

В. Н. ВОРОБЬЕВ, Н. П. СМИРНОВ

ОБЩАЯ ОКЕАНОЛОГИЯ

Часть II. Динамические процессы

Рекомендовано Министерством образования Российской Федерации
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению «Гидрометеорология», специальности
«Океанология».



Санкт-Петербург
1999

Российский государственный
гидрометеорологический
институт
БИБЛИОТЕКА
196106, СПб, Малоостровский пр., 66

Уз.к. 1106

УДК 551.465(075.8)

В. Н. Воробьев, Н. П. Смирнов. Общая океанология. Часть II. Динамические процессы. – СПб.: изд. РГГМУ, 1999. – 230 с.

Рецензенты: кафедра океанологии Санкт-Петербургского государственного университета (зав. кафедрой В. В. Ионов, проф.),
Г. В. Алексеев, проф. (Арктический и Антарктический научно-исследовательский институт).

В книге систематизируются основные сведения о динамических процессах в океане, о биологических, минеральных и энергетических ресурсах Мирового Океана. Большое внимание уделяется теоретическим аспектам формирования течений в открытых морских и прибрежных областях, формированию и свободной поверхности и внутренних волн, а также приливно-отливным процессам в океане.

Книга рассматривает особенности циркуляции воды и широтную повторяемость в колебаниях уровня прилива; представлены данные о мировых океанических течениях и характере распространения приливной волны в океане.

Книга предназначена для студентов вузов, обучающихся в области океанологии, а также другим родственным специальностям, связанным с изучением и освоением океана.

The book presents in a systematic way the state of art of the knowledge of the dynamic process in the ocean as well as the biological, mineral and energy resources of the World Ocean. Much attention is given to the theoretical aspects of formation of currents in the open sea and coastal regions, to the formation and development of the tidal surface and internal waves, as well as tidal phenomena in the ocean.

The book considers the water circulation features and geographical regularities in the tidal level oscillations; it presents the data on the World Ocean currents and the nature of the tidal wave propagation in the ocean.

The book is intended for students at higher educational establishments studying oceanography as well as other related disciplines concerned with investigations and development of the ocean.

ISBN 5-86813-120-7

© В. Н. Воробьев, 1999

© Н. П. Смирнов, 1999

© Российский государственный

гидрометеорологический университет (РГГМУ), 1999

ПРЕДИСЛОВИЕ

В силу различных обстоятельств учебное пособие по общей океанологии издается в двух частях. Часть I «Общая океанология. Физические процессы», автор В. Н. Малинин, издана в 1998 г. Часть II «Общая океанология. Динамические процессы», авторы В. Н. Воробьев, Н. П. Смирнов, заканчивается чтение курса по общей океанологии. Оба учебных пособия написаны в соответствии с действующей программой дисциплины, утвержденной УМО гидрометеорологических специальностей в 1996 г.

Разработка программы курса «Общая океанология» и ее становление в Российском государственном гидрометеорологическом университете (бывшем Ленинградском гидрометеорологическом институте) связаны с именами профессоров Всеволода Всеволодовича Тимонова, создателя океанологического факультета в институте, и Леонида Александровича Жукова, который был автором первого и одного из лучших учебников по общей океанологии, изданного в 1976 г.

За прошедшие с тех пор двадцать с лишним лет трансформировалась программа курса, получено много новых данных на основе экспериментальных и теоретических исследований Мирового океана. Однако фундаментальные основы курса остались прежними. Поэтому при подготовке нового учебника, написанного на основе лекций, которые читались одним из авторов в течение семи лет студентам океанологического факультета, учебник Л. А. Жукова использовался как один из главных литературных источников. Наряду с этим при написании учебника, в той или иной степени, были использованы результаты исследований многих других авторов, некоторые из которых можно найти в списке рекомендованной литературы, приведенном в конце пособия.

Изложение динамических процессов в океане, в соответствии с классической схемой, начинается с изучения циркуляции вод в океане, затем следуют волны и, наконец, приливы, и хотя они представляют из себя волновой процесс, но он настолько уникален, что изучается отдельно.

Последняя глава учебного пособия не посвящена напрямую изучению динамики океана, но очень тесно с ней связана. Ибо жизнь в океане определяется во многом динамическими процессами, так же как и перспективы получения энергии из океана.

Данное учебное пособие является по существу своеобразным введением в специальный курс «Динамика океана» и позволяет достаточно полно, без излишней детализации и теоретических выкладок, представить себе практически всю картину динамических процессов в океане. Любознательный студент всегда может углубить и расширить свои знания за счет чтения литературы российских ученых, внесших фундаментальный вклад в изучение динамики океана: Ю. М. Шокальского, В. В. Шулейкина, Н. Н. Зубова, В. Б. Штокмана, И. В. Монина, Б. А. Кагана, И. Н. Давидана и многих других, а также известных зарубежных океанологов, ряд книг которых были переведены на русский язык: Лакомб А., Нейман Г., Перри А., Уокер Д. и др.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность заведующему кафедрой «Динамики океана» проф. А. В. Некрасову, профессорам Б. А. Кагану и В. Н. Малинину, доцентам Л. Н. Кузнецовой и П. Л. Плинку за ценные замечания, сделанные ими при просмотре рукописи. Особую благодарность мы выражаем рецензентам: заведующему кафедрой океанологии Санкт-Петербургского государственного университета В. В. Ионову, проф. В. Р. Фуксу, доц. В. В. Клепикову, а также заведующему отделу «Взаимодействие океана и атмосферы» ААНИИ проф. Г. В. Алексееву за критические замечания и советы, большинство из которых были учтены.

Наконец, авторы признательны ректору РГГМУ проф. Л. Н. Карлину за постоянную поддержку при работе над рукописью и заведующему редакционно-издательским отделом И. Г. Максимовай и редактору О. Д. Рейнгерц за их большой труд при редактировании и подготовке рукописи к публикации.

ВВЕДЕНИЕ

Человек изучал океан прежде всего из практической необходимости использования так или иначе ресурсов океана для решения своих насущных жизненных проблем. Обеспечение себя пищей из океана и использование океанов и морей для более простого и быстрого передвижения из одной точки суши в другую осуществляется человеком с давних пор. В решении продовольственной и транспортной проблем океан продолжает играть большую роль. Достаточно сказать, что три четверти всего грузооборота в мире приходится на морской транспорт и около 6 % животных белков люди получают из океана. В обозримом будущем роль океанов в решении этих двух проблем, особенно продовольственной, будет возрастать.

В дальнейшем изучение океана стало необходимым звеном в понимании причин и закономерностей изменений погоды и климата на Земле и возможностей их прогноза. Многие крупные экспериментальные исследования в океане были посвящены решению этой проблемы. Способствовало ее изучению и то, что океан не только богат биологическими ресурсами, но и является неисчерпаемой кладовой минеральных ресурсов, многим из которых на суше уже грозит истощение. Наконец, в последнее время человек связывает с океаном решение одной из своих главных задач на пути дальнейшего прогресса и сохранения жизни на планете — получения экологически «чистой» энергии.

Решение этих проблем невозможно без знания динамических процессов, которые протекают в океане. Например, для того чтобы правильно определить маршрут движения судна (наиболее короткий во времени и безопасный), необходимо знать морские течения, а также силу и повторяемость морского волнения на пути следования судна. Для того чтобы правильно рассчитать время захода во многие порты, надо знать и уметь рассчитывать приливы в океане. Все районы, наиболее богатые рыбными ресурсами, так или иначе зависят от динамических процессов в океане — формирования апвеллингов, фронтальных зон, вихревых структур, а любые изменения в динамике океана могут существенно сказаться на их рыбопродуктивности. Наиболее ярким примером служит явление Эль-Ниньо у берегов Перу. В этом районе в зависимости от динамических процессов в южной части Тихого океана уловы рыбы изменяются на несколько порядков.

Жизнь и благополучие людей, живущих на берегах морей и океанов (а это около трети населения земного шара), во многом зависит от таких динамических явлений в океане, как шторма с их разрушающим воздействием на все береговые объекты; волны цунами, приводящие иногда к большим человеческим жертвам и причиняющие огромный экономический ущерб; штормовые нагоны и длинные волны сейшпегового типа, вызывающие наводнения, и т. д.

Наконец, динамические процессы в океане способны оказывать существенное влияние на деятельность военно-морских сил государств. Военные ведомства всех государств, имеющих военно-морской флот, всегда уделяли и уделяют огромное внимание океану, его изучению и учету динамических процессов в океане при решении своих задач.

Воды океана находятся в постоянном движении. Изменяется во времени и пространстве только интенсивность движения. Океаны содержат значительную долю всей кинетической энергии, получаемой Землей от Солнца. Количество солнечной энергии, запасенной водным столбом с единичной площадью сечения, значительно превосходит количество энергии, содержащейся в равном по площади сечения столбе атмосферного воздуха или горных пород суши. Именно поэтому, пытаясь найти источники энергии, альтернативные получению ее путем сжигания минерального топлива, мы должны основное внимание направить на океан. Многие физические свойства водных масс в океане определяются его динамикой, и понять их можно, только изучая динамические процессы в океане.

Именно поэтому в последние годы изучению динамики океана уделялось большое внимание. Наряду с расширением теоретических исследований были проведены крупномасштабные океанические эксперименты по изучению прежде всего циркуляции океана. Так, небывалый по масштабам исследовательский проект по изучению поверхностной циркуляции в океане был осуществлен в период Первого глобального эксперимента (ПГЭП) в 1979 г. Только в южном океаническом полушарии в зоне 20 – 65° ю. ш. было размещено 300 дрейфующих буйев, расстояние между которыми не превышало 500 км. Специальная телеметрическая система с использованием спутников Земли отслеживала положение буйев от 9 до 14 раз в сутки. Буйи не были подвержены, в силу своей конструкции, влиянию ветра и позволили получить уникальный материал по циркуляции поверхностных вод в наименее изученном регионе Мирового океана в течение целого года.

В этом же регионе, в Южном океане, по программам «ПОЛЭКС-ЮГ» – «АЙСОС» совместными усилиями России и США в 1974 – 1983 гг. проводились экспериментальные исследования структуры и динамики циркуляции вод Южного океана. Были получены уникальные данные об изменении структуры Антарктического Циркумполярного течения с глубиной, его изменчивости во времени в масштабе от нескольких часов до года, динамики структуры и положения Антарктической полярной фронтальной зоны. Были получены данные, изменившие представление о том, что у дна на больших глубинах в Южном океане течения малы. Так, было доказано, что на глубине около 3000 м средняя скорость может достигать 20 – 30 см/с, а максимальная – 70 – 80 см/с.

В 1977 – 1978 гг. в Атлантическом океане был проведен грандиозный российско-американский эксперимент «ПОЛИМОДЕ», вскрывший интереснейшие особенности структуры и динамики океанских синоптических вихрей, которые были открыты российскими учеными еще в 1967 г., после проведения эксперимента «Полигон-67». Тогда же (1967 – 1984 гг.) в Арктическом бассейне выполнялись наблюдения по программам АЙСЕКС и АОБП, направленным на изучение дрейфа льда и оценки объемов выноса льда из Арктического в Северо-Европейский бассейн, и «ПОЛЭКС – Север», направленный на изучение циркуляции и структуры вод Северо-Европейского и Арктического бассейнов.

Крупные эксперименты, проведенные как отдельными странами, так и международные в рамках программы ПГЭП (ИНДЕКС, МОНЭКС и др.), были направлены на изучение муссонной циркуляции в атмосфере и океане и циркуляции вод в экваториальной зоне Индийского океана.

Масштабные экспериментальные исследования постоянно ведутся в Тихом океане. Их основная направленность – изучение сезонной и межгодовой изменчивости циркуляции вод, структуры течений и процессов взаимодействия океана и атмосферы. Так, например, с 1979 по 1984 г. проведенные в рамках американского проекта REQUOD («Динамика экваториальных течений в Тихом океане») измерения позволили уточнить структуру глубинных экваториальных струй и документировать развитие крупнейшей климатической аномалии в Тихом океане – Эль-Ниньо – 1982 – 1983 гг.

В 80-е годы были сформулированы задачи, подготовлены программы и началось осуществление крупных международных

экспериментов ТОГА (Тропический океан – глобальная атмосфера) и ВОСЕ (Циркуляция Мирового океана). Эти эксперименты, наиболее активная наблюдательная фаза которых пришлась на 1990 – 1997 гг., продолжатся до 2000 г. В ходе наиболее масштабного за всю историю океанологических исследований эксперимента ВОСЕ изучалась циркуляция океана от масштабов небольших вихрей и их роли в изменчивости океана до глобальных переносов тепла и солей в океане и их влияния на погоду и климат Земли. В настоящее время большая часть наблюдательной программы завершена и идет обработка и анализ собранной информации. Таким образом, основными проблемами в изучении Мирового океана в последние годы стали исследования динамики вод и процессов взаимодействия океана и атмосферы.

1. ТЕЧЕНИЯ И ЦИРКУЛЯЦИЯ ВОД ОКЕАНА

1.1. Основные силы, действующие в океане

Причины, под действием которых вода в океане приходит в движение, можно разделить на внутренние, возникающие в самом океане, и внешние.

Все силы, непосредственно приводящие к возникновению течений, называют первичными. Однако как только движение частиц воды началось, появляются так называемые вторичные силы, которые, не участвуя в возникновении течений, способны деформировать их. Рассмотрим указанные силы.

1.1.1. Внутренние силы

Состояние моря в любой области с точки зрения внутренних сил можно представить, если известно распределение поля силы тяжести, поля давления, поля масс (или плотности).

