. 10.8. Распределение аномалий температуры воды, использованное в численных экспериментах, °C [80]

многолетней за январь, в другом случае в поле этой температуры была введена аномалия в Тихом океане в районах, указанных на рис. 10.8. Именно эти районы, согласно данным американских исследователей, являются зонами воздействия аномалий температуры Тихого океана на погоду в США.

В третьем эксперименте заданные аномалии были увеличены в 3 раза. Эти аномалии, конечно, не реальны, но зато дали ясно выраженный результат, что позволило судить об отклике атмосферы на воздействие океана. Наконец, в четвертом эксперименте аномалии были внесены в те же районы, но они были равны либо $+1^\circ\text{C}$, либо -1°C и выбирались случайным образом.

Для анализа отклика атмосферы на эти воздействия было избрано поле температуры воздуха на высоте 1,5 км, так как это самый низкий уровень в модели, который расположен в свободной атмосфере, и поэтому на нем термическое воздействие океана должно быть самым эффективным. Во всех четырех экспериментах



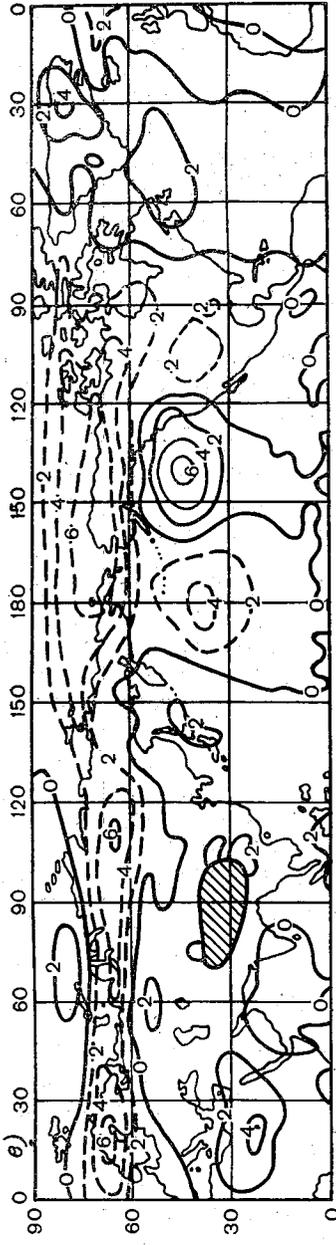


Рис. 10.9. Средненные за 30 сут разности температуры воздуха на высоте 1,5 км между случайным и контрольным (а), аномальным и контрольным (б), сверханомальным и контрольным (в) случаями, °С [80]
 Сплошные линии — положительная разность; штриховые — отрицательная

это поле заносилось в память ЭВМ. Затем были найдены поля разностей между каждым случаем с аномалиями и контрольным случаем без аномалии. Эти поля разности были усреднены по всем моментам времени (рис. 10.9). При сравнительном анализе прежде всего следует отметить сходство между полями, полученными при задании случайных аномалий и задании аномалии обычной величины. Только при сильно преувеличенных аномалиях появляются систематические отличия от чисто случайного в отклике модели атмосферы. Отклик атмосферы наиболее существен именно над зоной внесения аномалий, причем над положительной аномалией отклик сильнее, чем над отрицательной. Этот факт демонстрирует сильную нелинейность реакции атмосферы, так как в линейном случае отклик на одинаковые аномалии, но противоположные по знаку, был бы симметричен. То, что положительные аномалии сильнее, чем отрицательные действуют на атмосферу, связано с ослаблением устойчивости атмосферы и соответствующей интенсификацией теплообмена. Следует еще отметить, что при увеличении промежутка осреднения результатов от месяца до сезона, характер влияния океана на атмосферу не изменился: только преувеличенная аномалия вызвала заметный отклик атмосферы, хотя характер «дальнодействующего» влияния аномалий температуры океана на аномалии температуры над Северной Америкой описан моделью верно.

Для того чтобы доказать, что эти выводы статистически значимы, авторы этих экспериментов — Червин, Вашингтон и Шнейдер [80] — воспользовались известной из математической статистики методикой анализа с применением распределения Стьюдента. Прежде всего по данным о температуре воздуха на высоте 1,5 км, рассчитанным по пяти экспериментам для января была построена карта оценки средних квадратических отклонений температуры от климатической нормы для модели. Нулевой гипотезой при оценке статистической значимости послужило предположение, что внесение аномалий не приводит к закономерным отличиям в средних отклонениях от случая, когда аномалий нет. Если статистическая оценка покажет, что вероятность этой гипотезы мала, то аномалии существенно определяют поведение модели. Проверка нулевой гипотезы делается введением новой случайной величины ξ по формуле

$$\xi = (\bar{x} - \bar{y}) / \sigma_{\bar{x} - \bar{y}},$$

где $(\bar{x} - \bar{y})$ — разность между значениями, полученными в эксперименте с аномалиями \bar{x} и без аномалий \bar{y} , осредненная по всему промежутку интегрирования; $\sigma_{\bar{x} - \bar{y}}$ — среднее квадратическое отклонение. Обе эти величины вычисляются в каждой точке сетки. Значение разности $\bar{x} - \bar{y}$ оценивается по одной реализации, а значение $\sigma_{\bar{x} - \bar{y}}$, как указывалось выше, оценивается по пяти реализациям. Это значит, что величина ξ подчиняется распределению Стьюдента с четырьмя степенями свободы. Зная закон распределения случай-

ной величины, можно по таблице определить вероятность ее конкретного значения. Тогда методика оценки статистической значимости результата такова:

а) по картам разностей $x-y$, составленным для всех трех видов внесения аномалии, строятся карты ξ ;

б) по таблицам вероятности значений аргумента в распределении Стьюдента строят карту вероятности каждого значения ξ ;

в) приняв какой-либо уровень значимости, по карте вероятности оценивают, в каких районах вероятность нулевой гипотезы мала, так как только в этих районах результат статистически значим. Для оценки уровня значимости нулевой гипотезы приведена табл. 10.1.

Таблица 10.1

Уровень значимости нулевой гипотезы, %

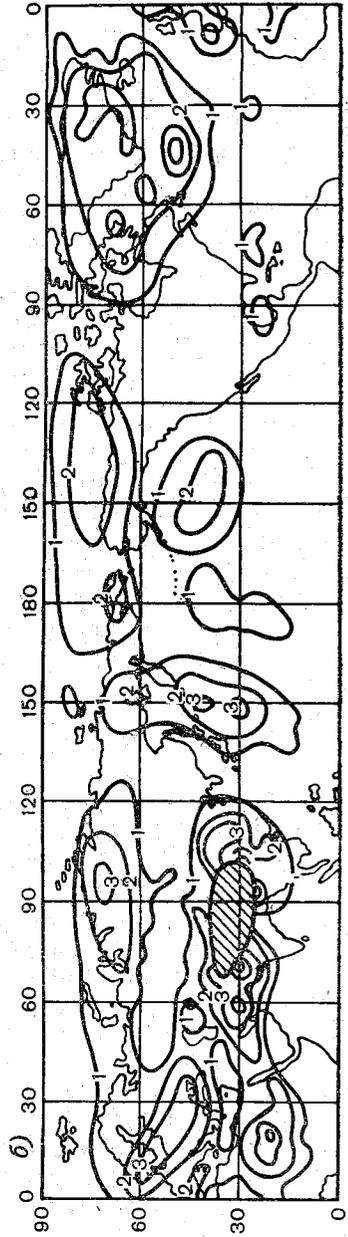
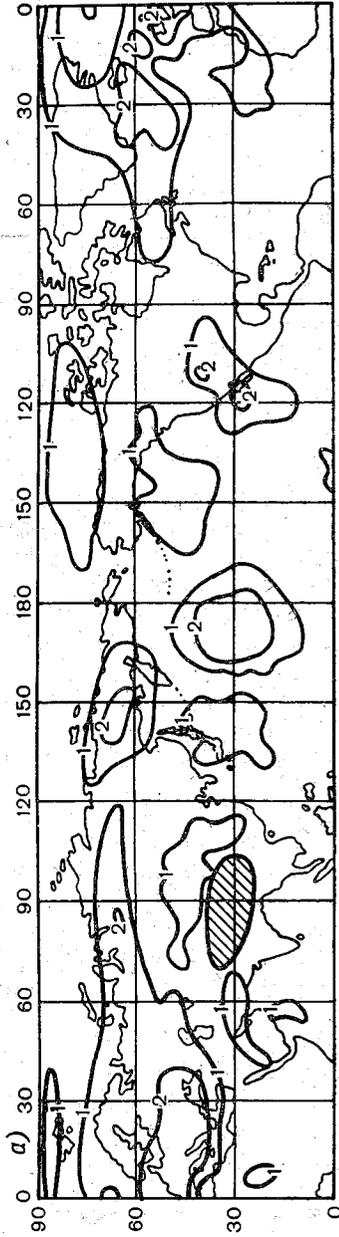
$r = \xi \sqrt{2}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Уровень значимости	51,69	22,86	10,02	4,69	2,38	1,31	0,77	0,47	0,31

Анализ рисунка 10.10 с учетом табл. 10.1 позволяет отметить прежде всего, что при задании аномалий температуры поверхности океана в реальных масштабах так, как показано на рис. 10.8, или случайным образом, изменение температуры воздуха таково, что приблизительно, в половине всех экспериментов нулевую гипотезу можно отвергнуть на большей части карты, где $r = 1$. В некоторых, небольших по площади областях, где $r = 3$, можно отвергнуть нулевую гипотезу в девяти случаях из десяти. Однако этот последний результат проявляется и со случайной аномалией, а значит уровень значимости для $r = 3$ не является хорошей характеристикой влияния аномалий.

Иначе обстоит дело со случаем сильно преувеличенных аномалий. На карте имеются большие области, где $r > 2$. Более того, существуют очаги, где $r > 8$, т. е. при больших аномалиях их влияние в развитии атмосферных процессов несомненно.

Таким образом, проанализированный эксперимент показывает, что влияние реальных по значению и положению аномалий температуры поверхности океана на температуру нижней атмосферы является статистически незначимым.

Дополнительным подтверждением этим выводам служат численные эксперименты по прогнозу среднемесячных условий в январе конкретного года, в которых в качестве внешних данных входила температура поверхности океана [84]. По реальным начальным условиям за 1 января 1973—1975 гг. был составлен месячный прогноз состояния атмосферы и подробно проанализирован. Энергетические и профильные характеристики результатов расчетов сравнивались с фактическими. При этом вводилась либо климатическая норма температуры воды, либо непосредственно наблюдаемая температура воды за конкретный месяц. Оказалось, что введение фак-



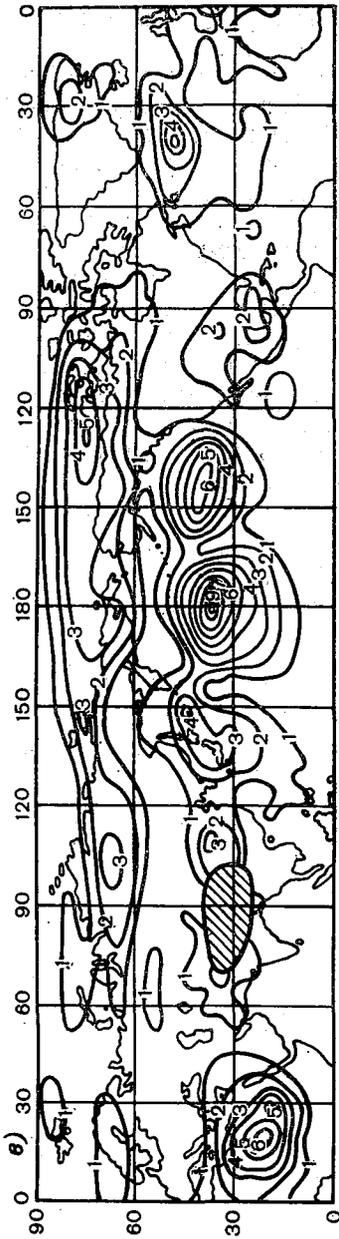


Рис. 10.10. Средний за январь критерий r для разности значений температуры экспериментов.
a — случайного и контрольного; *b* — аномального и контрольного; *в* — сверханомального и контрольного [80]

тической температуры не только не улучшило прогноз, но и вообще мало сказалось на результатах расчетов.

Как приведенные примеры, так и многие другие эксперименты по оценке влияния реальных аномалий температуры океана на температуру и циркуляцию атмосферы не выявили существенных и установившихся изменений состояния атмосферы. Пока еще рано делать вывод о том, что аномалии температуры океана должны быть не меньше какого-то определенного значения, чтобы оказывать заметное влияние на атмосферу и не быть заглушенными другими факторами. Возможно, что чувствительность математических моделей к малым возмущениям еще недостаточна. Недостаточен и уровень знаний о протекании таких процессов, как образование и рассеивание облаков, турбулентное перемешивание, вертикальные движения и других, которые связаны с потоками тепла и влаги и оказывают существенное влияние на термодинамические поля атмосферы и их устойчивость. Точность и надежность взаимосвязей между ними пока еще не так высока, чтобы математическая модель могла однозначно накапливать малые возмущения.

11. Колебательные процессы в атмосфере и в океане в результате их взаимодействия

11.1. Периодические колебания в атмосфере и в океане

Периодичность поступления солнечной радиации в ту или иную область нашей планеты, периодичность действия приливо-отливных сил из-за вращения Земли вокруг своей оси и движения в Солнечной системе являются первичными причинами колебательных процессов в системе атмосфера — океан. Наиболее выражены суточные и сезонные изменения гидрометеорологических элементов и процессов. Вследствие различной теплоемкости и инерционности воздух, вода и суша с разной интенсивностью и разным фазовым сдвигом во времени реагируют на внешние возмущения. Между ними возникают обмены энергией и веществом, приводящие к достаточно сложным переплетениям гидрометеорологических процессов, генерирующих различного вида дополнительные колебания.

Впервые В. В. Шулейкин предложил рассматривать атмосферу и океан как тепловые машины с нагревателями и холодильниками, которые с точки зрения одних масштабов имеют постоянное положение, но различную мощность в течение года, а по другим масштабам меняются местами. В тепловых машинах первого рода «нагревателями» можно считать экваториальную и тропическую зону, в которых приток солнечной радиации преобладает над излучением. «Холодильниками» в этих машинах служат полярные области, где излучение преобладает над притоком лучистой энергии. Дефицит тепла компенсируется его приносом от «нагревателей» воздушными и океаническими течениями. Вследствие того, что зимой и летом интенсивность потоков энергии в полярных областях меняется очень сильно, причем в северном и южном полушариях в разную сторону, возникает сезонный ход адвекции тепла. В холодный период года она больше, чем в теплый. Сезонный ход радиации по полушариям приводит к внутригодовому изменению энтальпии атмосферы и океана, содержания влаги и переноса массы через экватор. Все это, несомненно, вызывает колебания с полугодовым периодом. По-видимому, такие колебания имели бы место и при однородной подстилающей поверхности, так как вызваны они в первую очередь различием в радиационном балансе экваториальных и полярных районов.

Различие характера подстилающих поверхностей и, самое главное, энтальпии океанов и материков приводит к большому отепляющему влиянию океанов в холодный период года. Полученные

В. В. Шулейкиным карты изаномал (см. рис. 9.7), как разность фактических и средних зональных значений температуры воздуха, весьма наглядны в этом отношении. Видно, что тепловое влияние океана больше всего проявляется в Европе. Это вызвано тем, что Атлантический океан у Европы теплее других океанов на тех же широтах, площадь суши в северном полушарии велика и зимой сильно выхолаживается, в результате чего приносимое западным потоком тепло наиболее заметно. Влияние Тихого океана на Азиатский материк существенно слабее из-за общего преобладания западных переносов тепла воздушными потоками. Северная Америка меньше Евразийского континента по площади, поэтому в ней континентальность выражена менее резко и отепляющая роль Тихого океана проявляется не так сильно, хотя она также заметна в ее северо-западной части.

В тропических широтах больших тепловых контрастов в воздухе над океанами и материками нет и поэтому здесь не очень сильно ощущается влияние взаимных переносов тепла.

Летом (см. рис. 9.7б), таких больших аномалий температуры воздуха над континентами, как это имеет место зимой, нет. Следовательно, и переносы тепла слабее.

Сезонное различие теплообмена океанов и материков с атмосферой вызывает работу, по терминологии В. В. Шулейкина, тепловых машин второго рода с меняющимися сезонными положениями холодильников и нагревателей. Характерным примером вызываемых их действием колебаний температуры и обусловленных ими изменений плотности среды и циркуляции атмосферы и океана являются муссоны и в существенно меньших масштабах — бризы.

Принципиальная сторона циркуляции, возникающей при меняющейся с разным градиентом плотности, освещена в учебниках по гидродинамике на основе теоремы о циркуляции.

Под циркуляцией плотности по замкнутому контуру l понимается интеграл

$$\Gamma = \oint_l \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l}.$$

Поскольку ускорение циркуляции равно циркуляции ускорения, то

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint_l \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot d\mathbf{l} \right) \quad (11.1)$$

При баротропном состоянии среды с потенциальными внешними силами, входящими в подынтегральное выражение, правая часть формулы (11.1) оказывается равной нулю. Это означает, что в этом случае циркуляция воздуха или воды по замкнутому контуру не возникает.

При бароклинном состоянии среды и непотенциальных внешних силах правая часть формулы не будет равна нулю. Из сил

наиболее существенной, как известно, является сила напряжения трения τ . При чисто качественных оценках, ради упрощения расчетов, ее принято полагать пропорциональной скорости с обратным знаком $\tau = -\alpha V$. Кроме того, в планетарных циркуляциях на Γ большое влияние оказывает ускорение Кориолиса. Учет перечисленных особенностей состояния среды и действующих сил приводит уравнение движения к виду

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \alpha V - 2(\omega \times V). \quad (11.2)$$

Подстановка этого уравнения в формулу (11.1) дает, как показано в учебнике «Динамическая метеорология»,

$$\frac{d\Gamma}{dt} = - \oint_l \frac{\nabla P}{\rho} \cdot dl - \alpha \oint_l V \cdot dl - 2 \oint_l \omega \times V' \cdot dl', \quad (11.3)$$

где V' и l' — проекции скорости V и контура l на экваториальную плоскость.

Наиболее наглядная качественная картина циркуляции получится при представлении контура l в виде двух изобарических поверхностей пересекаемых двумя вертикалями (рис. 11.1). В этом случае вклад бароклинности в формирование циркуляции определится первым слагаемым правой части выражения (11.1)

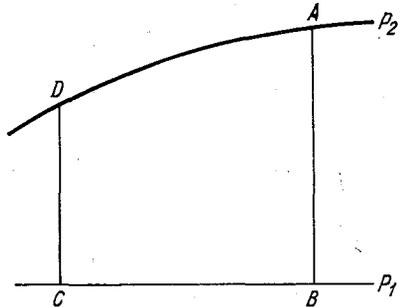


Рис. 11.1. Схема циркуляционной ячейки
AD и BC — изобаты; AB и DC — вертикали

$$\frac{d\Gamma_1}{dt} = - \int_A^B \frac{dP}{\rho} - \int_B^C \frac{dP}{\rho} - \int_C^D \frac{dP}{\rho} - \int_D^A \frac{dP}{\rho}. \quad (11.4)$$

Изменение давления вдоль изобары равно 0. Поэтому второе и четвертое слагаемые пропадают. Изменение давления по вертикали в атмосфере и в океане определяются уравнением статики $dP = -\rho g dz$. Следовательно,

$$\frac{d\Gamma_1}{dt} = \int_A^B g dz + \int_C^D g dz. \quad (11.5)$$

Введение геопотенциала или динамической глубины по соотношению $H = gz/g_1$ позволяет вычислить квадратуры

$$\frac{d\Gamma_1}{dt} = g_1 [(H_B - H_A) - (H_C - H_D)]. \quad (11.6)$$

Таким образом, если плотность воздуха или воды, обуславливающая расстояние между изобарическими поверхностями различная

и сами расстояния между изобарами различные, то это приводит к изменению циркуляции по контуру. Положительные ее значения считаются в том случае, когда сверху движение направлено в сторону убывания H , а внизу — в сторону роста H . Обычно плотность теплого воздуха убывает с высотой медленнее, чем холодного, и изобарические поверхности имеют наклон в сторону океана (рис. 11.2). Если при выбранном распределении температуры океан у берега оказывается теплее, чем вдали от него, то изопотенциальные поверхности наклонены в ту же сторону, как и в атмосфере. Поэтому и направление циркуляции будет таким же. При этом

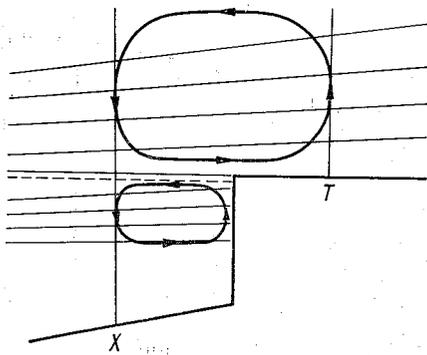


Рис. 11.2. Схема ячейки бароклинной циркуляции (материк теплее океана)

оказывается, что приземный ветер и поверхностное плотностное течение направлены в разные стороны.

При противоположном распределении температуры, т. е. в случае более теплого океана по сравнению с материком, характер плотностной циркуляции в обеих средах будет обратный показанному на рис. 11.2.

Воздействие трения на описанную картину циркуляции сводится, как видно из уравнения (11.3), к замедлению ее. Но этот фактор

является чрезвычайно важным, так как без его учета может происходить рост циркуляции. Ускорение Кориолиса приводит к отклонению циркуляционной ячейки от нормали к береговой черте и изменению циркуляции скорости. Она увеличивается, если контур сжимается и уменьшается при его расширении.