Поле силы тяжести. Сила тяжести является результирующей силы гравитации и центробежной силы вращения Земли. Вследствие этого ускорение силы тяжести g на поверхности Земли меняется с широтой. На экваторе оно минимальное ($9,780 \text{ м/с}^2$), поскольку здесь радиус Земли и центробежная сила наибольшие, а на полюсе величина g достигает максимума и равна $9,832 \text{ м/с}^2$. Обычно принимаемое значение g , равное $9,81 \text{ м/с}^2$, отмечается на широте 50° .

С глубиной значение g должно возрастать, так как уменьшается радиус r . Если через g_0 обозначить ускорение силы тяжести на поверхности океана, то на некоторой глубине z ускорение силы тяжести легко определить по формуле

$$g = g_0 + 2,2 \cdot 10^{-6} z. \quad (1.1)$$

Из этой формулы видно, что на глубине $z = 5000 \text{ м}$ g_0 увеличивается лишь на $0,011 \text{ м/с}^2$.

Таким образом, при глубине океана до $10\,000 \text{ м}$ изменение ускорения силы тяжести с глубиной более чем в два раза меньше изменений g от экватора до полюса. Поэтому в большинстве задач океанологии g принимают за постоянную величину, равную $9,81 \text{ м/с}^2$.

Направление g дается в каждой точке отвесом. Нормальная к линии отвеса поверхность называется экипотенциальной, или изопотенциальной, или уровневой поверхностью. Через каждую точку вертикали проходит одна и только одна экипотенциальная поверхность.

Расстояния между эквипотенциальными поверхностями измеряются с использованием единиц работы, совершаемой против силы тяжести при подъеме тела по вертикали. При подъеме массы 1 кг на высоту 1 м совершается работа

$$mgz = 1 \text{ кг} \cdot 9,81 \text{ м/с}^2 \cdot 1 \text{ м} = 9,81 \text{ Дж.}$$

Работа в 1 Дж совершается при подъеме массы 1 кг на высоту $1/9,81 = 0,102 \text{ м} = 1,02 \text{ дм}$. Это расстояние Бьеркнес назвал *динамическим дециметром*.

Таким образом, расстояние по отвесу, равное 1,02 геометрического дециметра, соответствует (но не равно!) одному динамическому дециметру:

$$1,02 \text{ дм} \approx 1 \text{ дин. дм};$$

$$1 \text{ дм} \approx 0,98 \text{ дин. дм}.$$

Отсюда легко получить формулу для вычисления расстояния по вертикали в динамических метрах. Если подъем массы 1 кг на высоту 1 м соответствует 9,8 дин. дм, то для выражения в динамических метрах необходимо поставить множитель 0,1, т. е.

$$D = 0,1 gz,$$

или

$$D_2 - D_1 = 0,1. \quad (1.2)$$

Различие между геометрическими и динамическими метрами составляет 2 %, следовательно, с этой погрешностью рассчитывается разность потенциалов на двух изопотенциальных поверхностях, если мы определяем ее в геометрических метрах, а не в динамических.

Заметим на будущее, что геопотенциал с обратным знаком на заданной глубине z называют *динамической глубиной* рассматриваемой точки, если в качестве нулевой принята изопотенциальная поверхность при $z = 0$.

Поле гидростатического давления. Напомним, что поверхности равных значений давления называют изобарическими.

По отношению к атмосферному давлению избыток давления (в Па) на некоторой глубине z м будет равен

$$P = \int_0^z \rho g dz \cdot 10^3,$$

где ρ — в г/см^3 , dz — в м, g — в м/с^2 .

Если предположить, что среднее значение плотности между поверхностью моря и глубиной z равно $\bar{\rho}$, то

$$P = \bar{\rho} g z \cdot 10^3. \quad (1.3)$$

Для измерения давления Бьеркнес использовал более крупную единицу — децибар, — равную 10^4 Па. Понятно, что 1 бар равен 10^5 Па. Это название было дано Бьеркнесом потому, что нормальное барометрическое давление примерно равно этому значению. (Давление 760 мм рт. ст. равно 1,013 бара, или 1013 мбар.)

Если P измерять в децибарах, то

$$P = \bar{\rho} g z / 10. \quad (1.4)$$

Но, вспомнив, что $D = 0,1 g z$, можно записать

$$P = \bar{\rho} D. \quad (1.5)$$

Из (1.5) с учетом, что удельный объем $\alpha = 1/\bar{\rho}$, следует

$$D = \alpha P. \quad (1.6)$$

Если мы не будем использовать средние значения $\bar{\rho}$ и α , то связь между P и D будет иметь следующий вид:

$$P = \int_0^D \rho dD \quad \text{и} \quad D = \int_0^P \alpha dP, \quad (1.7)$$

где ρ — удельная плотность *in situ*, α — удельный объем *in situ*.

По этим уравнениям легко рассчитать либо давление на динамической глубине D , если известен закон распределения плотности с глубиной, либо динамическую глубину, на которой наблюдается давление P , когда известен закон распределения $\alpha(P)$. В табл. 1.1 приведены соответствующие значения давления, глубины и динамической глубины при $t = 0^\circ\text{C}$ и $S = 35\text{‰}$ с учетом сжимаемости воды.

Как видно из табл. 1.1, с точностью до 4% соответствующие значения давления, геометрической и динамической глубины равны между собой. Данное обстоятельство удобно использовать при дальнейших расчетах.

Следует также подчеркнуть, что нахождение положения изобарических поверхностей по формулам (1.4), (1.5) и (1.7) выполняется только относительно поверхности моря. Если под

Таблица 1.1

**Взаимосвязь геометрической и динамической глубины (м)
с гидростатическим давлением**

Глубина	Давление, дбар						
	0	500	1000	2000	3000	4000	5000
Геометрическая	0	496	990	1975	2956	3933	4906
Динамическая	0	486	970	1936	2898	3856	4810

действием внешних сил (атмосферное давление, действие ветра) поверхность моря наклонена, то этот наклон добавится к найденному наклону глубинных изобар. Следовательно, реально существующее поле давления будет равно сумме полей внутреннего, определяемого полем плотности, и внешнего, зависящего от внешних сил.

Поле массы (плотности). Кроме поля силы тяжести и поля давления, определение внутренних сил требует знания распределения масс, т. е. распределения плотностей или удельных объемов. Поэтому помимо семейств эквипотенциальных и изобарических поверхностей необходимо знать семейство изопикнических поверхностей, на которых значения плотности одинаковы, или изостерических, имеющих равные значения удельного объема.

Поле массы легко получить на основе данных гидрологических станций. Очевидно, что если мы по данным наблюдений получаем наклон изостерических поверхностей относительно изопотенциальных, то это свидетельствует о наличии горизонтальных градиентов давления, связанных с неоднородностью поля плотности $\alpha(\partial P / \partial x)$.

1.1.2. Внешние силы

Внешними силами, называются силы, являющиеся внешними по отношению к морской среде. Среди них особую категорию составляют силы астрономического происхождения и прежде всего приливообразующие силы, которые вызывают приливные течения. Другая группа сил связана с атмосферой, передающей океану свою механическую энергию.

Сила увлечения ветром. Ветер воздействует на поверхность океана, создавая силу трения. Эта сила зависит от

плотности воздуха и скорости ветра. Она связана с профилем скорости ветра над морской поверхностью и в этом смысле зависит также от «шероховатости» морской поверхности, т. е. от взволнованности и термической стратификации в непосредственной близости от нее.

Сила трения ветра возбуждает наиболее распространенные в поверхностном слое океана *дрейфовые течения*. О том, что основной причиной течения в верхнем слое океана является непосредственная передача импульса от ветра к воде, известно давно. Однако его механизм до конца не понят. Поэтому в основе расчета этой силы лежат результаты эмпирических исследований.

Наблюдения в море и лабораторных условиях показали, что при скорости ветра V см/с и плотности воздуха ρ_a г/см³ на каждый сантиметр поверхности моря действует тангенциальная сила трения τ , которая определяется формулой

$$\tau = k\rho_a V \cdot 10^{-5} \text{ Н/см}^2. \quad (1.8)$$

В формуле (1.8) k – коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом сопротивления*, или *коэффициентом поверхностного трения*. Для водной поверхности k является, как правило, лишь функцией скорости ветра. И хотя выполнено большое число расчетов этого коэффициента, мы знаем лишь общий характер изменения k с увеличением скорости ветра и порядок его величины. Существуют различные точки зрения на характер его изменения. Так, Дж. Ву (1969 г.) пришел к выводу, что при скорости ветра от 1 до 15 м/с k возрастает по формуле

$$k = 0,5 V^{1/2} \cdot 10^{-3}$$

при условии, что скорость ветра измеряется на высоте 10 м над поверхностью моря. Для $V > 15$ м/с он принял $k = 2,6 \cdot 10^{-3}$ в качестве константы. Однако скачок в значении k при $V = 15$ м/с у многих авторов не подтверждается. Поэтому С. Смит и Е. Бэнк (1975 г.) предложили следующую формулу для определения k :

$$10^3 k = 0,63 + 0,66 V \pm 0,23.$$

Поиски более надежных соотношений k и V продолжаются.

Движение, вызванное ветром в начальный момент времени в поверхностной пленке воды, распространяется затем за счет вязкости и турбулентности на более глубокие слои.

Сила, обусловленная наклоном поверхности моря под действием внешних сил. Любое атмосферное воздействие, вызывающее изменение наклона изобарических поверхностей, приводит к появлению горизонтального градиента давления. К этому может приводить изменение атмосферного давления, нагоны и сгоны воды вблизи побережий, возникновение наклона изобар вследствие увеличения стока рек, выпадения большого количества осадков или, наоборот, испарения и т. д. Сила горизонтального градиента давления G определяется выражением

$$G_x = -\alpha \partial P / \partial x.$$

Течения, вызываемые этой силой, называют *градиентными*. Если они связаны с изменением наклона изобар под действием изменяющегося давления — *бароградиентными*, а нагоны и сгоны — *стоковыми (компенсационными)*. Заметим, что если поле атмосферного давления постоянно, то рельеф свободной поверхности приспособляется к нему и установившаяся статическая неравномерность поля атмосферного давления не возбуждает течений в океане.

1.1.3. Вторичные силы

Сила, вызванная вращением Земли (сила Кориолиса). В неподвижной воде сила Кориолиса не создает никакого движения. Но как только материальная точка под действием той или иной силы приходит в движение, на нее начинает действовать сила Кориолиса, отклоняя всякое движение на Земле вправо в северном полушарии и влево — в южном.

Если координатные оси в какой-либо точке моря расположить так, как это принято в океанологии (OX — на восток, OY — на север, OZ — вверх), то составляющие силы Кориолиса K для этой точки будут определены следующими выражениями:

$$\begin{aligned} K_x &= 2\omega v \sin \varphi - 2\omega u \cos \varphi, \\ K_y &= -2\omega u \sin \varphi, \\ K_z &= -2\omega u \cos \varphi, \end{aligned} \quad (1.9)$$

где u , v — составляющие скорости течения соответственно по параллели и меридиану.

Горизонтальная составляющая силы Кориолиса пропорциональна горизонтальной скорости движения, а ее составляющие пропорциональны проекциям скорости на ось, перпендикулярную

данной составляющей. При этом горизонтальные составляющие силы Кориолиса достигают своего максимума на полюсах и равны нулю на экваторе.

Вертикальная составляющая силы Кориолиса достигает своего максимума на экваторе, равна нулю на полюсах и пропорциональна зональной составляющей скорости.

С силой Кориолиса связано также понятие масштабов движения. Время, требующееся для перемещения на расстояние L жидкой частицы, двигающейся со скоростью c , равно L/c . Если этот промежуток времени существенно меньше периода вращения Земли, то жидкость вряд ли может испытать влияние вращения Земли в течение времени L/c . Отсюда можно предполагать, что вращение Земли будет существенным при условии $L/c > \omega^{-1}$ или, что эквивалентно, $R_0 = c/kL$, где k — параметр Кориолиса, а R_0 — безразмерный параметр, называемый *числом Россби*. При малом числе Россби сила Кориолиса является одной из самых главных в общем балансе сил.

Сила вязкости (внутреннего трения). Сила вязкости, или сила внутреннего трения, существует во всех движущихся жидкостях. Она стремится уравнять скорости во всех слоях жидкости.

Между двумя смежными слоями, имеющими разные скорости, силы вязкости стремятся замедлить более быстрый слой и ускорить более медленный. Именно эти силы передают движение поверхностного слоя под действием ветра нижележащим слоям. При этом следует рассматривать два случая в зависимости от характера движения. В случае ламинарного движения напряжение трения на единицу площади определяется выражением

$$f = \mu \frac{dc}{dz}, \quad (1.10)$$

где μ — коэффициент динамической вязкости или внутреннего (молекулярного) трения. Часто используют термин «коэффициент кинематической вязкости», обозначаемый через ν и имеющий размерность m^2/s , или cm^2/s . Формула (1.10) устанавливает, что в «очень вязкой» жидкости (μ велико) невозможно встретить большие значения градиентов скорости, и наоборот, в «невязкой» жидкости ($\mu \rightarrow 0$) могут наблюдаться очень большие градиенты скорости. Отсюда вытекает, что коэффициент вязкости для ламинарного движения является характеристикой жидкости и не зависит от состояния ее движения.

В природных условиях молекулярная вязкость играет незначительную роль, так как практически ламинарное движение может наблюдаться в природе в исключительных случаях. Переход от ламинарного режима к турбулентному, характеризующемуся наличием многочисленных вихрей в жидкости, был детально изучен Рейнольдсом. Следуя А. Лакомбу (1974 г.), изложим результаты экспериментальных исследований Рейнольдса, который рассматривал движение в трубке диаметром D . В трубку вводился краситель. Рейнольдс показал, что пока число $Re = \frac{CD}{\nu}$ (где C — скорость потока, а ν — коэффициент вязкости) оставалось меньше некоторого значения, течение в трубке было ламинарным и краска переносилась в ней по тонкой прямолинейной, великолепно обозначенной струе. Для больших значений Re жидкость начинала двигаться неравномерно и переносила краску в виде флукутуирующих облаков — возникал турбулентный режим. При наличии течения в открытом канале

$$Re = \frac{CL}{\nu}, \text{ или } Re = \frac{CH}{\nu},$$

где L — гидравлический радиус или горизонтальный масштаб движения, H — глубина.

Вторая формула используется для широкого и неглубокого канала (подобие моря). Если $Re < 2000$, то течение устойчивое, ламинарное. Верхняя граница Re , при которой движение остается устойчиво турбулентным, очень нечетка. Некоторые авторы получают ее для $Re = 80\,000 - 100\,000$.

Возьмем глубину океана 1000 м, $\nu \approx 0,01$ и $C = 0,1$ см/с, т. е. очень маленькую скорость. Тогда $Re = \frac{0,1 \cdot 10^5}{10^{-2}} = 10^6$, из чего следует, что движение турбулентное даже при такой маленькой скорости.

При турбулентном режиме реальное распределение скоростей жидкости имеет сложный вид, а скорость каждой частицы во-

* Коэффициент кинематической вязкости есть отношение μ/ρ , и его использование связано с тем, что он позволяет сравнивать влияние напряжений трения для разных жидкостей с учетом их отношения к инерции жидкости.

ды в слое нельзя считать постоянной. Однако всегда можно найти среднюю скорость \bar{C} , определяемую частным от деления расхода жидкости на сечение потока. Вихри вызывают появление скоростей, которые отличаются от средней скорости и осредненное значение которых равно нулю, такие скорости надо рассматривать как случайные переменные.

На основе этого Буссинеск в 1877 г. подошел к рассмотрению движения со статистической точки зрения. Он сохранил формулу (1.10) и для турбулентного движения

$$f = A_z \frac{dC}{dz},$$

где A_z — параметр, названный Буссинеском коэффициентом турбулентности, или турбулентного трения. Коэффициент A_z зависит прежде всего от масштабов движения, стратификации и от других еще не достаточно выясненных факторов.

Уз. к. 1106
Вследствие турбулентного характера движения «порции» воды покидают один слой и переходят в соседний. Они переносят с собой количество движения, которое они имели, и, по крайней мере, часть его передают новому слою. Таким образом, A_z характеризует перенос количества движения от одного слоя к соседнему при наличии градиента скорости. Движение должно убыстряться в наиболее медленном слое и замедляться в наиболее быстром, т. е. имеет эквивалент тангенциальной силе увлечения.

Значения A_z лежат в широких пределах от 1 до 10^3 г/(см·с) и характеризуют режим потока и водных масс. Так, в вертикальном направлении обмену препятствует сила Архимеда, которая действует на частицы воды при наличии различий в плотности по вертикали. В условиях устойчивой стратификации μ всегда заметно меньше.

В горизонтальном направлении такие силы отсутствуют, поэтому горизонтальная турбулентность может играть значительно большую роль в динамике вод, поскольку градиенты плотности в горизонтальном направлении малы и коэффициент A_h может достигать значений $10^6 - 10^8$ г/(см·с).

С учетом сказанного, силы трения в общем виде можно представить следующими выражениями в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned}
 F_x &= \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(A_h \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right]; \\
 F_y &= \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A_h \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right];
 \end{aligned}
 \tag{1.11}$$

$F_z = 0$ (для медленных вертикальных движений).

Последнее условие в (1.11) обычно всегда выполняется, так как вертикальные скорости в океане очень малы и тем более их вертикальные градиенты.

Так как мы обычно рассматриваем только вертикальные слои вязкости, то уравнение (1.11) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned}
 F_x &= \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}; \\
 F_y &= \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}.
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

Центробежные силы. Центробежная сила проявляется только при криволинейном движении вод океана и для единичной массы равна

$$f_y = c^2 / R, \tag{1.13}$$

где R — радиус кривизны, c — скорость движения водных масс.

Так как в большинстве случаев значения c относительно невелики, а R , наоборот, очень большие, то обычно центробежные силы не принимают во внимание. Но при малых R (в изогнутых проливах) сила f_y может быть значимой. Так, например, при $c = 1$ м/с и $R = 10$ км $f_y = 0,00001$ g.

Инерционные силы. Инерционные силы возникают при изменении скорости потока. Для единичной массы

$$f_y = -dc/dt,$$

где dc/dt в декартовой системе координат записывается так

$$dc/dt = du/dt + dv/dt + dw/dt,$$

а значения составляющих ускорения по осям определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 du/dt &= \partial u/\partial t + u\partial u/\partial x + v\partial v/\partial y + w\partial w/\partial z, \\
 dv/dt &= \partial v/\partial t + u\partial v/\partial x + v\partial v/\partial y + w\partial w/\partial z, \\
 dw/dt &= \partial w/\partial t + u\partial w/\partial x + v\partial w/\partial y + w\partial w/\partial z.
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

При движении без ускорения полная производная скорости равна нулю, т. е. $du/dt = dv/dt = dw/dt = 0$. Это соответствует случаю установившегося течения. Если же при движении отсутствуют локальные изменения компонентов скорости во времени, т. е. $\partial u/\partial t = \partial v/\partial t = \partial w/\partial t = 0$, то такое течение называется *стационарным*.

1.2. Инерционные течения

С силой Кориолиса связаны течения, представляющие собой наиболее простой случай течения с ускорением на вращающейся Земле.

Запишем уравнение для горизонтального движения без трения под действием силы горизонтального градиента давления, вызванного, например, изменением среднего поля ветра:

$$\begin{aligned}
 du/dt - 2\omega \sin \varphi v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \\
 dv/dt + 2\omega \sin \varphi u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}.
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

Допустим, что по какой-то причине (внезапное изменение метеорологических условий при прохождении фронтов, быстрых циклонов и т. д.) градиенты давления в уравнении (1.15) становятся равными нулю, т. е.

$$\begin{aligned}
 du/dt &= 2\omega \sin \varphi v, \\
 dv/dt &= -2\omega \sin \varphi u.
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

Эти уравнения описывают наиболее простой случай течений с ускорением на вращающейся Земле, который называют *инерционными течениями*.

Если первое из уравнений (1.16) умножить на u , второе — на v и сложить их, то получим

$$u du/dt + v dv/dt = 0.$$

Отсюда следует, что

$$dc^2/dt = d(u^2 + v^2)/dt = 2(udu/dt + vdv/dt) = 0,$$

т. е. частица жидкости движется с постоянной скоростью.

Если же первое из уравнений (1.16) умножить на v , второе — на u и вычесть второе из первого, то получим

$$vdu/dt - u dv/dt = 2\omega \sin \varphi c^2. \quad (1.17)$$

Из этого уравнения следует, что ускорение должно возникать вследствие изменения направления вектора течения. Преобразуем (1.17) к виду

$$v^2 d(u/v)/dt = 2\omega \sin \varphi c^2 \quad (1.18)$$

и вспомним, что в прямоугольной системе координат $u/v = ctg \alpha$, $v^2 = c^2 \sin^2 \alpha$, где α — угол между осью X и направлением течения. Тогда

$$d(u/v)/dt = d(ctg \alpha)/dt = 2\omega \sin \varphi / \sin^2 \alpha,$$

или

$$d\alpha/dt = -2\omega \sin \varphi. \quad (1.19)$$

Последнее уравнение свидетельствует, что на определенной широте скорость изменения направления движущей частицы постоянна. Следовательно, частицы воды в инерционных течениях должны двигаться по кругу с постоянной скоростью. В северном полушарии такое движение происходит по часовой стрелке, а в южном — против часовой стрелки.

Радиус круга инерции определяется из уравнения

$$r_u = c/2\omega \sin \varphi. \quad (1.20)$$

На экваторе радиус круга инерции стремится к бесконечности, а на полюсах при заданном c достигает минимума (табл. 1.2).

Период движения материальной точки по кругу (инерционный период) не зависит от скорости движения, т. е.

$$2\pi r / c = 2\pi / r 2\omega \sin \varphi = \pi / \omega \sin \varphi = T_u.$$

Итак, инерционный период является функцией только географической широты. Поскольку $2\pi / \omega = 24$ ч, то $T_u = 12 / \sin \varphi$.

В табл. 1.2 приведены значения r_u и T_u для трех значений скорости c на различных широтах.

Таблица 1.2

Радиус круга инерции r_u (км) в зависимости от скорости c на различных широтах φ , а также инерционный период T_u

φ	T_u ч	c м/с		
		10	1	0,1
10°	69,2	396	39,6	4,0
30	24,0	137	13,7	1,4
50	17,5	90	9	0,9
70	12,8	73	7,3	0,7
90	12,0	69	6,9	0,7

Впервые инерционные течения были обнаружены только в 1931 г. в Атлантическом океане. На рис. 1.1 приведен классический пример инерционных течений, наблюдающихся в Балтийском море Густавсоном и Кулленбергом. В настоящее время инерционные течения обнаруживаются во многих областях океана (и не только в поверхностных слоях, но и на больших глубинах) и связаны они обычно, как уже указывалось, с прохождением быстрых циклонов и фронтов.

1.3. Географические течения

1.3.1. Наклон изобарических поверхностей в течениях

В горизонтальном течении без трения с постоянной скоростью, единственной внешней силой (силой тяжести) и при отсутствии вертикальных движений горизонтальные составляющие силы Кориолиса и градиенты давления уравниваются друг друга, т. е.

$$2\omega \sin \varphi v = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x},$$

$$2\omega \sin \varphi u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (1.21)$$

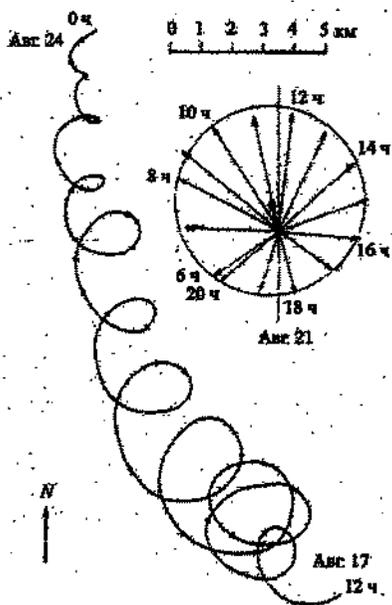


Рис. 1.1. Инерционные течения в Балтийском море в августе 1933 г. (на вставке — векторная диаграмма течений).

выражаемое уравнением (1.22), — *геострофическим равновесием*.

Заменим в уравнении (1.21) горизонтальный градиент давления углом наклона изобарических поверхностей. На рис. 1.2а показан наклон изобарических поверхностей к изопотенциальным. Плоскость nOz перпендикулярна скорости течения c . Давление в точке A равно P , а в точке B оно равно $P + \Delta P = P + \rho g \Delta z$, где ρ — плотность столба воды между точками C и B . Отсюда:

$$\begin{aligned} \Delta P / \Delta n &= \rho g (\Delta z / \Delta n), \\ \partial P / \partial n &= \rho g \operatorname{tg} \beta. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Если ось Oz направлена вниз, то угол β отсчитывается по часовой стрелке. Из формул (1.22) и (1.23) легко получить величину $\operatorname{tg} \beta$:

$$\operatorname{tg} \beta = 2\omega c \sin \phi / g. \quad (1.24)$$

Если каждое из уравнений возвести в квадрат и сложить, то получим

$$\partial P / \partial n = 2\omega c \sin \phi c, \quad (1.22)$$

где $c = (u^2 + v^2)^{1/2}$,

$$\partial P / \partial n = [(\partial P / \partial x)^2 + (\partial P / \partial y)^2]^{1/2}.$$

Из уравнения (1.22) видно, что требование баланса сил сводится к тому, что сила Кориолиса должна быть равна и противоположна по направлению силе горизонтального градиента давления. Из этого следует, что вектор горизонтального течения параллелен изобарам и направлен так, что в северном полушарии изобара большего давления лежит справа, если смотреть по направлению течения, а в южном — наоборот. Такой тип течения называют *геострофическим*, а равновесие сил,

Из этой формулы следует, что угол наклона изобарической поверхности пропорционален скорости течения на глубине этой поверхности.

1.3.2. Наклон изостерических поверхностей в течении

Действие силы Кориолиса в реальных потоках создает тенденцию к поперечной циркуляции, вследствие чего менее плотные воды верхних слоев смещаются вправо относительно направления течения, а более плотные — влево. В южном полушарии происходит обратное смещение. Таким образом, вместе с наклоном изобарических поверхностей возникает наклон изостерических поверхностей. При этом очевидно, что углы наклона изобар и изостер противоположны. Кроме того, возникший вследствие какой-либо причины наклон изостер приводит к наклону изобар и возникновению горизонтальных градиентов давления. По расположению изостер в плоскости разреза также можно сделать некоторые заключения о движении вод.