Циркуляция скорости в океанической ячейке отличается от приведенной на рисунке за счет воздействия приводного ветра. Напряжение трения ветра существенно больше бароклинных эффектов и оно приводит к обычной экмановской циркуляции.

Движение воздуха в циркуляционной ячейке практически не зависит от скорости поверхностного течения из-за его малости по сравнению со скоростью ветра. Поэтому в теориях бризов и муссонов атмосферная циркуляция определяется по неоднородности температуры подстилающей поверхности. Но в этом случае нелинейные члены уравнений движения оказываются значительными и должны быть сохранены. Это существенно осложняет математические модели бризов и муссонов, которые, как правило, решаются численными методами. Детально бризы и муссоны рассматриваются в соответствующих метеорологических учебниках, где показано, что их пространственная протяженность зависит от площади и ано-

малии температуры подстилающей поверхности, рельефа местности, взаимосвязи с общей циркуляцией атмосферы. Наиболее характерным примером распределения ветров и течений в описанной системе циркуляции может служить муссон в северной части Индийского океана (рис. 11.3). Над ним за счет меняющейся раз-

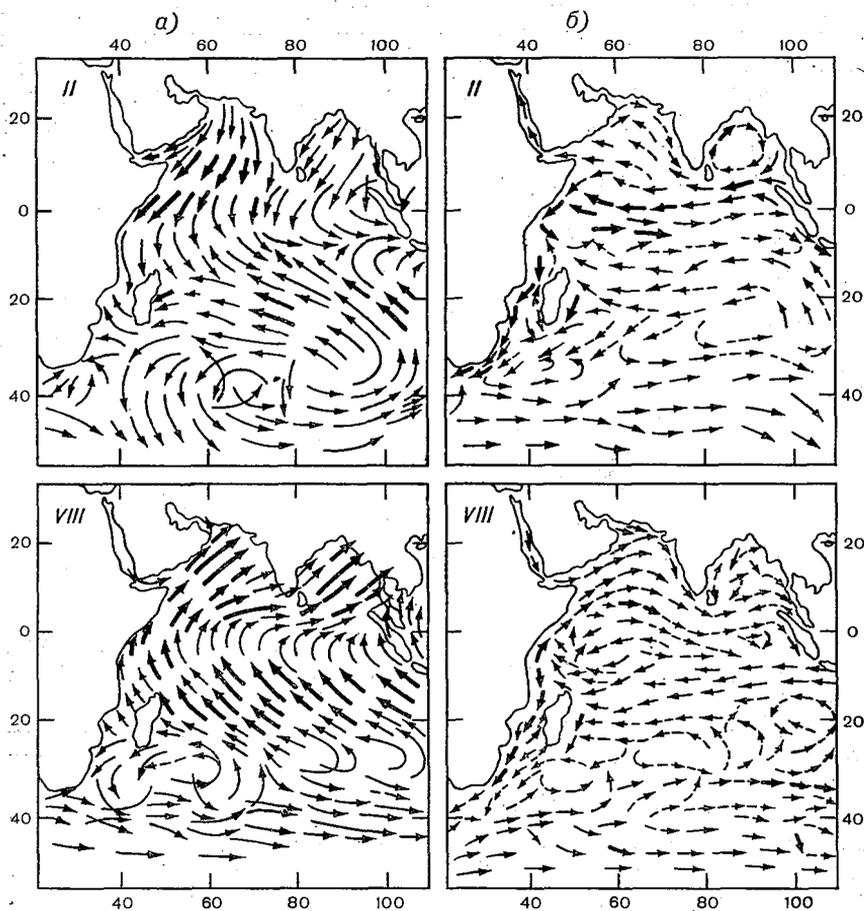


Рис. 11.3. Преобладающие ветры (а) и поверхностные течения (б) во время зимнего (II) и летнего (VIII) муссонов Индийского океана [54]

ности температур материка и океана зимой в нижнем слое тропосферы преобладают ветры, дующие с материка, а летом — практически противоположные.

Реакция океана на изменение направления ветров при смене сезонов складывается как из изменений направления течения, так и из возникновения прибрежных течений. Наиболее сильное течение возникает в верхнем 200-метровом слое Индийского океана

при юго-западном муссоне у побережья Сомали, направленное почти параллельно берегу. Оно характеризуется большими скоростями 2—3 м/с, которые летом больше, чем зимой. Это течение слишком мощное, чтобы быть локальной реакцией океана на изменение направления ветра и, скорее всего, является реакцией всего океана на изменение ветра на большой акватории [54]. С помощью линеаризованной теории течений в стратифицированном океане было показано, что при установлении ветров юго-западного направления в океане возбуждаются волны, которые, достигая побережья, усиливают пограничное течение. Весь этот процесс устанавливается примерно в течение месяца, что согласуется с результатами наблюдений.

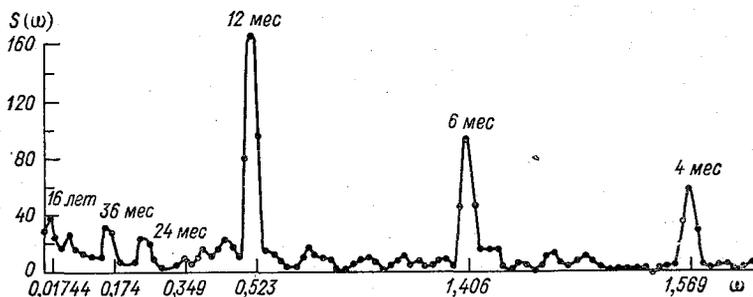


Рис. 11.4. Функции спектральной плотности разности уровней в пунктах Фернандина—Форт Гамильтон [66]

Таков же характер перестройки циркуляции атмосферы и океана в других муссонных областях, но из-за региональных особенностей она не так отчетлива прослеживается.

При рассмотрении сезонной изменчивости состояния океан—атмосфера—континент следует иметь в виду то, что в этих явлениях термическая инерционность океана, определяемая толщиной его деятельного слоя, приводит к запаздыванию по фазе хода температуры воды по сравнению с солнечной радиацией.

Взаимодействие между собой колебаний, обусловленных действием «тепловых машин» первого и второго рода приводит к выявленным В. В. Шулейкиным термобарическим сейшам, интенсивность которых значительно слабее муссона и выявляется на фоне других колебаний при статистической обработке. Возникают и другие виды колебаний, как в атмосфере, так и в океане, наложение которых может приводить к биениям с различными периодами (рис. 11.4). Наиболее ярко выраженным колебаниям соответствует как годовой период, так и периоды длительностью полгода и треть года. Несомненно, что здесь присутствуют как колебания с периодом вынуждающей силы, так и возникающие внутри системы за счет ее внутренних взаимодействий.

11.2. Облачность как продукт и регулятор взаимодействия атмосферы и океана

Влага играет очень большую роль в энергетике процессов атмосферы и океана (см. гл. 9). Ее вклад проявляется не только в результате выделения или поглощения тепла при фазовых преобразованиях, но и через экранирующий характер облачности. Главным образом облачность влияет на поток лучистой энергии. Она уменьшает поток коротковолновой радиации, поступающей к поверхности океана, но одновременно увеличивает приток длинноволновой радиации, влияя таким образом на радиационный баланс океана. Последний в свою очередь влияет на значения других составляющих теплового баланса, в том числе и испарения, от которого, в частности, зависит сама облачность.

Таким образом, теплообмен и влагообмен между атмосферой и океаном, их температура и облачность связаны между собой. Поскольку атмосферные и океанические процессы зависят от потоков тепла, то тем самым они зависят и от облачности.

Такая качественно описанная взаимосвязь облаков и взаимодействия атмосферы и океана заставляет их рассматривать как звено этого взаимодействия, подлежащее обязательному учету.

Наиболее просто оценить вклад облачности в изменения температуры и атмосферного давления на поверхности океана можно на основе простой климатической модели, использованной в гл. 10, если в уравнении теплового баланса подстилающей поверхности менять облачность или зависящие от нее лучистые потоки тепла (рис. 11.5) [19]. Как следует из физических соображений, центры аномалий локализованы в районах изменений облачности, но полностью области аномалий за счет адвекции и горизонтальной диффузии захватывают большее пространство и могут возникать вторичные центры.

Одни и те же изменения облачности приводят к различным аномалиям температуры и давления (даже по знаку) в северной и южной части Северной Атлантики. Уменьшение облачности способствует понижению температуры воздуха в северной части и повышению в южной. Это обусловлено тем, что в зимний период уменьшение облачности вызывает рост коротковолновой радиации. В северной части он при этом не компенсирует увеличения эффективного излучения и в результате радиационный баланс уменьшается. В южной части коротковолновая радиация при уменьшении облачности возрастает больше, чем эффективное излучение и радиационный баланс увеличивается.

Увеличение облачности меняет картину на обратную. Изменение давления в общем соответствует полю аномалий температуры: положительным аномалиям — падение давления на уровне моря, отрицательным — рост. Это согласуется с существующим представлением о связи полей давления и температуры.

Вследствие упрощенности математической модели полученные результаты следует рассматривать только как качественную оценку изменений термобарического поля атмосферы за счет одного проявления меняющейся облачности.

Но нельзя ограничиваться рассмотрением облачности только как внешнего регулятора состояния системы. Облачность сама зависит от этого состояния, поскольку определяется содержанием

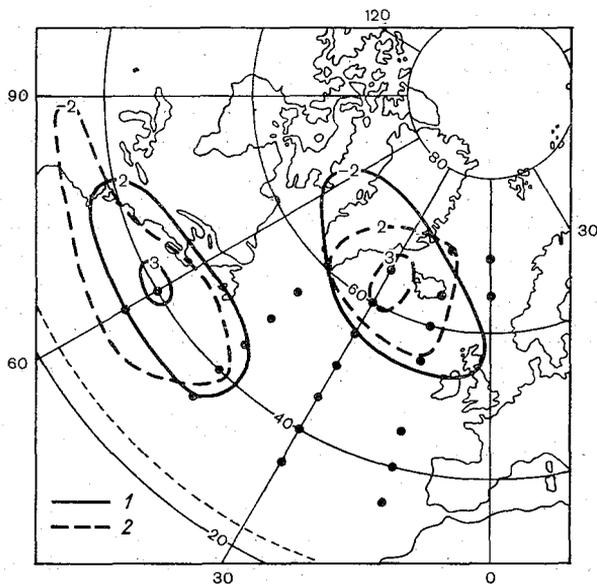


Рис. 11.5. Рассчитанные значения аномалий температуры воздуха ($^{\circ}\text{C}$, 1) и давления (ГПа, 2) у подстилающей поверхности, образовавшиеся при замене среднемесячной облачности нулевой в указанных узлах сетки [19]

влаги и интенсивностью восходящих токов в атмосфере, а последние зависят от поля давления и температуры. Такая взаимосвязь может приводить к установлению колебательного режима функционирования системы.