На рис. 1.2 б показан наклон изостер относительно изобарических поверхностей. В силу одинакового давления в точках a_2 и b_2

$$gp_1(b_1b_2) = gp_2(a_1a_2). \quad (1.25)$$

Далее, учитывая, что

$$b_1b_2 = b_1n + b_2n, \quad a_1a_2 = a_1m + a_2m,$$

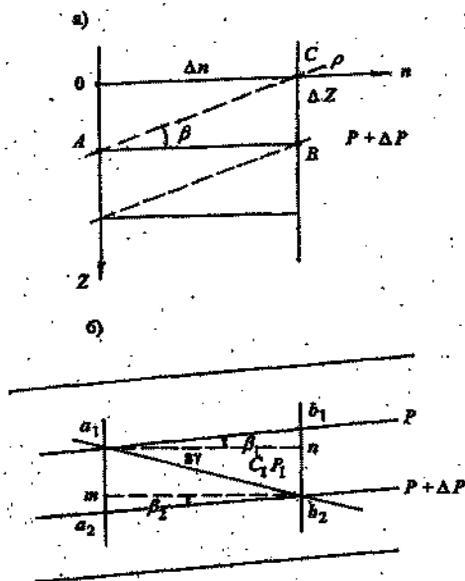


Рис. 1.2. Наклон изобар (а) и изостер (б) в вертикальной плоскости.

$$b_1 n / a_1 n = \operatorname{tg} \beta_1, \quad a_2 m / b_2 m = \operatorname{tg} \beta_2, \quad b_2 n / a_1 n = \operatorname{tg} \gamma,$$

преобразуем выражение (1.25), сократив g :

$$\rho_1 (a_1 n \operatorname{tg} \beta_1 + a_1 n \operatorname{tg} \gamma) = \rho_2 (a_1 n \operatorname{tg} \gamma + a_1 n \operatorname{tg} \beta_2). \quad (1.26)$$

Сократив теперь член $a_1 n$ и подставив в (1.26) значения

$$\operatorname{tg} \beta_1 = 2\omega c_1 \sin \varphi / g \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \beta_2 = 2\omega c_2 \sin \varphi / g,$$

получим

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{2\omega \sin \varphi}{g} \cdot \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_2 - \rho_1}. \quad (1.27)$$

Это известная в динамической метеорологии формула Маргулеса. Из нее следует:

- 1) положение изостер на разрезе позволяет судить о наличии течения, нормального к плоскости разреза, и его направлении;
- 2) наклон изостер тем больше, чем меньше разность плотностей слоев и чем больше разность их скоростей. В неподвижных слоях изостеры, так же как и изобары, горизонтальны;
- 3) если слои одинаковой плотности движутся с разной скоростью, то $\gamma = 90^\circ$, другими словами, слои в этом случае чрезвычайно неустойчивы, а само понятие γ теряет смысл.

1.3.3. Динамический метод расчета геострофических течений

Обратимся вновь к уравнениям (1.21). Получим из них выражение для u и v :

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} = -\frac{\alpha}{2\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial P}{\partial y}, \\ v &= \frac{1}{2\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial P}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Эти уравнения выражают равновесие между горизонтальной составляющей силы трения и силой Кориолиса, порожденной самим движением.

Как было показано выше, скорость течения пропорциональна наклону изобарических поверхностей. При этом коэффициентом пропорциональности является коэффициент $\alpha/2\omega \sin \phi$. Следовательно, чтобы получить полное течение, необходимо оценить наклон изобар перпендикулярно линиям тока. Формулы (1.28) являются точным аналогом формул, позволяющих в метеорологии получить скорость геострофического ветра по горизонтальному градиенту атмосферного давления.

Вспомним, что $\alpha \partial P = \partial D$, тогда выражения (1.28) можно переписать как

$$U = \frac{1}{2\omega \sin \phi} \cdot \frac{\partial D}{\partial y}, \quad V = \frac{1}{2\omega \sin \phi} \cdot \frac{\partial D}{\partial x}. \quad (1.29)$$

Если направление n является направлением наибольшего наклона изобары, то для скорости c получаем

$$c = \frac{1}{2\omega \sin \phi} \cdot \frac{\partial D}{\partial n}, \quad (1.30)$$

где $\partial D / \partial n$ — истинный наклон изобарической поверхности относительно изопотенциальной.

В самом начале мы установили, что положение изобарических поверхностей можно определить только относительно поверхности моря, которая принимается за нулевую изобарическую поверхность. В связи с этим отсутствуют способы вычисления наклона данной нулевой поверхности относительно эквипотенциальной поверхности, как и любой другой. Однако относительный «наклон» между двумя гидрологическими станциями определить не так уж сложно. Пусть мы имеем две гидрологические станции A и B . Рассмотрим две изобарические поверхности P_1 и P_2 . Расстояние между A и B примем равным ℓ . Тогда для изобары P_1 скорость течения, нормального к AB , равна

$$C_1 = (D_{B_1} - D_{A_1}) / 2\omega \ell \sin \phi.$$

Отрезок $AB = \ell$ принят в качестве дифференциального элемента dn , динамической высоты D_{A_1} и D_{B_1} изобары P_1 относи-

тельно эквипотенциальной поверхности, отсчет которой пока неизвестен. Скорость на изобаре P_2 определяется по аналогичной формуле

$$C_2 = (D_{B_1} - D_{B_2}) / 2\omega l \sin \varphi.$$

Из первого выражения вычитаем второе и получаем их разность

$$\begin{aligned} C_1 - C_2 &= ((D_{B_1} - D_{B_2}) - (D_{A_1} - D_{A_2})) / 2\omega l \sin \varphi = \\ &= (\Delta D_B - \Delta D_A) / 2\omega l \sin \varphi, \end{aligned} \quad (1.31)$$

где ΔD — разности динамических высот соответствующих изобарических поверхностей на станциях A и B . Формула (1.30) является основной формулой динамического метода расчета течений. Величину ΔD легко получить, зная распределение плотности, которое определяется по данным измерения температуры и солености на станциях.

Таким образом, динамический метод позволяет определить лишь разность скоростей. В этом и заключается основная трудность его применения. Если мы знаем скорость течения (или равенство ее нулю) на какой-либо поверхности, то задача решается просто. Но на практике мы почти никогда ее не знаем, поэтому возникает проблема выбора нулевой поверхности, относительно которой с помощью формулы (1.31) можно вычислить истинные скорости течения на отдельных горизонтах.

На основе выражения (1.30) нулевую поверхность можно определить как глубину, на которой обращаются в нуль составляющие горизонтального градиента динамических глубин. Естественен вопрос, существует ли нулевая поверхность в Мировом океане? Дать прямой ответ на этот вопрос очень трудно. Можно лишь предполагать, что между системами течений на разных глубинах в океане может существовать слой если и не с нулевой скоростью, то с очень малой, и поэтому принятие данного слоя за отсчетную нулевую поверхность вполне правомерно. Но, по-видимому, в Мировом океане существует много областей, в которых нулевая поверхность может отсутствовать, например материковая отмель, зоны апвеллингов и даунвеллингов, фронтальные зоны. Кроме того, нулевая поверхность может испытывать сезонные и межгодовые изменения. Однако практически все исследователи вынуждены использовать предположение о стационарном характере ее распределения.

Существуют различные методы определения нулевой поверхности. Самым простым и часто применяемым является метод, в котором за нулевую поверхность принимают наиболее глубоко расположенную изобару и допускают, что на большой глубине воды неподвижны или почти неподвижны. Данные инструментальных измерений в последние годы показали, что в целом на больших глубинах скорость течений действительно мала, но в отдельных районах может достигать больших и даже очень больших значений.

Так, например, в Южном океане на многих станциях средняя скорость течений на глубине 3000 м, которую обычно принимают за нулевую, составляет 5 см/с и более, а на одной из станций на глубине 2780 м была зарегистрирована скорость 70 – 80 см/с.

Наиболее широкое распространение для выбора нулевой поверхности получил метод Дефанта, который базируется исключительно на особенностях динамики самого течения и свободен от условностей, присущих другим методам. Занимаясь поисками нулевой поверхности, Дефант обратил внимание, что большинство кривых разностей динамических глубин между двумя океанологическими станциями (рис. 1.3) для различных пар станций характеризуется наличием более или менее вертикальных участков, располагающихся для соседних пар станций примерно на одинаковых глубинах. В пределах этих участков разности динамических глубин остаются постоянными. Это говорит о том, что у существующих в них течений скорость одинакова.

Если нуль поместить вблизи этого вертикального участка, то во всем слое одинаковых разностей скорости

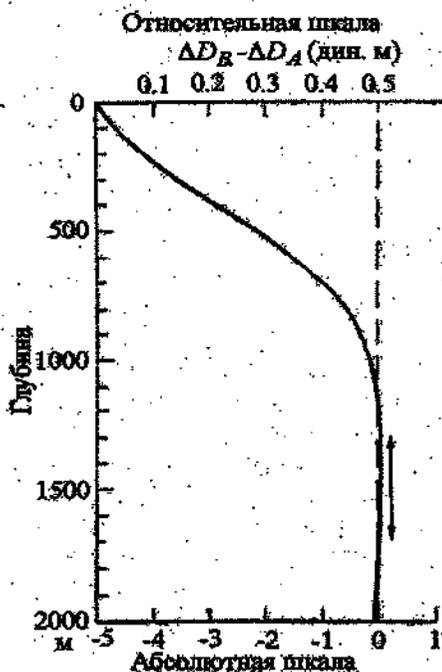


Рис. 1.3. К определению нулевой поверхности методом Дефанта.

течения будет одинаково малой. Если нуль поместить вдали от него, то скорость течения во всем слое будет одинаково большой. Последнее маловероятно, поэтому Дефант предположил, что скорость течения во всем слое одинаковых разностей динамических глубин равна нулю, а нулевая поверхность располагается посередине этого слоя.

Таким образом, Дефант определил нулевую поверхность для всего Атлантического океана. Однако попытки определить нулевую поверхность для северной части Тихого океана не увенчались успехом, поскольку кривые распределения ΔD носили более сложный характер. Они либо не имели вертикальных участков, либо были вертикальны почти по всей глубине. Кроме того, слой одинаковых разностей динамических глубин не обязательно должен быть слоем нулевого движения. Он может быть и слоем, в котором наблюдается одна и та же скорость течения, как это имеет место в слабо стратифицированных потоках Антарктического Циркумполярного течения.

Для выбора нулевой поверхности используется также метод, основанный на анализе кривых разностей удельных объемов между соседними станциями, метод Парра, который заключается в определении изменения толщины слоев воды между выбранными изопикническими поверхностями, и некоторые другие.

Поскольку единая (непрерывная) нулевая поверхность в Мировом океане фактически отсутствует, вместо нее обычно используется отсчетная поверхность, т. е. поверхность, на которой принимается условное равенство нулю геострофических скоростей течений. Для этой цели хорошо подходит отсчетная поверхность, выбранная в слое между 1000 и 2000 м, хотя в некоторых случаях (например, в Южном океане) используется поверхность на глубине 3000 м.

Помимо трудностей в определении нулевой поверхности динамический метод имеет еще целый ряд недостатков. К ним относятся неучет чисто дрейфовой составляющей за счет прямого эффекта касательного напряжения ветра, неучет скорости и направления ветра, неучет вихревой и нестационарной составляющих, обусловленных силами, не вошедшими в основное уравнение (1.31), а также игнорирование влияния рельефа дна. Кроме того, существенные искажения скорости течения могут возникать, если гидрологический разрез выполняется в течение продолжительного времени, причем перпендикулярно направлению течения, а рас-

стояние между станциями неодинаковые и достаточно большие, особенно в районах фронтальных зон.

Несмотря на столь значительные недостатки, динамический метод в силу своей простоты и доступности получил поистине всемирное признание и не утратил своего значения до настоящего времени. Прежде всего это относится к стандартным (реперным) разрезам, при выполнении которых всегда возникает необходимость в сравнении полученных результатов с аналогичными оценками за предыдущие годы. Отметим также, что построенные на основе динамического метода карты общей циркуляции океана (Шотт, 1933 г., Свердуп, 1941 г., Дитрих, 1961 г. и др.) в целом хорошо согласуются с оценками инструментальных измерений и с результатами математического моделирования общей циркуляции океана.

Как обобщение динамического метода можно рассматривать построение динамических карт, на которых изображается рельеф изобарических поверхностей в динамических метрах относительно выбранной отсчетной поверхности. Изолинии динамических высот, называемые *динамическими горизонталями*, являются линиями тока и определяют направление геострофического течения. Если смотреть по направлению течения, то более высокий рельеф должен быть справа в северном полушарии и слева — в южном. Густота линий тока характеризует скорость течения, которую можно определить по числу линий тока на единицу длины прямой, перпендикулярной к ним. В качестве примера на рис. 1.4 приведена карта динамической поверхности Южного океана.

1.4. Теория дрейфового установившегося течения

1.4.1. Теория Экмана для глубокого моря

Поскольку касательное напряжение ветра больше других сил, вызывающих течения, ветровые течения вносят в среднем наибольший вклад в суммарную скорость течений, особенно имеющих место в верхнем слое океана. В конце прошлого века во время знаменитого дрейфа «Фрама» Фритъоф Нансен обратил внимание, что движение льда не совпадает с направлением ветра, а отклоняется от него вправо на некоторый угол (20 – 40°). Он объяснил этот эффект на основе учета трения между ветром и поверхностью моря, трения в воде и силы Кориолиса. На этой основе Экман (1905 г.) разработал теорию ветровых течений.