Основные черты такого колебательного процесса в чисто качественном отношении индуцируются потоком коротковолновой радиации. Большой ее приток летом вызывает прогрев верхнего слоя океана. От него нагреваются атмосфера и в ней развивается конвекция, приводящая к росту облачности. Увеличение количества облаков экранирует океан от солнечной радиации, он охлаждается и охлаждает атмосферу. Последнее способствует прекращению конвекции и постепенному рассеиванию облаков. Уменьшение облаков снова вызовет прогрев океана и цикл повторится [13].

Следует отметить, что такая гипотеза учитывает только главные черты процесса и слишком его идеализирует. Например, увеличение температуры воздуха вызывает не только конвективные токи, но способствует и росту давления, а значит может возникнуть антициклон и вместо суммарных восходящих движений начнутся нисходящие, что дополнительно уменьшит облачность и повысит температуру. Таким образом, знак обратной связи облачности с температурой в различных широтных зонах может быть разным. Однако как показывают климатические исследования годового хода облачности, существуют обширные зоны, где увеличение температуры сопровождается увеличением облачности.

Оценить период колебаний, возникающих под влиянием регулирующей роли облачности, легче всего на примере идеализированной системы атмосфера — океан, считая, что она состоит из тропосферы высотой H_1 , где температура линейно убывает с высотой, и верхнего квазиоднородного слоя океана толщиной H_2 . Предполагается, что оба слоя находятся в среднем в состоянии покоя и горизонтально однородны. Уравнение баланса тепла для этих слоев и атмосферной влаги имеет вид:

$$\frac{c_1 \rho_1 H_1}{2} \frac{\partial T_1}{\partial t} = B + \Phi_a + \mathcal{L}O; \quad (11.7)$$

$$c_2 \rho_2 H_2 \frac{dT_2}{dt} = B_o - \Phi_a - \mathcal{L}I; \quad (11.8)$$

$$\rho_1 H_1 \frac{dq}{dt} = I - O, \quad (11.9)$$

где ρ_1 и ρ_2 — средние для тропосферы и верхнего квазиоднородного слоя океана значения плотности воздуха и воды; c_1 — теплоемкость воздуха при постоянном объеме; T_1 — температура на высоте, равной половине высоты тропосферы; T_2 — температура верхнего квазиоднородного слоя; q — средняя удельная влажность атмосферы; \mathcal{L} — скорость конденсации влаги.

$\Phi_a > 0$ и $I > 0$, если они направлены от океана в атмосферу. Дополнительное упрощение состоит в том, что учитывается практическое постоянство во времени относительной влажности r над океаном, что позволяет записать равенство, определяющее скорость выпадения осадков в виде

$$O = I - \left(\rho_1 H_1 r \frac{dq_m}{dT_1} \right) \frac{dT_1}{dt}. \quad (11.10)$$

Для того чтобы в явном виде исследовать влияние облачности, нужно выделить среднее состояние, определяемое годовым ходом радиационного баланса и средними значениями остальных пото-

ков. Это состояние будет описываться системой уравнений:

$$\left(\frac{c_1 \rho_1 H_1}{2} + \rho_1 \mathcal{L} H_1 r \frac{dq_m}{dT_1} \right) \frac{dT_1}{dt} = \bar{B} + \bar{\Phi}_a + \mathcal{L}\bar{I}; \quad (11.11)$$

$$c_2 \rho_2 H_2 \frac{dT_2}{dt} = \bar{B}_o - \bar{\Phi}_a - \mathcal{L}\bar{I}. \quad (11.12)$$

Уравнения, описывающие аномалии температур $T'_1 = T_1 - \bar{T}_1$ и $T'_2 = T_2 - \bar{T}_2$, следует получить, вычтя уравнения (11.11) и (11.12) из исходных, учитывая (11.10). Они будут иметь вид:

$$\left(\frac{c_1 \rho_1 H_1}{2} + \rho_1 \mathcal{L} H_1 r \frac{dq_m}{dT_1} \right) \frac{dT'_1}{dt} = B' + \Phi'_a + \mathcal{L}I'; \quad (11.13)$$

$$c_2 \rho_2 H_2 \frac{dT'_2}{dt} = B'_o - \Phi'_a - \mathcal{L}I'. \quad (11.14)$$

Для изучаемой задачи важно учесть лишь влияние облачности, поэтому для дополнительных упрощений целесообразно считать, что нет аномалии в радиационном балансе атмосферы и турбулентном потоке, и что аномалии радиационного баланса обусловлены только аномалиями облачности n' , а аномалии затрат тепла на испарение — только аномалиями температуры воды. Тогда

$$\mathcal{L}I' = \mathcal{L} \frac{dI}{dT_2} T'_2; \quad (11.15)$$

$$B'_o = \frac{dB_o}{dn} n'. \quad (11.16)$$

Линейная зависимость скорости испарения от температуры поверхности воды широко применяется в полуэмпирических моделях климата. По данным М. И. Будыко, $\mathcal{L} \frac{dI}{dT_2} = 1,67$ кДж/(см²·мес). Немного сложнее оценить зависимость радиационного баланса от облаков. В первом приближении можно полагать, что аномалии радиационного баланса атмосферы определяются аномалиями альбедо, а последние зависят от аномалий количества облаков, т. е.

$$\frac{dB_o}{dn} n' = \frac{dQ_\infty (1 - A)}{dA} \frac{dA}{dn} n' = -0,3Q_\infty n', \quad (11.17)$$

где Q_∞ — солнечная радиация на верхней границе атмосферы; A — альбедо системы атмосфера — океан, зависящее линейно от балла облачности с коэффициентом пропорциональности 0,3. Наконец, в соответствии с гипотезой Гаврилина—Монина [13], можно принять, что аномалии облачности определяются аномалией температуры воздуха, так как от последней зависит интенсивность конвективных токов, тогда

$$n' = \frac{dn}{dT_1} T'_1. \quad (11.18)$$

Оценка зависимости облачности от температуры находится по климатическим данным. Например, в экваториальной зоне, где увеличение температуры, действительно, сопровождается увеличением облачности, можно принять оценку $\frac{dn}{dT_1} = 0,1 \text{ K}^{-1}$.

Поскольку Q_∞ в среднем равно $88 \text{ кДж}/(\text{см}^2 \cdot \text{мес})$, то

$$B'_0 = -2,63T'_1, \quad (11.19)$$

где B_0 в $\text{кДж}/(\text{см}^2 \cdot \text{мес})$.

Подстановка соотношения (11.15) и (11.19) в уравнения (11.13) и (11.14) приводит к системе уравнений

$$\frac{dT'_1}{dt} - aT'_2 = 0, \quad (11.20)$$

$$\frac{dT'_2}{dt} + bT'_2 + cT'_1 = 0, \quad (11.21)$$

в которых ради краткости записи использованы обозначения:

$$a = \mathcal{L} \frac{dH}{dT_2} / \left(0,5c_1\rho_1H_1 + \rho_1\mathcal{L}H_1r \frac{dq_m}{dT_1} \right);$$

$$b = \mathcal{L} \frac{dH}{dT_2} / c_2\rho_2H_2;$$

$$c = \frac{dB_0}{dn} \frac{dn}{dT_1} / c_2\rho_2H_2. \quad (11.22)$$

При вышеуказанных значениях величин, входящих в эти равенства, характерной высоте тропосферы 12 км и толщине квази-однородного слоя 20 м получается: $a \approx 2 \text{ мес}^{-1}$, $b \approx 0,1 \text{ мес}^{-1}$; $c \approx 0,3 \text{ мес}^{-1}$. Система (11.20), (11.21) имеет частные решения вида:

$$\begin{Bmatrix} T'_1 \\ T'_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} T_{01} \\ T_{02} \end{Bmatrix} \exp(\Omega t) \quad (11.23)$$

Подстановка этих частных решений в систему приводит к уравнению для определения Ω в виде

$$\Omega^2 + b\Omega + ca = 0. \quad (11.24)$$

Это уравнение имеет только комплексное решение, мнимая часть которого определяет частоту колебаний системы

$$\text{Im}(\Omega) = \sqrt{ca - b^2/4}. \quad (11.25)$$

Принятые значения параметров позволяют получить оценку этой частоты, а по ней определить период возможных колебаний. Он примерно равен 8 мес. Таким образом, регулирующая роль облачности приводит к возможности существования автоколебательного режима в системе атмосфера — океан с весьма длительным периодом, подобным тем, которые существуют в природе.

Из рис. 11.6 видно, что между осредненными аномалиями облачности и температуры в конкретных пунктах над океаном и континентом существует взаимосвязь. Анализ корреляционных связей между осредненными по пространству и времени аномалиями облачности над северной частью Атлантического океана и характеристиками аномалий приземной температуры в Европе показал,

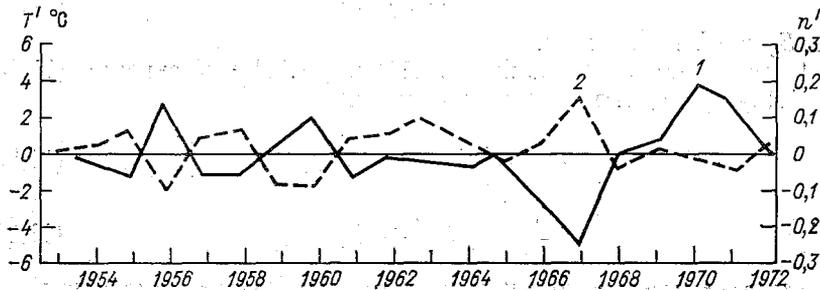


Рис. 11.6. Средние аномалии облачности (1) и температуры (2) [46]

что аномалии облачности приводят к колебаниям температуры со средним периодом около 7—8 месяцев [47]. Эти связи являются асинхронными, т. е. аномалии облачности предшествуют аномалиям температуры во времени. Это согласуется с оценкой периода колебаний, полученной на основе идеализированной системы атмосфера — океан.

11.3. Междугодовая изменчивость состояния системы атмосфера — океан — континент

Эмпирические данные о временном ходе метеорологических или гидрологических характеристик в течение многих лет свидетельствуют о наличии в рядах циклических изменений. Использование кроме инструментальных наблюдений исторических, геологических и других косвенных сведений показывает, что колебания температуры происходят с периодами от нескольких месяцев до миллионов лет [45].

Длительно существующий циклический режим в динамических системах может быть обусловлен действием внешних сил или быть автоколебательным, т. е. вызванным собственными нелинейными свойствами этой системы. Периодические внешние силы, по-видимому, связаны с космическими причинами: вращением земли вокруг Солнца и изменениями характеристик этого вращения. Под влиянием этих факторов на нашей планете формируются суточный и годовой ритм. Возможно, что многие очень длительные ритмы, подобные ледниковым периодам, также представляют собой вынуж-

денные колебания. Существуют гипотезы, связывающие и некоторые ритмы средней длительности с космическими причинами. Предполагалось, что семилетняя ритмичность в колебаниях уровня океана связана с колебаниями оси вращения Земли [35]. Многие исследователи обнаруживали одиннадцатилетние ритмы, соответствующие циклам солнечной активности. Однако гипотезы о космическом происхождении колебаний не объясняют происхождение всех ритмов междугодовой изменчивости. Поэтому в настоящее время интенсивное исследование этой изменчивости ведется, исходя из предположения об ее автоколебательном характере.

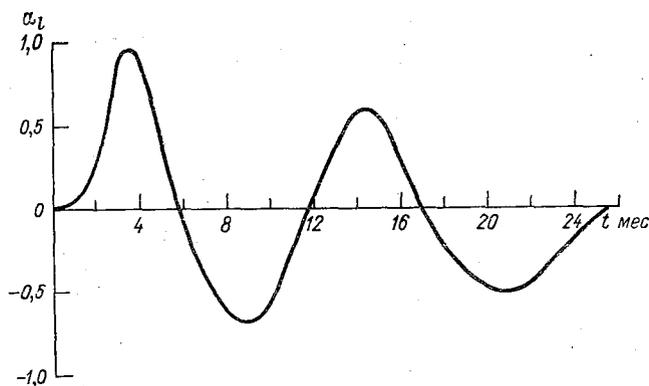


Рис. 11.7. Коэффициент α_1 , характеризующий связь потока тепла из океана с повторяемостью восточного типа циркуляции по Вангенгейму [50]

Один из механизмов колебаний, связанный с облачностью, уже рассмотрен. Предполагается, что такого же порядка длительности могут генерироваться колебания направления циркуляции атмосферы изменениями суммарного теплообмена океана с атмосферой. Среднемесячные аномалии потоков явного и скрытого тепла зимой в северной части Атлантического океана достигают 40—60 кДж/(см²·мес), что составляет 60—90 % доступный потенциальной энергии столба атмосферы [50]. Естественно, что источник тепла такой интенсивности должен повлиять на характер циркуляции. Большая положительная аномалия теплообмена по этому исследованию возникает зимой при западной форме циркуляции, когда с американского континента холодный воздух поступает на теплый Атлантический океан. При этом в западном потоке возникает бароклинная неустойчивость, образуются длинные волны, приводящие к усилению меридионального воздухообмена. Это имеет место через 3—4 месяца после возникновения аномальных потоков тепла (рис. 11.7). В свою очередь эта циркуляция препятствует поступлению холодного воздуха с материка и аномально большой поток тепла от океана в атмосферу перестает существовать. Через 8—9

месяцев после аномального теплообмена снова увеличивается повторяемость западной формы циркуляции и дает начало новому циклу колебаний.

Таким образом, в рассмотренных колебаниях ведущая роль принадлежит атмосфере.

В системе атмосфера — океан — континент выделяется также квазидвухлетняя цикличность и колебания с периодами от 3 до 8 лет.

Особый интерес для долгосрочного прогноза погоды над территорией СССР имеет гипотеза о взаимодействии атмосферы и океана, проявляющемся в квазидвухлетнем ритме [25]. Впервые квазидвухлетняя цикличность была обнаружена в изменении направления воздушных потоков в экваториальной стратосфере. Установлено, что в этой части атмосферы в течение примерно одного года отмечаются западные ветры, а в течение другого — восточные. Фаза западных ветров способствует увеличению меридиональности атмосферных процессов, в частности — смещению субтропического антициклона северной части Атлантического океана на северо-восток. Это приводит к соответствующей перестройке морских течений, что в конечном итоге приводит к усилению выноса теплых вод на северо-восток. Одновременно углубляются тропосферные ложбины на западе и в центре северных областей океана, где усиливается влияние вод холодных течений. Так возникают положительные аномалии на северо-востоке северной части Атлантического океана и отрицательные — на северо-западе и в центре. Эти аномалии обуславливают развитие синоптических процессов в умеренных широтах. Но увеличение отрицательных аномалий в центре северной части Атлантического океана в сочетании с ослаблением апвеллинга у берегов Африки и потемнением в этой части акватории приводят к общему росту перепада температур экватор — полюс и возникает тенденция к ослаблению меридиональности атмосферных процессов. Таким образом, влияние океана создает предпосылку к колебаниям атмосферной циркуляции.

При восточных ветрах в экваториальной стратосфере усиливается общая зональность атмосферных процессов, субтропический антициклон смещается к экватору, а в умеренных широтах усиливается западный перенос. Следовательно, усилится апвеллинг у Африки и возникнет охлаждение восточной части этой зоны океана. Кроме того, холодные воды Лабрадорского течения будут распространяться на восток. Таким образом, в этой фазе отрицательная аномалия возникнет на северо-востоке Атлантического океана, тогда как в центре северной части Атлантического океана вода будет теплее, чем в среднем климатическом. Приэкваториальная область станет также зоной отрицательных аномалий. Тогда в целом снова создадутся условия для полной перестройки циркуляции с зональной на меридиональную.

В целом эта гипотеза позволяет понять, как взаимосвязи в системе атмосфера — океан передают воздействие, возникающее в

экваториальной зоне, в умеренные широты, возбуждая одновременно колебания состояния этой системы. Однако причины возникновения квазидвухлетней цикличности еще не ясны.

В экваториальной зоне происходит и еще один автоколебательный процесс с периодом около двух лет. Это явление Эль-Ниньо, обусловленное вторжением поверхностных теплых вод в прибрежную зону Чили и Перу, которое происходит эпизодически в декабре—январе и приводит к катастрофическим последствиям: гибели хладобивых промысловых рыб, ливням, штормовым ветрам. Модель взаимодействия атмосферы и океана, объясняющую это явление, предложил Я. Бьеркнес.

Под влиянием пассатов у восточных берегов Тихого океана в экваториальной зоне возникает апвеллинг и охлаждается поверхность воды. Так создается перепад температур подстилающей поверхности между восточной и западной частью Тихого океана. Это влечет образование в экваториальной атмосфере ячейки вертикальной циркуляции в плоскости экватора (рис. 11.8, а). Образование этой ячейки усиливает пассат, так как совпадает с ним по направлению, а через пассат усиливает апвеллинг. Таким образом, на первом этапе пассат усиливает сам себя. По мере его усиления увеличивается приэкваториальный апвеллинг и полоса холодной воды распространяется по всей экваториальной зоне океана (рис. 11.8, б). Но при этом сглаживаются термические контрасты поперек экваториальной зоны, ослабляется ячейка вертикальной циркуляции, ослабляется и пассат, а значит резко ослабляется апвеллинг у восточных берегов. Место глубинных холодных вод занимают поверхностные теплые, что и вызывает Эль-Ниньо со всеми его последствиями. Пассат еще более ослабевает, а с ним исчезает приэкваториальный апвеллинг. Тогда температура на экваторе возрастает, усиливается разность значений температуры между экватором и полюсом, снова возникает пассат и цикл начинается снова.

В системе атмосфера — океан — континент существуют и более длительные автоколебания, среди которых наиболее изученным является цикл с периодом 4—7 лет. К сожалению, точное значение этого периода до сих пор не установлено. Различные авторы при рассмотрении различных временных рядов данных и применении различной техники их обработки получали периоды, лежащие в указанных выше пределах. Существуют и различные гипотезы о происхождении этих ритмов. Наиболее разработаны в настоящее время близкие по характеру гипотезы А. И. Дуванина [21] и В. Г. Корты [30]. Механизм возникновения колебаний в системе атмосфера—океан рассмотрен этими авторами на примере северной части Атлантического океана.

Согласно гипотезе А. И. Дуванина, усиление меридиональности атмосферной циркуляции и одновременное ослабление пассатов приводит к тому, что интенсифицируются атлантические круговороты вод, а значит время пребывания вод в пассатной зоне — нагревателе океана — сократится. Тогда в Гольфстрим начнут по-

ступать «недогретые» относительно среднего режима воды. Это уменьшит разность значений температуры между водами западных и восточных берегов океана и, таким образом, возникнет тенденция к снижению меридиональности атмосферной циркуляции. Далее уменьшение меридиональности циркуляции повлечет за собой ослабление интенсивности атлантических круговоротов, а, следовательно, и время пребывания вод у нагревателя, т. е. в пассатной зоне, увеличится. В результате возникнут положительные аномалии, которые через некоторое время придут по круговороту вод

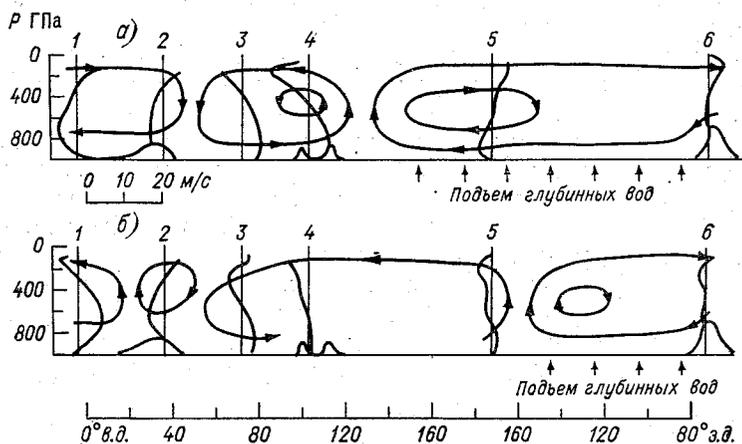


Рис. 11.8. Схема взаимодействия экваториальной атмосферной циркуляции над Индийским и Тихим океанами [43]
 а — ноябрь 1964 г.; б — ноябрь 1965 г. Указан масштаб скорости ветра

к западному побережью, вновь создавая большой градиент температуры между побережьями, а соответственно и предпосылки усиления меридиональности циркуляции. Весь цикл происходит, согласно оценкам А. И. Дуванина, за 3—5 лет.

Недавние исследования привели к новому взгляду на этот цикл [72]. Путем анализа тщательно подготовленных материалов наблюдений за температурой воды и индексом меридиональности атмосферной циркуляции было показано, что процесс чередования положительных и отрицательных аномалий происходит в соответствии с гипотезой А. И. Дуванина, но значительно быстрее. Длительность цикла составляет всего 9,6 месяца. Существование многолетней цикличности в этом случае можно объяснить суперпозицией этих колебаний и годового хода. Действительно, годовой ход имеет частоту 0,083 цикл./мес, а колебания с периодом 9,6 мес имеют частоту 0,105 цикл./мес. За счет нелинейных взаимодействий могут возникнуть биения с частотой более низкой, равной разности этих частот. Такая новая частота (0,022 цикл./мес) соответствует периоду 3,7 года. Таким образом, считается, что автоколебания

в системе атмосфера—океан имеют небольшой период, а междуго-
довые колебания возникают вследствие нелинейных взаимодей-
ствий этих автоколебаний с годовым ходом.