Экман ввел следующие допущения:

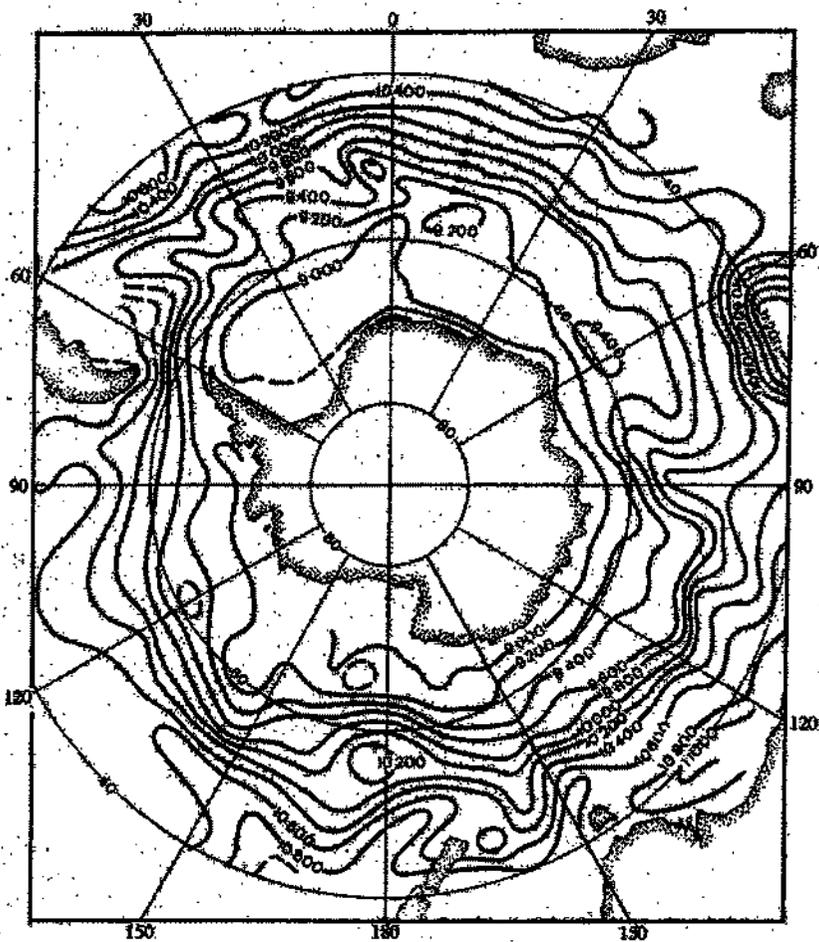


Рис. 1.4. Карта динамической поверхности Южного океана относительно уровня 30 000 кПа поверхности.

- 1) море безбрежно и бесконечно глубоко (для исключения влияния трения о берега и дно);
- 2) ветер и вызванное им течение установились и не меняются во времени;
- 3) поля скоростей ветра и течения по горизонтали не меняются в пространстве (бездивергентны);
- 4) вертикальная составляющая скорости отсутствует, так как движение горизонтальное и бездивергентное;
- 5) море однородно по плотности (чтобы исключить плотностное течение) и вода несжимаема;
- 6) поверхность моря является горизонтальной плоскостью (для исключения градиентной составляющей);
- 7) коэффициент турбулентного трения A_z принимается постоянным по глубине.

С учетом всех указанных допущений для установившегося течения необходимо учитывать только силу турбулентного трения, передающего в глубину действие касательного напряжения ветра и силу Кориолиса, ее уравновешивающую. Уравнение движения в этом случае имеет следующий вид:

$$(A_z/\rho)(d^2u/dz^2) + 2\omega v \sin\phi = 0,$$

$$(A_z/\rho)(d^2v/dz^2) - 2\omega u \sin\phi = 0.$$

При этом положим, что ось Y совпадает с направлением ветра, ось X направлена вправо от действия ветра, а ось Z вниз.

Преобразуем это выражение

$$d^2u/dz^2 + (2\rho/A_z)\omega v \sin\phi = 0, \tag{1.32}$$

$$d^2v/dz^2 - (2\rho/A_z)\omega u \sin\phi = 0.$$

Если обозначить $\rho\omega \sin\phi/A_z = a^2$, тогда уравнения (1.32) перепишутся как

$$d^2u/dz^2 + 2a^2v = 0, \tag{1.33}$$

$$d^2v/dz^2 - 2a^2u = 0.$$

Это система обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, решение которых имеет вид:

$$\begin{aligned} u &= c_1 e^{az} \cos(az + \phi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \phi_2), \\ v &= c_1 e^{az} \sin(az + \phi_1) - c_2 e^{-az} \sin(az + \phi_2), \end{aligned} \quad (1.34)$$

где c_1, c_2, ϕ_1, ϕ_2 — постоянные интегрирования.

Сформулируем первое граничное условие: скорость течения при увеличении глубины должна быть ограниченной, т. е.

$$u \neq \infty, v \neq \infty \text{ при } z \rightarrow \infty.$$

В этом случае c_1 должно равняться нулю, в противном случае при увеличении z скорость возрастала бы неограниченно. Одновременно отпадает необходимость и в определении ϕ_1 .

Перепишем уравнение (1.34) следующим образом:

$$\begin{aligned} u &= c_2 e^{-az} \cos(az + \phi_2), \\ v &= -c_2 e^{-az} \sin(az + \phi_2). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Введем второе граничное условие на поверхности моря при $z = 0$. Вспомним, что тангенциальное напряжение ветра $\tau = A_z dc/dz$ и что ось Y направлена по ветру. Тогда при $z = 0$ с учетом, что напряжение сдвига в воде непосредственно под поверхностью океана будет равно касательному трению ветра, имеем

$$\begin{aligned} -A_z du/dz &= 0; \\ -A_z dv/dz &= \tau. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Продифференцируем первое уравнение (1.35) по z :

$$\begin{aligned} du/dz &= -c_2 a e^{-az} \cos(az + \phi_2) - c_2 a e^{-az} \sin(az + \phi_2) = \\ &= -c_2 a e^{-az} [\sin(az + \phi_2) + \cos(az + \phi_2)] = \\ &= -c_2 a e^{-az} [\sin(az + \phi_2) + \sin(90 + az + \phi_2)] = \\ &= -2c_2 a e^{-az} \sin 1/2(az + \phi_2 + 90 + az + \phi_2) \cos(-90/2) = \\ &= -\sqrt{2} c_2 a e^{-az} \sin(az + \phi_2 + 45). \end{aligned}$$

Аналогичным образом может быть выполнено дифференцирование второго уравнения (1.36):

$$\begin{aligned}
 dv/dz &= -c_2 a e^{-az} \sin(az + \phi_2) - c_2 a e^{-az} \cos(az + \phi_2) = \\
 &= -c_2 a e^{-az} [\sin(az + \phi_2) - \cos(az + \phi_2)] = \\
 &= -c_2 a e^{-az} [\cos(90 + az + \phi_2) + \cos(az + \phi_2)] = \\
 &= -2c_2 a e^{-az} \cos 1/2(90 + az + \phi_2 + az + \phi_2) \cos(90/2) = \\
 &= -\sqrt{2} c_2 a e^{-az} \cos(az + \phi_2 + 45).
 \end{aligned}$$

Итак, запишем полученные в результате дифференцирования (1.36) окончательные выражения в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 du/dz &= -\sqrt{2} c_2 e^{-az} \sin(az + \phi_2 + 45), \\
 dv/dz &= -\sqrt{2} c_2 e^{-az} \cos(az + \phi_2 + 45).
 \end{aligned} \tag{1.37}$$

Обратимся теперь к первому уравнению системы (1.36). Для выполнения условия $-A_z du/dz = 0$, c_2 нельзя принять равным нулю, так как в этом случае теряется смысл всего решения. Следовательно, нулю необходимо приравнять выражение $\sin(az + \phi_2 + 45)$, откуда при $z = 0$ $\phi_2 = 45^\circ$. Тогда c_2 определится из второго уравнения системы (1.37)

$$\tau = A_z a \sqrt{2} c_2 \text{ или } c_2 = \tau / A_z a \sqrt{2}.$$

Теперь можно записать окончательные выражения для u и v :

$$\begin{aligned}
 u &= (\tau / A_z a \sqrt{2}) e^{-az} \cos(45 - az), \\
 v &= (\tau / A_z a \sqrt{2}) e^{-az} \sin(45 - az).
 \end{aligned} \tag{1.38}$$

Рассмотрим полученное решение для поверхности моря, т.е. для $z = 0$:

$$\begin{aligned}
 u &= (\tau / A_z a \sqrt{2}) \cos 45^\circ = \tau / 2 A_z a, \\
 v &= (\tau / A_z a \sqrt{2}) \sin 45^\circ = \tau / 2 A_z a.
 \end{aligned} \tag{1.39}$$

Равенство составляющих u и v означает, что вектор течения направлен под углом 45° к осям координат. Поскольку ветер направлен по оси Y , из (1.39) следует, что дрейфовое течение на поверхности моря направлено под углом 45° вправо от ветра.

Обозначим модуль скорости на поверхности через U_0 , тогда его значение определится как

$$U_0 = \sqrt{u^2 + v^2} = \tau / \sqrt{2} A_z a. \quad (1.40)$$

Подставляя в (1.40) значение a , получим

$$U_0 = \tau / \sqrt{2\rho\omega \sin\phi A_z}. \quad (1.41)$$

Из (1.41) можно сделать вывод, что при прочих равных условиях скорость дрейфового течения уменьшается с увеличением широты. С учетом (1.41) уравнения (1.38) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} u &= U_0 e^{-az} \cos(45^\circ - az), \\ v &= U_0 e^{-az} \sin(45^\circ - az). \end{aligned} \quad (1.42)$$

Рассмотрим, как изменяются u и v с глубиной. Прежде всего они уменьшаются с глубиной по экспоненциальному закону, благодаря наличию множителя e^{-az} . Поскольку значения косинуса с увеличением z возрастают, а синуса — убывают, составляющая скорости течения u уменьшается с глубиной несколько медленнее, чем v . Следствием этого, наряду с уменьшением скорости с глубиной, является поворот течения вправо относительно его направления на поверхности. На рис. 1.5 показаны годограф скорости, представляющий собой логарифмическую спираль, и перспективное представление изменения направления и скорости ветрового течения с глубиной. Как видно из рис. 1.5, на некоторой глубине вектор скорости направлен в противоположную поверхностному течению сторону. Из (1.42) следует, что это происходит на глубине $z = \pi/a$. Эту глубину называют обычно *глубиной трения* (правильнее было бы называть *глубиной действия трения*) и обозначают буквой D .

$$D = \pi/a = \pi \sqrt{A_z / \rho\omega \sin\phi}. \quad (1.43)$$

На этой глубине модуль скорости равен $U_D = (1/23)U_0$, поэтому ее часто принимают за нижнюю границу дрейфового течения.

Величину A_z определить трудно, поэтому при наличии данных наблюдений в океане за течением в поверхностном слое ее можно найти из формулы (1.43), если известна величина D :

$$A_z = D^2 \rho \omega \sin \varphi / \pi^2. \quad (1.44)$$

В заключение определим полный поток дрейфового течения, т.е. перенос вод в данном направлении.

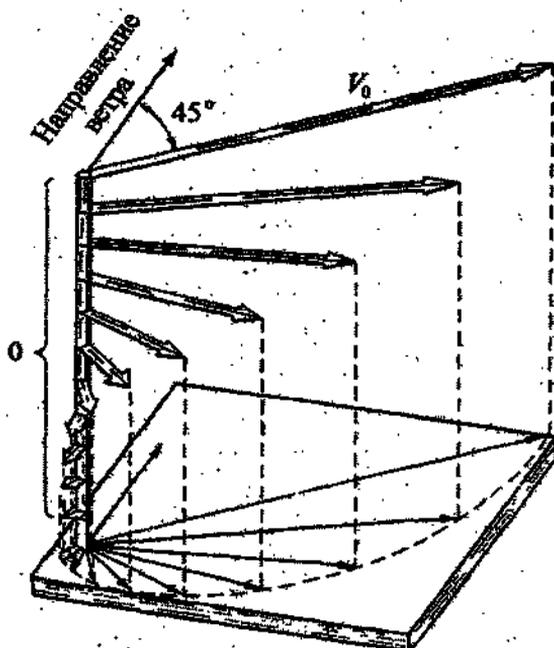


Рис.1.5. Годограф скорости чисто дрейфового течения.
По Экману.

Полный поток дрейфового течения определяется интегрированием по всему столбу жидкости от нуля до бесконечности по координатным направлениям

$$S_x = \int_0^{\infty} u dz, \quad S_y = \int_0^{\infty} v dz. \quad (1.45)$$

Подставим в (1.45) значение u и v из (1.42):

$$S_x = U_0 \int_0^{\infty} e^{-az} \cos(45^\circ - az) dz,$$

$$S_y = U_0 \int_0^{\infty} e^{-az} \sin(45^\circ - az) dz.$$

Вспомним, что

$$\int e^{ax} \sin bx dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} \cdot (a \sin bx - b \cos bx),$$

$$\int e^{ax} \cos bx dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} \cdot (a \cos bx + b \sin bx).$$

Отсюда

$$S_x = U_0 (e^{-az} / 2a^2) [-a \cos(45 - az) - a \sin(45 - az)] \Big|_0^{\infty} =$$

$$= (U_0 / 2a^2) a \sqrt{2} = U_0 \sqrt{2} / 2a = U_0 \sqrt{2} / 2a \cdot \pi / a \cdot a / \pi = U_0 \sqrt{2} D / 2\pi,$$

$$S_y = U_0 (e^{-az} / 2a^2) [-a \sin(45 - az) + a \cos(45 - az)] \Big|_0^{\infty} = 0.$$

Следовательно,

$$S_x = U_0 \sqrt{2} D / 2\pi, \quad S_y = 0, \quad (1.46)$$

т. е. поток дрейфового течения направлен под прямым углом вправо от действующего ветра.

1.4.2. Теория Экмана для мелкого моря

Решение задачи для мелкого моря не является принципиально иным. Необходимо только при интегрировании уравнения (1.33) наложить условие, что бы на дне моря обе составляющие скорости u и v обращались в нуль. Не повторяя всех рассуждений Экмана, запишем

$$u = A \operatorname{sh} \alpha \xi \cos \alpha \xi - B \operatorname{ch} \alpha \xi \sin \alpha \xi,$$

$$v = A \operatorname{ch} \alpha \xi \sin \alpha \xi + B \operatorname{sh} \alpha \xi \cos \alpha \xi,$$

где ξ – вертикальная координата от дна.

Постоянные интегрирования A и B равны

$$\begin{aligned} A &= (\tau D / \pi A_z) (\operatorname{ch} ad \cos ad + \operatorname{sh} ad \sin ad) / (\operatorname{ch} 2ad + \cos ad), \\ B &= (\tau D / \pi A_z) (\operatorname{ch} ad \cos ad - \operatorname{sh} ad \sin ad) / (\operatorname{ch} 2ad + \cos ad), \end{aligned} \quad (1.48)$$

где $d = z$ – глубина моря.