Несколько иначе происходит формирование долгопериодных
взаимодействий атмосферы и океана согласно гипотезе В. Г. Корта.
Он рассмотрел циркуляцию вод в циклоническом круговороте на
севере Атлантического океана и в субтропическом антициклониче-
ском круговороте, размеры которого больше и обращение вод в ко-
тором происходит медленнее, чем в северном. С контрастом темпе-
ратуры связана скорость ветра над океаном. Наибольшее его уси-
ление происходит тогда, когда к границе раздела колец циркуля-
ции с севера подойдут самые холодные воды, а с юга — самые теп-
лые. В свою очередь ветер влияет на скорость движения вод.

Таким образом, колебания ветра создадут и общие колебания
температуры в обоих бассейнах. Период общих колебаний будет,
по оценкам В. Г. Корта, около 4—5 лет.

В настоящее время трудно отдать предпочтение какой-либо из
высказанных гипотез, но основные общие элементы в них можно
отметить. Во-первых, междугодовые колебания в системе атмо-
сфера—океан возможны благодаря наличию «колебательных» кон-
туров — океанических круговоротов. Во-вторых, эти «колебатель-
ные контуры» имеют регулятор с обратной связью — ветер, за-
висящий от термического градиентов. В-третьих, колебательная
система «работает» под действием периодической внешней силы —
годового хода радиации. В-четвертых, эта система нелинейна, т. е.
в ней могут возникать колебания, по частоте и амплитуде отличаю-
щиеся и от колебаний внешней силы и от собственных колебаний
системы.

Однако для функционирования подобной системы необходимо,
чтобы термические аномалии, возникающие в океане, «жили» очень
долгое время, больше, чем несколько месяцев.

Удалось показать, что сохранение аномалий поддерживается
двумя процессами изменения температуры воды, один из которых —
процесс быстрых колебаний с малой амплитудой температуры воды
и воздуха, а другой — процесс медленного однонаправленного
изменения температуры воды [83]. «Быстрые» колебания пред-
ставляют собой реакцию на изменения динамики атмосферы и со-
гласованы с ней так, что вызывают в атмосфере распределение за-
вихренности, которое стимулирует непрерывный приток более теп-
лой воды к месту возникновения положительной аномалии. Таким
образом, медленное увеличение положительной аномалии стано-
вится возможным, несмотря на непрерывную теплопередачу в ат-
мосферу. Иначе говоря, в системе атмосфера—океан постоянно
имеет место слабая неустойчивость, которая способствует увели-
чению аномалий температуры поверхности воды. Ограничивает
рост аномалий процесс диссипации при перемешивании.

Естественно, что приведенные гипотезы о механизме междуго-
довых колебаний в системе океан—атмосфера направлены на объяс-

нение только некоторых конкретных циклических явлений. Как указывалось, в исследуемой системе существуют колебания со значительно большими временами. Например, в последний миллион лет в Центральной Европе происходили периодические понижения температуры. Такие же явления, согласно геологическим данным, повсеместно наблюдались в умеренных широтах и получили названия ледниковых эпох. В настоящее время общепринятое объяснение этой периодичности отсутствует, хотя и существует много гипотез. Среди них важное место занимает представление о том, что указанные изменения являются следствием автоколебательного процесса в системе атмосфера—океан—ледники. Это представление теоретически обосновано в работе [65], где предложен принципиально новый подход к решению этой проблемы, состоящий в построении модели системы, пригодной для воспроизведения на аналоговой вычислительной машине. При этом ценой отказа от детального описания циркуляционных факторов, удалось свести задачу к системе обыкновенных дифференциальных уравнений относительно таких характеристик климата, как глобальная температура системы, площадь материковых льдов, скорость выпадения осадков и так далее. Возможности современных АВМ позволили учесть нелинейный характер обратных связей между этими переменными и произвести расчеты на промежутки времени в миллионы лет.

В результате исследования полученной модели удалось установить, что в системе атмосфера—океан—ледники возможен автоколебательный режим, при котором то возрастает, то убывает площадь материкового оледенения. Период этих колебаний меняется от 20 до 80 тыс. лет, что соответствует современным палеогеографическим представлениям. Удалось понять и механизм этих колебаний. Согласно полученным результатам «колебательным контурам» в системе служат инерционные изменения температуры океана и площади ледников, а «регулятором с обратной связью»— влагооборот в атмосфере. В теплую эпоху, когда температура океана наиболее высока, происходит интенсивное выпадение осадков, особенно в зимний период. Это способствует накоплению материкового льда, а значит впоследствии приводит к уменьшению температуры планеты. Такое глобальное похолодание уменьшает осадки, и питание ледников прекращается. Они начинают таять. Так в общих чертах выглядит автоколебательный процесс.

Однако эта модель является несколько формальной как раз в той части, где воспроизводится зависимость изменения ледников и осадков. Значительный вклад в установление роли взаимодействия атмосферы и океана в режиме роста и таяния ледников внесла гипотеза В. Ф. Захарова [22]. На основе изучения режима льдов Северного Ледовитого океана им было высказано предположение, что конкретным регулятором скорости нарастания и таяния материковых льдов является соленость Полярного бассейна, которая определяет термическую стратификацию его вод, влияя тем са-

мым на площадь морских льдов и режим питания материковых ледников.

Согласно его схеме, автоколебания в системе могли возникнуть только тогда, когда в результате резкого увеличения высоты континентов в процессе горообразования примерно 60 млн. лет назад, резко упала глобальная температура планеты, что создало возможность образования льдов в Полярном бассейне. Снижение температуры привело к образованию зонального градиента температуры и росту выноса влаги на северные континенты. Эта влага, выпав на континент, где еще не было льда, стекала в Полярный океан, опресняя его. Образовалась линза пресных вод, которая задерживала теплообмен между поверхностью океана и его глубинными слоями. Так возникли морские льды и постепенно распространились к югу, пока не достигли широты Скандинавии. Резкое снижение температуры на этих широтах привело к накоплению снега на континентах и образованию материковых льдов. Последнее резко сократило пресный сток в Северный Ледовитый океан и он начал осолоняться Атлантическими водами. Слой перемешивания в нем возрастал и площадь льдов сократилась, что увеличило нагрев полярной области и послужило стимулом к таянию ледников. Так заканчивается этот цикл взаимодействия.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования этих колебательных процессов. Неясно, например, как произошло начальное охлаждение океанов. Согласно гипотезе Вейля, здесь важную роль играет перенос водяного пара через Панамский перешеек. Если циркуляция атмосферы меридиональная, то перенос водяного пара в атмосфере с северной части Атлантического океана на Тихий океан уменьшается. Это способствует стоку осадков обратно в Атлантику, соответственно понижается соленость вод и может смещаться к югу кромка морских льдов, способствуя охлаждению всей системы.

Однако проверка этих гипотез остается пока делом будущего. Существуют и другие взгляды на природу ледниковых эпох, не связывающие их с процессами взаимодействия океана и атмосферы. Тем не менее важнейшая роль этих взаимодействий в изменении климата ни у кого не вызывает сомнений.

Заключение

Содержание настоящего учебного пособия определялось учебной программой. Поэтому, несмотря на то, что при взаимодействии атмосферы и океана происходит обмен не только энергией и водяным паром, но и газами, солями и другими частицами, получили отражение в книге только первые два обмена. На важную роль солей и электрически заряженных частиц даже в таких метеорологических процессах, как испарение, конденсация и выпадение осадков, обращал внимание Ролль [62]. Все возрастающий интерес проявляется к переносу газов между атмосферой и океаном, поскольку в результате человеческой деятельности во все больших масштабах из атмосферы забирается кислород и выбрасывается в нее углекислый газ. Увеличивающееся использование радиоактивных элементов неизбежно приводит к возрастанию потоков радиоактивных субстанций терригенного и антропогенного происхождения. Все эти проблемы, в принципе объединяемые в понятие химического взаимодействия атмосферы и океана, должны быть предметом отдельного рассмотрения.

Большой интерес к термодинамическому взаимодействию атмосферы и океана как возможной панацеи решения проблемы прогнозов погоды, особенно долгосрочных, привел к существенному прогрессу в изучении обмена теплом, паром и количеством движения между этими средами, в параметризации соприкасающихся пограничных слоев, в исследовании проявления взаимодействия в крупномасштабных гидрометеорологических процессах. Свидетельством тому является целый ряд монографий и очень большой объем оригинальных публикаций. Тем не менее полное решение данной проблемы еще далеко от завершающей стадии. В первую очередь это относится к определению турбулентных потоков различных субстанций. Проведенный обзор методов их расчета по данным стандартных наблюдений показал сравнительно небольшую точность. Поэтому необходима разработка более надежных методов вычислений турбулентных потоков в пограничных слоях атмосферы и океана. А это невозможно сделать без дальнейшего изучения взаимодействия соприкасающихся слоев воздуха и воды.

Даже в отношении наиболее, казалось бы, изученного по сравнению с турбулентными потоками лучистого теплообмена имеются нерешенные вопросы, касающиеся излучательной способности воды, проникновению коротковолновой радиации в глубь моря,

учета радиационных изменений температуры пограничных слоев воздуха и воды.

Добавочные трудности в изучении преобразования энергии на границе раздела атмосфера — океан возникают при наличии ледяного покрова, который сам является продуктом взаимодействия. При этом передача тепла, влаги и количества движения от одной среды к другой зависит от толщины, размеров и пространственного распределения льдин. Таяние и образование льдов очень сильно влияют на плотностную стратификацию поверхностных вод, а следовательно, на интенсивность турбулентного перемешивания со всеми вытекающими последствиями. Практически нет сведений о шероховатости нижней поверхности льда и ее влияния на развитие турбулентности подледного слоя воды, не исследованы боковые обмены теплом и движением, взаимодействие льдин между собой и многие другие вопросы.

Из приведенного краткого перечня задач энергетики мелкомасштабного взаимодействия видно, сколь необходимы и неотложны исследования физики пограничных слоев атмосферы и океана. Решение этих задач должно дать определенные рекомендации для выражения потоков энергии через средние значения гидрометеорологических элементов с тем, чтобы эти связи можно было бы использовать при изучении крупномасштабных процессов. Это, в частности, является одним из основных вопросов Программы исследования глобальных атмосферных процессов (ПИГАП).

Исследования Г. И. Марчука по теории климата и долгосрочных прогнозов погоды привели к выводу, что изменение состояния атмосферы за длительный период времени зависит от ее теплового взаимодействия с океаном. Причем, численное моделирование показало, что теплообмен не со всех районов Мирового океана равнозначно влияет на состояние атмосферы. Даже в разное время года эти участки океана могут быть различными и располагаться далеко от района, над которым изучается поведение атмосферы. Такие области Мирового океана получили название энергоактивных зон. Преимущественно они локализованы в областях интенсивного стока энергии из океана, которые отчетливо выделяются на рис. 9.3—9.5. С целью уточнения значений энергообмена в этих зонах в СССР реализуется разработанная под руководством Г. И. Марчука программа «Разрезы», предусматривающая широкий круг комплексных исследований взаимодействия атмосферы и океана. Конечной же целью этой программы является разработка методов долгосрочного и сверхсрочного прогнозов погоды и теории климата.

Если зоны накопления энергии в океане, как следует из рисунков гл. 9, находятся в экваториальной и тропических зонах Мирового океана, то зоны стока энергии располагаются в умеренных и полярных широтах. Перекачка энергии осуществляется не только течениями, но и крупномасштабными океаническими вихрями. Поэтому большое место в программе «Разрезы» отводится изучению адвекции тепла из низких в высокие широты.

Предусматривается определение потоков тепла и влаги в энергоактивных зонах океана, а также оценка их влияния на атмосферные процессы.

К сожалению, пока еще проводится чрезвычайно мало экспериментальных работ в открытом океане по изучению процессов преобразования энергии. Отчасти это объясняется отсутствием или несовершенством аппаратуры, отчасти отсутствием специальных плавсредств. Трудности создаются и тем, что судно вносит существенные искажения в структуру полей гидрометеорологических элементов, и для получения репрезентативных значений приемники информации необходимо выносить в сторону от судна, т. е. использовать различного рода буи и вехи. Практически проведение работ с их использованием реально при более или менее спокойной погоде. С усилением ветра, когда интенсивность турбулентных потоков энергии возрастает, возникают определенные трудности с их измерением.

В последнее время развернулись экспериментальные исследования трансформации энергии и структуры пограничных слоев атмосферы и океана на специальных океанических полигонах, когда удастся в некоторой степени замыкать уравнения теплового и водного балансов и получать оценку точности вычисления или измерения тех или иных потоков. Но несмотря на определенный прогресс, необходимо дальнейшее проведение работ как в области разработки аппаратуры, позволяющей получать репрезентативные данные о турбулентных потоках различных субстанций и преобразования энергии в соприкасающихся слоях и на поверхности океана, так и в изыскании более точных связей турбулентных характеристик с средненными значениями элементов.

Большие экспериментальные исследования взаимодействия атмосферы и океана были проведены в период выполнения Программы исследований глобальных атмосферных процессов, как в тропической зоне по подпрограмме «ТРОПЭКС» и «АТЭП», так и в полярных областях по подпрограммам «ПОЛЭКС». В результате этих работ были либо впервые получены, либо уточнены представления об энергообмене в тропической и полярной зонах. Но эти же эксперименты поставили новые вопросы, потребовавшие расширения натурных наблюдений, с учетом умеренных широт, что предусматривается в программе «Разрезы». В работах планируется участие более 30 научно-исследовательских судов, самолетов и искусственных спутников Земли.

Большое место среди натурных исследований отводится уточнению способов определения всех турбулентных потоков энергии и водяного пара, а также их параметризации через средние значения гидрометеорологических характеристик.

В гл. 3 было показано, что океан не только через температуру своей поверхности и отражательную способность, но и в результате обеспечения атмосферы влагой влияет на лучистые потоки тепла. Зависимость последних от средних значений метеорологических

элементов довольно сложная, поэтому в одном из разделов программы «Разрезы» предусматривается изучение закономерностей вертикального распределения лучистых потоков энергии и их параметризации.

Много еще неясного в механизме образования обратных связей в гидрометеорологических процессах, формирующихся в результате взаимодействия атмосферы и океана. Например, механизм, замыкающий между собой поток тепла, испарение, конденсацию влаги и генезис облаков, известен лишь в климатическом аспекте. Выделяющееся при конденсации тепло играет, очевидно, большую роль в формировании атмосферных движений. Пока в синоптической практике это никак не учитывается. Только в гидродинамических моделях имеются попытки учета этого источника энергии.

В последней главе на очень упрощенной модели было показано, что облачность является внутренним параметром термодинамической системы, очень сильно влияющим на перераспределение потоков энергии. В программе «Разрезы» считается, что планетарная облачность регулирует процессы взаимодействия атмосферы и океана. Поэтому предусматривается изучение ее места в общей термодинамической системе атмосфера—океан—суша, ее зависимости от потоков тепла и влаги, ее влияния на процессы в системе.

Во многих случаях нет ясного представления, даже в качественном отношении, о роли термического и динамического воздействия атмосферы в формирование океанических течений и влияния адвекции тепла на циркуляцию обеих сред.

Обмен энергией между атмосферой и океаном происходит через их пограничные слои, которые в свою очередь являются продуктом этого обмена. Следовательно, изучение закономерностей распределения гидрометеорологических элементов и потоков энергии в этих слоях, их толщины и ее изменений является также насущной задачей взаимодействия.

Имеются еще и другие вопросы физики атмосферы и океана, частично содержащиеся в Программе исследований глобальных атмосферных процессов и программе «Разрезы», без решения которых невозможно построение теории взаимодействия с надлежащей строгостью.

Построение совершенной модели, описывающей совместное поведение атмосферы и океана возможно лишь при разработанных надежных моделях циркуляции этих сред отдельно, что является более легкой и как бы предварительной задачей. Пока еще таких моделей мало и не все взаимосвязи в них достаточно строго и точно определены.

Перечисленное свидетельствует о том, что трудности исследований взаимодействия в первую очередь оказались связанными не с ограниченностью данных наблюдений, а с несовершенством наших знаний о физике процессов и их выражения через значения стандартных гидрометеорологических элементов. Наблюдения, конечно, нужны, особенно в тех областях, где они совершенно от

сутствуют. Их нужно больше и лучшего качества. Но вряд ли можно определить критерий необходимой и достаточной точности наблюдений многих элементов, в частности даже таких важных, как турбулентный тепло- и влагообмен, адвективный перенос тепла, солей и влаги и т. д. Точность и частота наблюдений должны быть продиктованы требованиями той гидродинамической или физико-статистической задачи, которая их использует. Наибольшие достижения в этом отношении сделаны в программе «Разрезы».

В заключение еще раз целесообразно повторить, что настоящий уровень знаний этих процессов, протекающих в атмосфере и океане, не настолько велик, чтобы можно было предложить удовлетворяющую практику модель взаимодействия этих сред и его влияния на погоду и состояние океанов без дополнительных исследований газобразной и жидкой оболочек Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адем Х. О физических основах численного прогноза среднемесячных и среднесезонных температур в системе тропосфера—океан—материк.— В кн.: Теория климата. Л., Гидрометеиздат, 1967.
2. Анисимова Е. П., Доброклонский С. В., Лесников Б. М., Сперанская А. А. О трансформации профилей скорости ветра и дрейфового течения вдоль профиля ветровой волны.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 4.
3. Бенилов А. Ю., Гумбатов А. И., Заславский М. М., Китайгородский С. А. Об интерпретации измерений средней скорости ветра в приводном слое атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 10.
4. Берлянд М. Е. Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1956.
5. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малевский М. П., Преображенский Л. Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера.— Л.: Гидрометеиздат, 1974.
6. Браун Р. А. Аналитические методы моделирования планетарного пограничного слоя. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
7. Будыко М. И. Климат и жизнь.— Л.: Гидрометеиздат, 1971.
8. Будыко М. И. Изменения климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1974.
9. Будыко М. И. Климат в прошлом и будущем.— Л.: Гидрометеиздат, 1980.
10. Булгаков Н. П. Конвекция в океане.— М.: Наука, 1975.
11. Бютнер Э. К. Динамика приповерхностного слоя воздуха.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
12. Вагер Б. Г., Надёжина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности.— Л.: Гидрометеиздат, 1979.
13. Гаврилин Б. Л., Монин А. С. Модель долгосрочных взаимодействий океана и атмосферы.— ДАН СССР, 1967, т. 176, № 4.
14. Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
15. Давидан И. Н., Рожков В. А., Андреев Б. М. и др. Вероятностные характеристики волнения, методы их анализа и расчета.— Труды ГОИН, 1971, вып. 97.
16. Динамика океана/Под ред. Ю. П. Доронина.— Л.: Гидрометеиздат, 1980.
17. Динамическая метеорология.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.
18. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике.— Л.: Гидрометеиздат, 1969.
19. Доронин Ю. П., Семенова И. В. Роль облачности в изменении термобарического поля атмосферы.— Труды ААНИИ, 1970, т. 296.
20. Доронин Ю. П., Хейсин Д. Е. Морской лед.— Л.: Гидрометеиздат, 1975.

21. Дуванин А. И. О модели взаимодействия между макропроцессами в океане и атмосфере.— Океанология, 1968, т. 8, вып. 4.
22. Захаров В. Ф. Мировой океан и ледниковые эпохи плейстоцена.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
23. Каган Б. А. и др. Численный эксперимент по сезонной изменчивости глобальной циркуляции в баротропном океане.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1972, т. 8, № 10.
24. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
25. Квазидвухлетняя цикличность и циркуляция в атмосфере и океане/Под ред. А. Л. Каца.— Л.: Гидрометеиздат, 1971.
26. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.
27. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца.— Л.: Гидрометеиздат, 1954.
28. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере.— Л.: Гидрометеиздат, 1956.
29. Кононкова Г. Е. Динамика морских волн.— М.: МГУ, 1969.
30. Корт В. Г. Крупномасштабное взаимодействие Северной Атлантики с атмосферой.— Океанология, 1976, т. 16, вып. 4.
31. Краус Е. Б. Взаимодействие атмосферы и океана. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.
32. Крылов Ю. М., Стрекалов С. С., Цыплухин В. Ф. Ветровые волны и их воздействие на сооружения.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.
33. Леденев В. Г. Охлаждение прибрежных Антарктических вод в районах заприпайных и приледниковых полынй.— Проблемы Арктики и Антарктики, 1964, вып. 17.
34. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1970.
35. Максимов И. В. Геофизические силы и воды океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.
36. Мамаев О. И. TS-анализ вод Мирового океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.
37. Манабэ С., Брайен К. Климат и циркуляция океана. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1972.
38. Марчук Г. И. Численное решение задач динамики атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1974.
39. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.
40. Мельникова И. И., Радикович В. М. Динамическая метеорология (учебное пособие для океанологов).— Л.: Изд. ЛГМИ, 1973.
41. Моделирование и прогноз верхних слоев океана/Под ред. Е. Б. Крауса. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеиздат, 1979.
42. Монин А. С., Гаврилин Б. Л. Гидродинамический прогноз погоды.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.
43. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1974.
44. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность.— Л.: Гидрометеиздат, 1981.
45. Монин А. С., Шишков Ю. А. История климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1979.
46. Мусаелян Ш. А. Об использовании данных об облачности в целях долгосрочного прогноза погоды.— Труды Гидрометцентра, 1976, вып. 177.
47. Мусаелян Ш. А. О природе некоторых сверхдлинных атмосферных процессов.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.
48. Назинцев Ю. Л. О роли тепловых процессов в таянии льда

и преобразовании рельефа многолетних полей в Центральной Арктике.— Проблемы Арктики и Антарктики, 1963, вып. 12.