Угол между направлением течения на поверхности и осью Y определяется выражением

$$\operatorname{tg}(U_0, Y) = U_0 / V_0 = (\operatorname{sh} 2ad - \sin 2ad) / (\operatorname{sh} 2ad + \sin 2ad). \quad (1.49)$$

Аргументом в уравнении (1.49) служит не глубина моря, а величина $2ad$, которую можно представить в виде

$$2ad = 2ad(\pi/a)(a/\pi) = 2\pi d/D.$$

Отсюда критерием мелководности может служить величина d/D .

Ниже представлены значения угла α между вектором течения и вектором ветра в зависимости от величины d/D :

d/D	0,1	0,25	0,5	0,75	1	>1
α	5	21,5	45	45,5	45	45.

Годографы скорости дрейфового течения в море конечной глубины приведены на рис. 1.6, из которого следует, что при $d > D$ годограф векторов скорости течения практически совпадает с теми, которые имеют место для бесконечно глубокого моря (см. рис. 1.5). Только для нижних горизонтов, где течения малы, наблюдаются отличия. Следовательно, при глубине моря больше глубины трения можно использовать более простую теорию, изложенную в предыдущем разделе.

Прямые наблюдения за течениями в море не дают точного

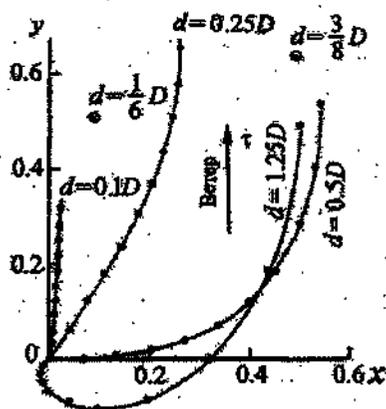


Рис. 1.6. Годографы скорости дрейфового течения в море конечной глубины в зависимости от отношения d/D .

совпадения с теорией; тем более, что получение теоретических оценок затруднено сложностью определения A_z и τ . Для того чтобы обойти трудности, были предложены различные эмпирические формулы.

Экман связал значения U_0 со скоростью ветра V (м/с) как

$$U_0 = (1,0127 / \sqrt{\sin \varphi}) V.$$

Тогда

$$D = 7,6V / \sqrt{\sin \varphi}, \text{ или } D \approx 600 U_0.$$

Наблюдаемый порядок скоростей дрейфового течения на поверхности океана определяет величину D в пределах от 50 до 200 м.

1.4.3. Развитие дрейфовых течений

Приведенные выше формулы для расчета составляющих дрейфового течения как в бесконечно глубоком море, так и в море конечной глубины справедливы, как уже было сказано, для установившихся течений. До установления течения его направление и скорость могут заметно отличаться от тех, что определяются уравнениями (1.38) и (1.48). Экман рассмотрел развитие дрейфового

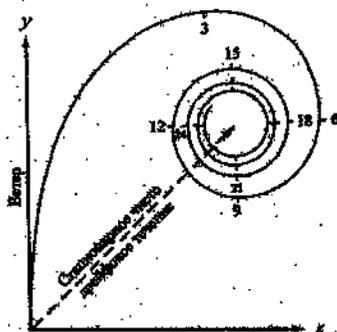


Рис.1.7. Годограф, показывающий развитие чисто дрейфового поверхностного течения (время с момента появления постоянного ветра дано в маятниковых часах).

течения для случая, когда над морем, находящимся в состоянии покоя, подул ветер постоянной силы и направления. Оказалось, что течение на разных горизонталях развивается по-разному, причем, как и следовало ожидать, с глубиной установившийся режим наступает позднее.

На рис. 1.7 представлен годограф, показывающий развитие чисто дрейфового поверхностного течения. Как видно из рис. 1.7, конец вектора неустановившегося течения описывает сложную кривую спиралеобразной формы, постепенно приближаясь к стационарному значению.

Примерно через маятниковые сутки (на полюсах маятниковые сутки равны звездным (23 ч 56 мин), а на других широтах определяются как $23 \text{ ч } 56 \text{ мин} / \sin \varphi$) вектор течения уже будет колебаться относительно стационарного положения в небольших пределах, поэтому приближенно можно считать, что в средних широтах течение установится в течение суток.

Следует отметить, что в природных условиях ветер, за исключением пассатных областей, редко имеет постоянное направление и скорость в течение длительного времени. К тому же он испытывает изменения в пространстве. Все это усложняет решение задачи расчета дрейфовых течений. Однако самые общие закономерности развития и существования дрейфовых течений теория Экмана сумела объяснить, и в этом заключается ее важное значение в развитии динамики океана.

1.5. Теория градиентных течений

Формирование дрейфового течения, рассмотренное в п. 1.4, может осуществляться только при совершенно равномерном поле ветра вдали от берегов. Идеально простые условия, при которых рассматривалась задача дрейфового течения, не порождали нигде ни подъема, ни опускания поверхности моря, т. е. отсутствовал наклон поверхности моря.

В природе подъем и опускание поверхности возникает даже на достаточно большом удалении от берега. Наклон поверхности моря неизбежно создает градиент давления, который приводит к возникновению градиентного течения, не осложненного другими составляющими. Экман ввел ряд допущений, упрощающих процесс:

- 1) море безбрежно и однородно по плотности;
- 2) наклон поверхности моря β постоянный и не меняется во времени и пространстве;
- 3) дно горизонтальное;
- 4) течение установившееся, без вертикальной составляющей;
- 5) коэффициент турбулентной вязкости не меняется по глубине.

В этом случае будут действовать следующие силы: сила горизонтального градиента давления, сила Кориолиса и сила внутреннего трения, роль которой состоит в передаче по вертикали трения о дно, тормозящего движение воды.

Направим ось Y по уклону поверхности моря, ось X — вправо, а ось Z — вниз.

Поскольку ось Y направлена по поверхности в сторону уклона, мы должны горизонтальной градиент давления спроектировать на нее как

$$(1/\rho)(\partial P/\partial y) \cos \beta.$$

Но эту силу можно определить и как $g \sin \beta$, т. е.

$$(1/\rho)(\partial P/\partial y) \cos \beta = g \sin \beta. \quad (1.50)$$

С учетом (1.50) уравнения движения запишутся в виде

$$\begin{aligned} (A_z/\rho)(d^2u/dz^2) + 2\omega v \sin \phi &= 0, \\ (A_z/\rho)(d^2v/dz^2) - 2\omega u \sin \phi + g \sin \beta &= 0. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Преобразовав (1.51) и введя обозначение $\alpha^2 = \rho \omega \sin \phi / A_z$, получим

$$\begin{aligned} d^2u/dz^2 + 2\alpha^2 v &= 0, \\ d^2v/dz^2 - 2\alpha^2 u &= g \sin \beta / A_z = 0. \end{aligned} \quad (1.52)$$

Определим граничные условия. В отличие от дрейфового течения тангенциальная сила трения на поверхности моря отсутствует. Отсюда при $z = 0$

$$A_z du/dz = A_z dv/dz = 0.$$

У дна ($z = H$) скорость течения должна быть равной нулю, т.е. должно соблюдаться условие «прилипания» $u = v = 0$.

После интегрирования этих уравнений и определения постоянных интегрирования формулы для определения слагаемых скорости градиентного течения запишутся в виде

$$\begin{aligned} u &= \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \phi} \left[1 - \frac{\operatorname{ch} \alpha(H+z) \cos \alpha(H-z) + \operatorname{ch} \alpha(H-z) \cos(H+z)}{\operatorname{ch} 2\alpha H + \cos 2\alpha H} \right], \\ v &= \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \phi} \left[\frac{\operatorname{sh} \alpha(H+z) \sin \alpha(H-z) + \operatorname{sh} \alpha(H-z) \sin(H+z)}{\operatorname{ch} 2\alpha H + \cos 2\alpha H} \right]. \end{aligned} \quad (1.53)$$

На основе уравнений (1.53) (рис. 1.8 а) построены годографы скорости для трех значений глубины моря, определяемых в долях глубины трения. На рис. 1.8 б показано перспективное изменение градиентного течения на различных глубинах.

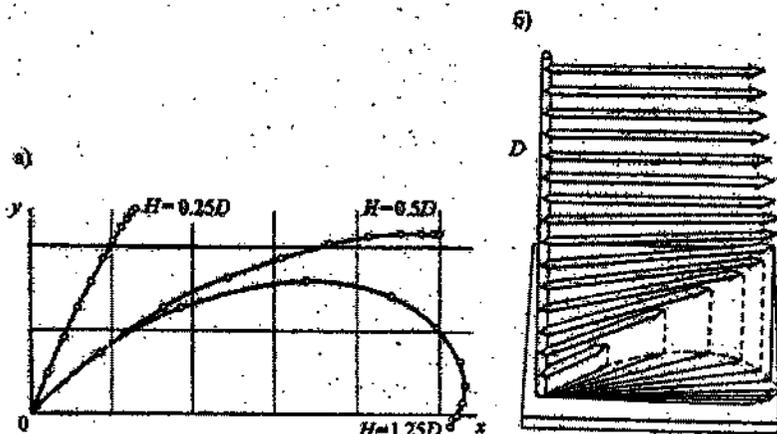


Рис.1.8. Годографы градиентного течения (а) и перспективное изменение их с глубиной (б).

У дна течение равно нулю по условию. По мере увеличения расстояния от дна скорость течения увеличивается и оно постепенно поворачивает вправо от направления уклона уровня. При достаточной глубине моря наибольшая скорость и угол отклонения на 90° достигаются на расстоянии от дна $D = \pi/a$. При дальнейшем удалении от дна скорость и направление течения остаются постоянными до поверхности океана.

Таким образом, влияние трения о дно распространяется вверх в пределах слоя толщиной D . Этот слой по аналогии с глубиной влияния трения в дрейфовом течении Экман назвал нижней глубиной трения (нижняя глубина влияния трения о дно).

Полный поток градиентного течения имеет составляющие по обоим осям координат. Составляющая по оси Y заметна только в придонных слоях и при $H > D$ стремится к определенному конечному пределу, так же как и составляющая по оси X :

$$S_y \rightarrow \frac{Dg \sin \beta}{4\pi\omega \sin \phi}, \quad S_x \rightarrow \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \phi} (H - D/2\pi). \quad (1.54)$$

1.6. Стожно-нагонные явления в прибрежной зоне

В прибрежных районах при действии ветра и возникновении дрейфового течения неизбежно создаются условия для нагона и сгона вод, которые сопровождаются соответствующими наклонами уровня, а следовательно, и градиентными течениями. Таким образом, вблизи берега формируется течение, являющееся суммой взаимосвязанных дрейфового и градиентного течений.

Если обозначить через α угол (отсчитываемый в положительном направлении) между нормалью к берегу (направлена в сторону суши) и направлением дующего ветра, то у ветров, для которых $\alpha < 180^\circ$, будет наблюдаться нагон (полный поток дрейфового течения имеет составляющую, направленную к берегу), а для ветров, у которых $\alpha > 180^\circ$, будет наблюдаться сгон. В первом случае наблюдается наклон, направленный в открытое море, во втором — в сторону суши.

С учетом выражения (1.46) нетрудно определить составляющую дрейфового потока, перпендикулярного берегу:

$$S_n = (U_0 D / \pi \sqrt{2}) \cos(\alpha - \pi/2) = (U_0 D / \pi \sqrt{2}) \sin \alpha. \quad (1.55)$$

Наличие такой составляющей создает нагон вод у берега. Возникает градиент давления, связанный с наклоном уровня β . Следовательно, должна возникнуть нормальная к берегу составляющая градиентного потока.

Равновесие наступит тогда, когда нормальные составляющие дрейфового и градиентного потоков станут равны, т. е.

$$(U_0 D / \pi \sqrt{2}) \sin \alpha = D g \sin \beta / 4 \pi \omega \sin \varphi.$$

Отсюда следует

$$U_0 \sqrt{2} \sin \alpha = g \sin \beta / 2 \omega \sin \varphi. \quad (1.56)$$

С помощью выражений (1.53) можно показать, что правая часть уравнения (1.56) представляет собой скорость глубинного течения на расстоянии от дна, большем «нижней глубины трения». Такая скорость течения сохраняется практически постоянной во всей толще воды над придонным слоем толщиной D . Обозначим эту скорость через V_G , тогда

$$V_G = U_0 \sqrt{2} \sin \alpha. \quad (1.57)$$

Это так называемое уравнение Экмана определяет скорость градиентного течения во всей толще воды, за исключением придонного слоя толщиной D , через скорость U_0 чисто дрейфового течения. Легко видеть, что полная скорость поверхностного течения близ береговой черты выразится суммой двух векторов U_0 и V_G .

Эту геометрическую сумму удобно определять по диаграмме (рис. 1.9). Вектор τ — направление ветра относительно нормали к берегу n . Из точки O под углом 45° к вектору τ проводим линию, на которой откладываем отрезок OA , равный U_0 и представляющий вектор дрейфового течения. Из конца вектора OA проводим прямую, параллельную вектору $O\tau$, и на ней откладываем отрезок $AC = U_0 \cdot \sqrt{2}$. Окружность, построенная на этом отрезке, как на диаметре, касается прямой $O\tau$. К диаметру из точки A под углом $\alpha - \pi/2$ проведем хорду. Тогда на основании уравнения Экмана она будет представлять собой скорость градиентного течения V_G . В этом случае вектор OB представит результирующее поверхностное течение. Таким образом, диаграмма полностью решает вопрос, связанный с формированием течения в прибрежной зоне на поверхности при условии $H > D$.