49. Н и л е р П. П., К р а у с Е. Б. Однородные модели верхнего слоя океана.— В кн.: Моделирование и прогноз верхних слоев океана. Л., Гидрометеоздат, 1979.

50. Н и к о л а е в Ю. В. Крупномасштабное взаимодействие атмосферы и океана и проблема долгосрочных метеорологических прогнозов.— Труды ААНИИ, 1977, т. 347.

51. О к е а н о г р а ф и ч е с к и е т а б л и ц ы. Изд. 4-е.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.

52. О к е а н о л о г и я. Гидрофизика океана. Т. 1/Под ред. А. С. Мони́на.— М.: Наука, 1978.

53. О р л е н к о Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.

54. П е р р и А. Х., У о к е р Д ж. М. Система океан—атмосфера. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.

55. П е т у х о в В. К. Долгопериодный процесс теплообмена и влагообмена при разорванной облачности.— Изв. АН СССР, 1974, т. 10, № 3.

56. П и в о в а р о в А. А. Термика океана.— М.: МГУ, 1979.

57. П л а х о т н и к А. Ф. Взаимодействие океана и атмосферы.— М.: Наука, 1978.

58. П о г о с я н Х. П. Общая циркуляция атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1959.

59. П р и с т л и С. Х. Турбулентный перенос в приземном слое атмосферы. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоздат, 1964.

60. П у т и л о в К. А. Термодинамика.— М.: Наука, 1971.

61. Р ж е п л и н с к и й Г. В., К р ы л о в Ю. М., М а т у ш е в с к и й Г. В. и др. Новый метод анализа и расчета элементов ветровых волн.— Труды ГОИН, 1968, вып. 93.

62. Р о л л ь Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоздат, 1968.

63. Р у к о в о д с т в о п о р а с ч е т у м о р с к о г о в о л н е н и я и в е т р а н а д м о р е м.— М.: Гидрометеоздат, 1960.

64. С е н д е р и х и н а И. Л. О соотношениях между коэффициентами турбулентного переноса импульса, тепла и вещества в приземном слое атмосферы.— Труды ГГО, 1961, вып. 121.

65. С е р г и н В. Я., С е р г и н С. Я. Системный анализ проблемы больших колебаний климата.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.

66. С у х о в е й В. Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана.— Киев: Наукова думка, 1977.

67. Т е р н е р Д ж. Эффекты плавучести в жидкостях. Пер. с англ.— М.: Мир, 1977.

68. Т и т о в Л. Ф. Ветровые волны.— Л.: Гидрометеоздат, 1969.

69. Т и т о в Л. Ф. Влияние состояния атмосферы на развитие и размеры ветровых волн.— Морские гидрофизические исследования, 1974, № 3.

70. Т р а й б у с М. Термостатика и термодинамика. Пер. с англ.— М.: Энергия, 1970.

71. Т р е ш н и к о в А. Ф., Б а р а н о в Г. И. Структура циркуляции вод Арктического бассейна.— Л.: Гидрометеоздат, 1972.

72. У г р ю м о в А. И. О крупномасштабных колебаниях температуры поверхности воды в Северной Атлантике.— Метеорология и гидрология, 1973, № 5.

73. Ф и з и к а о к е а н а /Под ред. Ю. П. Доронина.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.

74. Ф и л л и п с О. М. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ.— М.: Мир, 1966.

75. Х и н ц е И. О. Турбулентность.— М.: Физматгиз, 1963.

76. Х р г и а н А. Х. Физика атмосферы. Т. 1.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.

77. Ш у л е й к и н В. В. Применение уравнения поля ветровых волн

для прогностических целей.— Труды Океанографической комиссии, 1960, т. 9.

78. Шулейкин В. В. Физика моря.— М.: Наука, 1968.

79. Шумилов А. В., Косарев А. Н., Лебедев В. Л. Процессы обмена на границе океан—атмосфера.— М.: Изд. МГУ, 1973.

80. Chervin R. M., Washington W. M., Schneider S. U. Testing the statistical significance of the response of the NCAR General Circulation Model to the North Pacific Ocean surface temperature anomalies.— J. Atm. Sci., 1976, vol. 33, N 3.

81. Kasahara A., Washington W. General circulation experiments with a six-layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculations.— J. Atm. Sci., 1971, vol. 28.

82. Nicholls N. A simple air—sea interaction model.— Quart. J. Roy. Met. Soc., 1979, vol. 105, N 443.

83. Pedlosky J. The development of thermal anomalies in a coupled ocean—atmosphere model.— J. Atm. Sci., 1975, vol. 32, N 8.

84. Spar J., Atlas R., Kuo E. Monthly mean forecast experiments with the GJSS model.— Mon. Wea. Rev., 1976, N 10.

85. Wittmann W., Schule J. J. Comments on the mass budget of Arctic pack ice.— In: Proc. Symp. Arctic Heat Budget and Atmospheric Circulation. California, 1966.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адвекция тепла 112, 216, 246
 Альbedo океана 75, 76
 — снежно-ледяной поверхности 77
- Баланс радиационный атмосферы 82
 — — океана 80, 82, 112, 210, 269
- Вектор потока субстанции 25, 30
 — сил главный 25
 Ветер геострофический 141, 151
 Влажность удельная 19
 Волна, высота средняя 130, 138
 —, длина средняя 130, 138
 —, период средний 124, 138
 —, профиль 47
 —, разгон 139
 —, спектр 123, 129, 134
 —, энергия 132
- Газовая постоянная универсальная 19
 — — водяного пара 19
 — — сухого воздуха 19, 22
 Геопотенциал 261
 Градиент температуры адиабатический 23
- Давление атмосферное, среднеширотное 239
 — гидростатическое 27, 28
 Диссипация волновой энергии 135
 — энергии 32, 40, 142, 162
- Закон изменения количества движения 25
 — Колмогорова 104
 — Обухова—Корсина 104
 Затраты тепла на испарение 112, 212
- Изаномали 218
 Излучение длинноволновое атмосферы 71, 74
 — — океана 74
 — эффективное океана 74
 Излучательная способность океана 74
 Индекс циркуляции 239
 Испарение 86, 94, 97
 Источник тепла 84, 38
 — влаги 30, 37
 — энергии 38
- Коэффициент ветровой 103
 — испарения 91, 93, 96
 — кинематической вязкости 28, 45
 — объемной деформации за счет примеси 18
 — облачный 75
 — плотностной сжимаемости 18
 — прозрачности 70
 — сопротивления 52, 56, 59, 63
 — теплообмена 91, 93
 — термического расширения 18
 — трения геострофический 159, 242
 — турбулентной диффузии 86, 89
 — — температуропроводности 86, 89, 236
 — турбулентности в атмосфере 46, 49, 56, 58, 144, 157
 — — в океане 105, 145, 164
 Критерий Фурье 107
- Лед морской, толщина 180, 182
 — —, — предельная 181, 182
 — —, — равновесная 187
 — —, — сплоченность 187, 195
- Масштаб длины: Мюнина—Обухова 41, 56, 60, 89
 — толщины экмановского слоя 143
 — турбулентности 104, 157
 — характерной толщины приводного слоя по влажности 83
 — — — по скорости 44
 — — — по температуре 83
 Модель Блинновой 238
 — взаимодействующих пограничных слоев 141
 — пограничного слоя атмосферы 156
 — — — океана 161
- Напряжение вязкое 27
 — индифферентное волновое 41, 48, 54, 128, 133
 — касательное 28, 52, 64, 101, 159, 242
 — нормальное 28, 46, 54
- Параметр безразмерный пограничного слоя атмосферы 145
 — — — — океана 146
 — шероховатости 45, 51
 Первое начало термодинамики 20, 32
 Плотность воздуха 19
 — морской воды 20
 — спектральная пульсаций скорости 104
 — — — температуры 104
 Потенциал скорости в волне 126
 Поток влаги турбулентный 86, 89, 97, 236
 — — штормовой 96
 — количества движения 64,
 — лучистого тепла 34, 66, 72, 210
 — солей 150
 — суммарной радиации 71, 236
 — тепла 34
 — — турбулентный 86, 89, 112, 149, 211, 213
 — — штормовой 98
 — энергии 41
 — энтропии 83, 209
 Профиль ветра 45, 49, 57, 143, 153
 — скорости течения 143, 153
 Процесс адиабатический 22
 — изэнтропический 22
 — термодинамический 17
- Радиация возможная 71
 — длинноволновая 71
 — коротковолновая 70
 — суммарная 70
 Распределение Вейбулла элементов волн 123
- Сжимаемость воздуха и воды 18
 Сила Архимеда 142, 147, 166
 Силы объемные 25
 — — поверхностные 18, 25
 Система материальная сплошная 17
 — — термодинамическая 17
 Скорость динамическая 40, 45, 55
 — дрейфового течения 145, 155
 Слой воздуха приводный 44, 83
 — — вязкий 45
 — — вязко-буферный 45
 — — пограничный 143, 156
 — — океана квазиоднородный 110, 169
 — — пограничный 143, 160
 Спираль Экмана 147
 Солнечная постоянная 66

Температура виртуальная 19, 207
— воздуха среднеширотная 239, 245
— морского льда 181, 184
— потенциальная воздуха 24
— морской воды 24
— эквивалентно-потенциальная 236
Теплоемкость при постоянном давлении 21
— — — объеме 21
Течение геострофическое 141, 152
Толщина поглощения оптическая 67
— пограничного слоя атмосферы 144
— — — океана 146, 164
— рассеяния оптическая 67

Уравнение баланса количества движения 207
— — примесей 206
— — тепла 205, 220, 222, 235
— — энергии турбулентности 39, 42, 101, 142, 168
— взволнованной поверхности 127
— внутренней энергии 32
— водно-солевого баланса 43, 206, 229
— гидротермодинамики, осредненное 35, 227, 228
— движения 28, 227
— механической энергии 31
— неразрывности 29, 36, 227
— переноса примеси 31, 37, 161, 168, 227
— потенциальной энергии 31
— притока тепла 33, 34, 161, 168, 172, 227
— состояния в дифференциальной форме 18
— — воздуха 19
— — воды 20, 148
— статики 23, 28, 151, 227
— теплового баланса морского льда 179, 184, 197, 199, 229

— — — поверхности океана 42, 149, 172, 179
— термодинамики основное 20, 33
Формула Кармана 105
— Обухова 105
— Пуассона 24

Функция пропускания интегральная 70, 72
— — коротковолновой радиации 68

Холодная пленка 80, 118

«Центры действия» атмосферы 238
Циркуляция интегральная 243
— океаническая 241
— скорости 260

Число Боуэна 91
— Дальтона 91
— Прандтля 87, 106
— Стентона 91
— Рейнольдса 45, 102
— Ричардсона 40, 106
— Россби 158, 242
— Рэлея 107
— Шмидта 87, 106

Шероховатость поверхности океана 45
51, 52

Энергия 20
— внутренняя 32
— кинетическая 32
— потенциальная 31
— турбулентности 39, 101, 144, 163, 168
Энтальпия 21, 209
Энтропия 20, 33