Рассмотрим характер течений в прибрежной зоне при условии, что берег приглубый и $H > 2D$. В этом случае выделяются три слоя.

А. Самый нижний, придонный, слой охвачен течением градиентного происхождения. В этом слое с увеличением расстояния от дна течение совершает поворот от нормального к направлению наклона уровня и достигает наибольшей скорости.

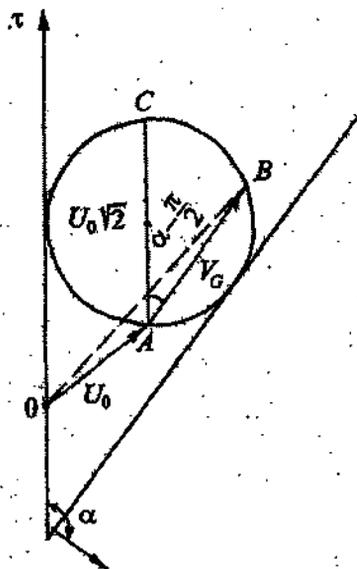


Рис.1.9. Круговая диаграмма для определения поверхностного течения при стогно-нагонных явлениях.

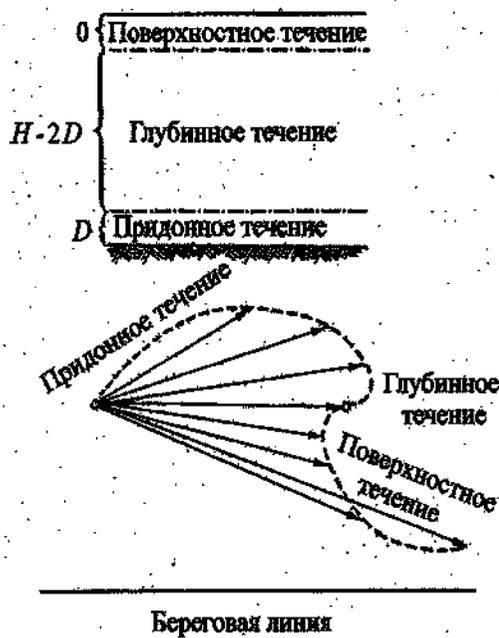


Рис. 1.10. Схема вертикального распределения векторов течения у приглубого берега, возникающего под воздействием ветра, дующего вправо вдоль берега.

Б. На расстоянии D от дна начинается область глубинного градиентного течения, постоянного по скорости и направлению (нормальное к направлению наклона уровня), не испытывающего влияния как трения о дно, так и ветра. Скорость и направление этого течения определяется вектором V_G .

В. Поверхностный слой до глубины трения D . Здесь к развитому постоянному градиентному течению добавляется дрейфовая составляющая. Результирующее течение представляет собой сумму двух векторов.

Если $H = D$, то среднего слоя нет. В случае $H < 2D$ произ-

ходит проникновение верхнего и нижнего слоев в друг друга. При $H > 0,25 D$ ветер практически не вызывает стонов и нагонов, если его направление совпадает с направлением берега. В этом случае течение становится вдоль береговым.

Случай наличия трех слоев иллюстрируется рис. 1.10, на котором наглядно видно, что годограф дрейфового течения смыкается с годографом градиентного течения. Векторы течения в придонном слое полностью повторяют картину годографа на рис. 1.8. Все векторы глубинного течения одинаковы по значению и направлению. Векторы течения в поверхностном слое представляют собой результат геометрического сложения глубинного течения с векторами чисто дрейфового течения.

1.7. Циркуляция вод океана

1.7.1. Основные циркуляционные системы

В зависимости от масштаба пространственно-временного осреднения движения водных масс циркуляция океана может быть разделена на общую (планетарную), региональную и локальную. Под *общей циркуляцией океана* понимается осредненное за длительный период времени движение океанских вод в глобальном масштабе. Она возбуждается термohалинными (нагревание, охлаждение, испарение и осадки) и механическими (касательное напряжение ветра, атмосферное давление) факторами, действующими на поверхность океана. При этом циркуляция океана, особенно в его поверхностном слое, тесно связана с циркуляцией атмосферы и представляет с ней единое целое.

Под *региональной циркуляцией* следует понимать движение водных масс в пределах отдельных частей океанов (например, Северная и Южная Атлантика и т. д.). *Локальная циркуляция* характеризует движение водных масс отдельных морей, заливов, бухт, отличающихся от открытых районов океана гидрологическими режимами.

Наиболее важной закономерностью общей циркуляции океана является существование квазистационарных микроциркуляционных (циклонических, антициклонических) круговоротов. К основным элементам общей циркуляции относятся:

1) зоны дивергенции («расхождения»), приуроченные к ложбинам динамического рельефа в центральных частях циклонических круговоротов и приблизительно совпадающие в поле дрейфовых течений с областями стока вод и их подъема из глубин, называемого апвеллингом;

2) зоны конвергенции («схождения»), приуроченные к гребням динамического рельефа в центральных частях антициклонических круговоротов, приблизительно совпадающие в поле дрейфовых течений с областями нагона вод и их опусканием на глубину — даунвеллингом;

3) океанические фронты, разграничивающие соседние круговороты и выделяемые на картах топографии по наибольшему сгущению динамических горизонталей;

4) внутренние области круговорота — пространство между фронтами. Вдоль конвергенций в полях равных океанологических характеристик формируются так называемые *внутренние моря*.

На рис. 1.11 приводится общая схема циркуляции поверхностных вод, в соответствии с которой можно выделить следующие основные макроциркуляционные системы:

- I – циклонические тропические;
- II – антициклонические субтропические;
- III – циклонические высокоширотные.

Главными океаническими фронтами, разделяющими макроциркуляционные системы, являются: экваториальный (Э); субэкваториальный (СЭ), тропические (Т), субполярные (СП), полярные (П).

Как видно из рис. 1.11, последовательная зональная смена макроциркуляционных систем представляет главную закономерность планетарной циркуляции вод. Однако большие различия в распределении воды и суши по полушариям приводят к тому, что в южном полушарии возникает уникальный циркумполярный круговорот, связывающий все океаны между собой, а в Северном Ледовитом океане формируется антициклонический круговорот, не имеющий себе аналога в Южном океане. Кроме того, в экватори-

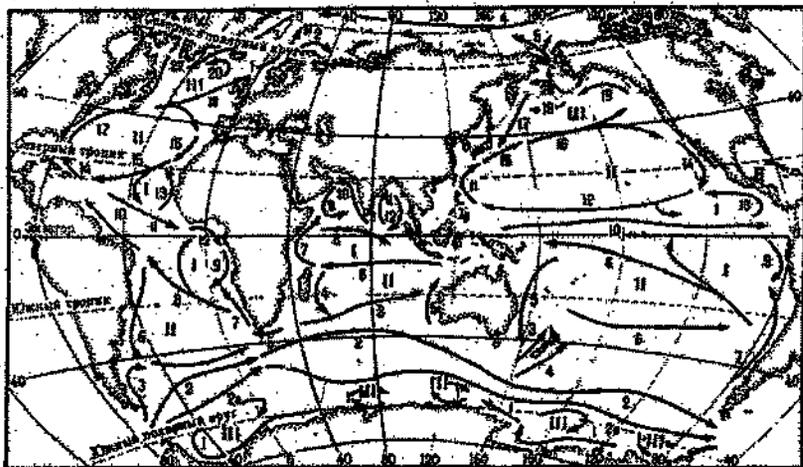


Рис.1.11. Распределение важнейших течений и макроциркуляционных систем в Мировом океане. По В. Н. Степанову.

I – циклонические тропические системы, II – антициклонические субтропические системы, III – циклонические высокоширотные системы.

Усл. обозначения см. также табл. 1.4.

альной области наблюдается слабо выраженная антициклоническая система, формируемая из небольших антициклонических круговоротов.

Между макроциркуляционными системами существует тесная связь, поскольку одни и те же потоки являются периферической частью двух соседних круговоротов. Благодаря этому осуществляется обмен вод и перенос их по всему Мировому океану.

Для всех круговоротов, особенно антициклонических, характерна зональная асимметрия, т. е. меридиональные и отчасти зональные звенья циркуляций в западных частях океанов выражены узкими быстрыми струями (западная интенсификация), а в восточных — широкими медленными потоками.

Замечательным свойством общей циркуляции океана является ее высокая пространственно-временная устойчивость. Если, например, мгновенное состояние атмосферы, отражаемое на ежедневных синоптических картах, бывает мало похожим на среднюю многолетнюю картину ее глобальной циркуляции, то в Мировом океане всегда существует одна и та же глобальная система главных течений с относительно мало меняющимися географическим положением и интенсивностью. Поэтому мгновенное состояние океана в главных своих чертах повторяет его среднеклиматическую циркуляцию. Естественно, что одни и те же макроциркуляционные системы сохраняются в течение всего года. Для сезонной изменчивости циркуляции вод характерно лишь небольшое смещение в холодное время года всех систем в меридиональном направлении, усиление интенсивности самой циркуляции вследствие увеличения термических контрастов между тропическими и полярными широтами, а также между океанами и материками.

1) **Экваториальная антициклоническая система (ЭАС).** В Атлантическом океане она прослеживается между 10 и 15° с. ш. от Южной Америки до Африки. В Тихом океане эта система формируется из небольших антициклонических круговоротов, не выходящих за пятиградусную приэкваториальную полосу. В Индийском океане картина более сложная, так как небольшие антициклонические круговороты имеются по обе стороны от экватора.

Для ЭАС свойственна высокая интенсивность циркуляции с характерными скоростями, превышающими 20 — 30 см/с в верхнем слое толщиной 200 м.

В Атлантическом и Тихом океанах южную периферию ЭАС образуют ветви Южного Пассатного течения, проникающие в северное полушарие. Северной периферией является Экваториальное

противотечение, которое проходит примерно между 3 – 5 и 10 – 15° с. ш. Его характерная скорость составляет 40 – 50 см/с, а максимальная может достигать 110 – 130 см/с.

Важная особенность ЭАС состоит в том, что с глубиной интенсивность циркуляции не только не ослабевает, но и усиливается. Особенно ярко это проявляется в Тихом океане, где антициклоническое обращение вод сохраняется даже в придонном слое. Таким образом, ЭАС при относительно небольших размерах обладает высокой устойчивостью и играет важную роль в обмене вод между полушариями.

Тропические циклонические системы (ТЦС). В основном они образуются из ветвей холодных компенсационных течений. Приблизительно на широте 20° в обоих полушариях Канарское, Бенгельское, Калифорнийское и Перуанское течения, отходя от побережья, направляются в открытый океан, где они уже могут считаться пассатными. Не доходя до экватора, примерно у 5 – 10° с. и ю. ш., пассатные потоки разветвляются: одна часть, направляясь на запад, замыкает антициклоническое обращение вод, а другая – поворачивает в приэкваториальных широтах на восток. Достигая восточных побережий океанов, они поворачивают к субтропикам, замыкая с востока ТЦС (в Атлантике – течения Зеленого мыса и Ангольское, в Тихом океане – Мексиканское и Перуанское). Интенсивность ТЦС довольно высокая, особенно в ложбинах, где создаются большие градиенты плотности. Так, скорость в поверхностном слое составляет примерно 20 см/с. С глубиной она несколько понижается, но все же остается около 5 – 10 см/с. Степень развития ТЦС заметно различается в отдельных океанах, причем их интенсивность в южном полушарии больше, чем в северном. Наиболее развиты ТЦС в Тихом океане, а в Индийском океане они не прослеживаются.

Субтропические антициклонические системы (САС). Это самые большие круговороты вод после Антарктической Циркумполярной системы. Течения, составляющие САС, обладают большой устойчивостью, мощностью и силой. САС создаются из следующих главных течений:

- 1) пассатных;
- 2) западных теплых сточных тропических;
- 3) основных течений умеренных широт;
- 4) восточных холодных тропических компенсационных.

В Мировом океане насчитывается пять таких круговоротов. Наименее развитые САС отмечаются в Индийском океане, а наибо-

лее развитые — в Атлантическом и Тихом океанах. При этом САС в северном полушарии отличаются меньшими размерами и несколько большей интенсивностью обращения вод, чем в южном полушарии. Это объясняется повышенными термическими градиентами и континентальностью северного полушария.

САС непосредственно связаны с экваториальной системой и ТЦС. Из течений, составляющих САС, прежде всего следует выделить теплые сточные тропические течения — наиболее устойчивые и быстрые потоки Мирового океана. К ним относятся следующие течения: Гвианское, Антильское, Гольфстрим и Бразильское (Атлантический океан), Мадагаскарское и Сомалийское (Индийский океан), Минданао, Куроисио и Восточно-Австралийское (Тихий океан). В среднем их скорость составляет 25 — 50 см/с, а в некоторых случаях до 100 см/с.

На поверхности океанов скорость обращения вод постепенно понижается к центральной части круговоротов до 3 — 5 см/с. С удалением от поверхности океана САС постепенно размываются и распадаются на отдельные вихри. При этом происходит их смещение в направлении высоких широт и к западным окраинам океана. Наиболее устойчивыми оказываются североатлантический и северо-тихоокеанский круговороты, которые, смещаясь к северо-западу, прослеживаются вплоть до придонного слоя.

Высокоширотные циклонические системы (ВЦС). Данные системы существенно отличаются своими размерами и интенсивностью в северном и южном полушарии, что связано с распределением воды и суши в высоких широтах. Северные ВЦС формируются в области исландской и алеутской барических депрессий. Ведущая роль в их образовании принадлежит Северо-Атлантическому и Северо-Тихоокеанскому течениям, которые в виде мощных потоков устремляются на север вдоль восточных побережий океанов. Достигая проливов, соединяющих Северный Ледовитый океан с другими океанами, они разделяются на две части. Одна из них направляется в Северный Ледовитый океан, а другая, продолжая следовать вдоль северных, а затем западных берегов, даёт начало холодным субполярным компенсационным течениям (Лабрадорскому, Камчатскому и Ойясио). Однако если в Тихом океане субполярное течение полностью формируется из охлажденных вод Северо-Тихоокеанского течения, то в Атлантическом к нему добавляется значительная масса полярных вод, выносимых из Северного Ледовитого океана.

В пределах североатлантической ВЦС можно выделить также ряд локальных циклонических круговоротов. Особенно сложной является циркуляция в Североевропейском бассейне, где формируется несколько круговоротов за счет взаимодействия сложной системы поверхностных течений и рельефа дна. Они находятся над Гренландской, Лафонтенской и Норвежской котловинами, а также в приатлантической части Арктического бассейна.

Кроме того, циклонические круговороты образуются к югу от Гренландии течениями Ирмингера и Лабрадорским, а также в море Баффина, где теплые воды Западно-Гренландского течения взаимодействуют с холодными водами, поступающими через проливы Канадского Арктического архипелага.

Значительно более мощной и интенсивной оказывается циклоническая система, которая образуется на южной периферии Антарктического Циркумполярного и Прибрежного антарктического течений. В соответствии с особенностями барического поля и рельефа дна эта система может быть разделена на три самостоятельных круговорота: Уэдделла, Австрало-Антарктический и Росса. Самым крупным из них является круговорот Уэдделла, который простирается более чем на 6000 км в зональном направлении и на 1000 км в меридиональном, а объем переносимых им вод составляет около 60 св. В других круговоротах (Росса и Австрало-Антарктический) переносится соответственно 10 и 40 св.

Антарктическая Циркумполярная система (АЦС). Эта система состоит по существу из одного течения — Антарктического Циркумполярного, которое перемещает огромную массу вод с запада на восток вокруг Антарктиды. Пополняется оно водами южно-океанических течений умеренных широт и Прибрежного антарктического течения, а теряет воды, замыкая субтропические круговороты и отделяя ветви при встрече с южной оконечностью Африки, Австралии и Южной Америки, давая начало Бенгельскому, Западно-Австралийскому и Перуанскому течениям.

Антарктическое Циркумполярное течение является самым мощным в Мировом океане, его ширина в некоторых районах превышает 2000 км, скорость на поверхности океана в среднем составляет 20 — 30 см/с, а расход меняется в пределах 125 — 200 св. Более подробно структура Антарктического Циркумполярного течения будет рассмотрена в п. 1.7.3.

Арктическая антициклоническая система (ААС). Данная система является следующим звеном в планетарном обмене и перераспределении водных масс. Такая связь осуществляется за счет

поступления тихоокеанских вод через Берингов пролив в Северный Ледовитый океан и выноса арктических вод в Атлантику через пр. Фрама и проливы Канадского Арктического архипелага. Под влиянием полярного барического максимума возникает Трансарктическое течение, которое осуществляет общее перемещение вод и льдов с востока на запад через всю акваторию Арктического бассейна. Это течение берет свое начало в районе о. Элсмир, идет севернее Аляски и Канадского Арктического архипелага, а затем вдоль северной окраины евразийских морей к пр. Фрама между Гренландией и Шпицбергенем.

Здесь большая его часть уходит через пр. Фрама, а другая снова вовлекается в генеральный западный поток. Таким образом замыкается ААС. В формировании ААС, очевидно, значительную роль играет хребет Ломоносова, довольно близко подходящий к поверхности океана.

1.7.2. Особенности трансформации циркуляции вод с глубиной

Отсутствие непосредственного контакта с атмосферой, общее ослабление и выравнивание термических, соленостных и иных контрастов по вертикали приводит к тому, что наблюдается быстрая трансформация (перестройка) циркуляции вод с глубиной. При этом не только ослабляется интенсивность циркуляции, но и меняется ее характер. Если для поверхностного слоя океана вклад ветровой составляющей в формирование циркуляции составляет примерно 80 % и только 20 % приходится на долю термохалинных (плотностных) факторов, то уже на глубине 200 м вклад плотностной составляющей, по некоторым оценкам, превышает 70 %.

Если рассматривать циркуляцию Мирового океана при зональном (вдоль круга широты) осреднении, то наиболее важными ее особенностями являются: перенос вод в верхних слоях океана от экватора к полюсам, опускание в приполярных районах более теплых и соленых вод вниз (даунвеллинг), перенос в глубинных и придонных слоях от полюсов к экватору, подъем холодных вод в низких широтах к поверхности океана (апвеллинг). Что касается отдельных океанов, то циркуляция в них может существенно отличаться от среднезональной. Прежде всего, как мы увидим ниже, это касается Атлантического океана.

Активная перестройка поверхностной циркуляции начинается ниже дрейфового слоя, причем в разных частях океанов этот процесс существенно неодинаков. Как правило, большинство макрциркуляционных систем распадается с глубиной на отдельные

круговороты, а затем исчезает вовсе. Интенсивность их разрушения увеличивается от высоких широт в сторону экватора.

В глубинных слоях океана (от 1000 – 2000 до 4000 м) циркуляция вод полностью зависит от распределения плотности воды. Глубинная циркуляция в Атлантическом океане, в котором в основном формируются глубинные воды и откуда они распространяются в другие океаны, показана на рис. 1.12. Главным очагом образования глубинных вод служит Гренландское море, где поверхностные воды, опускаясь в результате мощной конвекции вниз, следуют на юг вплоть до Южного океана и там включаются в циркуляционную систему Антарктического Циркумполярного течения. Необходимо отметить, что к глубинным водам, сформировавшимся в Гренландском море, на 40° с. ш. и южнее в восточной части Атлантики добавляются плотные воды, вытекающие из Средиземного моря.

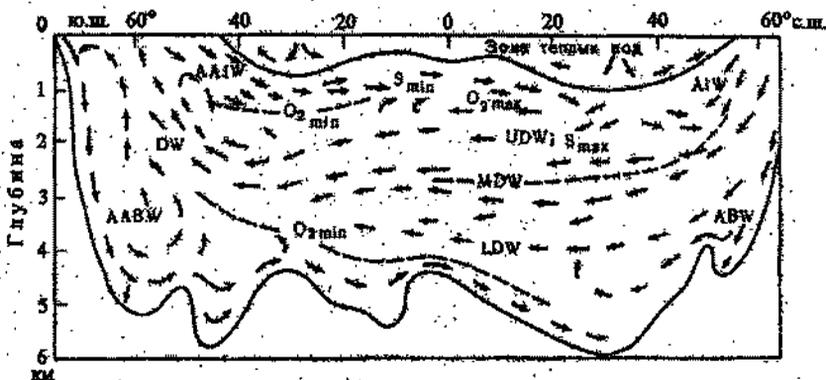


Рис. 1.12. Меридиональная циркуляция водных масс Западной Атлантики. По Вюсту.

AIW – арктическая промежуточная вода; AAIW – антарктическая промежуточная вода; UDW – верхняя глубинная вода; MDW – средняя глубинная вода; LDW – нижняя глубинная вода; DW – глубинная вода; ABW – арктическая придонная вода; AABW – антарктическая придонная вода.

Сформировавшиеся таким образом глубинные воды, трансформированные в Антарктическое Циркумполярное течение, распространяются затем в Индийский и Тихий океаны. На севере Тихого океана условий для образования глубинных вод нет. В северной части Индийского океана за счет притока очень соленых вод Красного моря и Персидского залива могут формироваться глубинные воды, однако в небольшом объеме.

Придонные воды Мирового океана формируются частично в Гренландском море, но в основном в Южном океане на материковом склоне Антарктиды. Есть основания полагать, что они формируются в нескольких районах вокруг Антарктиды, однако основным районом их формирования, очевидно, является юго-западная часть материкового склона моря Уэдделла и моря Росса.

Несомненно, что в зоне, простирающейся от Антарктического полуострова до хребта Кергелен, циркулируют наиболее холодные и богатые кислородом донные воды, источником которых является море Уэдделла. Наибольшая часть донной воды, образованной в этом море, поступает через проходы в южной периферии Южно-Антийского хребта в море Скотия и, смешиваясь с водами этого моря, проникает в море Беллинсгаузена через южную часть пролива Дрейка. Основная же часть донных вод выходит из моря Уэдделла в северной части разреза мыс Норвегия — Южно-Сандвичевы острова и движется в северном направлении вдоль Южно-Сандвичева желоба и далее. Примерно в районе 50° ю. ш. от этого потока отделяется узкое пограничное течение, направленное на север, которое устремляется к Аргентинской котловине и проходит на север вдоль ее западной окраины. Объем вод, переносимых этим потоком, оценивается в 6 св. Затем эти воды следуют в Бразильскую котловину и далее на север в Северную Атлантику и на восток в Гвинейскую котловину, заполняя затем восточную часть Атлантического океана.

Однако основная часть донных вод входит в циклонический круговорот и следует вдоль Африканско-Антарктического и Западно-Индийского хребта примерно до 50° в. д. В районе хребта Кергелен она поворачивает к югу, а затем на запад и вдоль материкового склона движется к морю Уэдделла, завершая циклоническую циркуляцию этого района. Вблизи 50° в. д. от потока вод, движущегося на восток, отделяется часть вод, которая через котловину Крозе и проходы в Западно-Индийском хребте устремляется к северу, образуя глубинное пограничное течение вдоль восточного берега о. Мадагаскар и распространяясь далее в Сомалийскую котловину. Этот поток оценивается в 4 св.

Восточнее хребта Кергелен берет начало новая придонная циклоническая циркуляция, которая простирается на восток до Южно-Тихоокеанского поднятия. Донные воды, образованные на шельфе Антарктиды, движутся вдоль восточного склона хребта Кергелен, поворачивая на восток вдоль 50° ю. ш. Основная масса вод следует вдоль южного склона Австрало-Антарктического под-

нятия. Однако есть основания предполагать, что существуют два ответвления от этого потока к северу в районе Центральноиндийского хребта и Западно-Австралийской котловины; общим объемом переноса не более 4 св.

Именно потоки этих вод заполняют Центральную и Западно-Австралийскую котловины Индийского океана. В районе 140° в.д. основная масса Антарктических донных вод отклоняется к югу, по-прежнему следуя вдоль южного склона Австрало-Антарктического поднятия. При подходе к юго-западной окраине Южно-Тихоокеанского поднятия этот поток вод разворачивается в западном направлении, замыкая циклонический круговорот.

Придонная циркуляция вод тихоокеанского сектора Южного океана берет начало в районе о-вов Беллени и западной оконечности Южно-Тихоокеанского поднятия. Основная масса вод, которые образуются в море Росса, отличается повышенной соленостью. Из моря Росса донная вода следует в двух направлениях. Одна часть, проходя через разлом Беллени, устремляется на север вдоль северного склона зонального хребта, формируя вместе с глубинными водами Западное пограничное течение, проходящее над поднятием Чатем и вдоль желобов Тонга и Кермадек. Общий перенос глубинных и донных вод этим течением оценивается в 15 – 20 св, т.е. этот поток является самым мощным глубинным течением, благодаря которому абиссаль Тихого океана заполняется глубинными и донными антарктическими водами.

Другая часть антарктических донных вод следует из моря Росса в зональном направлении вдоль южного склона Южно-Тихоокеанского поднятия. В районе Восточно-Тихоокеанского хребта от него отделяется поток вод к северу, следующий вдоль хребта. Это течение не представляет собой узкого пограничного потока, а следует через всю Чилийскую котловину. Общий перенос вод этим течением оценивается в 5 св.

Оставшаяся часть продолжает движение в циклоническом круговороте, поворачивая на юго-восток к району пролива Дрейка и следуя далее вдоль материкового склона Антарктиды на запад.

1.7.3. Краткая характеристика течений Мирового океана

Течения являются основными звеньями макроциркуляционных систем, поэтому их совокупность по существу формирует общую циркуляцию океана. Вследствие большого разнообразия течений их детальная классификация пока что не разработана. Однако несомненно, что в основу любой классификации можно положить

наиболее важный признак – генетический, т. е. происхождение течений. Исходя из этого признака течения, вызванные действием внешних сил, делятся на *ветровые (дрейфовые), приливо-отливные, бароградиентные (анемобарические), термохалинные (плотностные) и стоковые*, а под действием внутренних первичных сил – на *градиентные и компенсационные*.

Большинство сил, вызывающих течения, достаточно подробно было рассмотрено выше. Что касается стокового течения, то оно возникает, как правило, в дельтах крупных рек и является продолжением потока речных вод. Такие течения могут распространяться на десятки километров, причем их скорость убывает в направлении от устья реки к открытому океану. Компенсационные течения, как уже отмечалось, представляют собой результат стоннонагонных явлений у приглубого берега океана. Довольно часто эти течения имеют локальное распространение, но в некоторых случаях (например, течение Кромвелла в Тихом океане) они обладают значительной протяженностью и мощностью.

Другими признаками, определяющими вид течений, являются их расположение по глубине и широте, физико-химические свойства, устойчивость, характер движения, направление. Если течение направлено противоположно соседним течениям в горизонтальной плоскости, то оно называется *противотечением*, если в вертикальной плоскости – то *глубинным противотечением*.

Периодические течения подразделяются в свою очередь на *короткопериодные*, обусловленные действием приливообразующих сил, и на *сезонные*, вызванные сезонными изменениями атмосферной циркуляции (например, муссонной деятельностью) и теплового баланса. Непериодические течения создаются в результате прохождения интенсивных штормов, подводных землетрясений и т. п.

Список основных течений (см. рис. 1.11) приводится в табл. 1.4. Как уже отмечалось, АЦТ является самым мощным течением Мирового океана и единственным, пересекающим сразу три океана. Северная граница АЦТ (рис. 1.13) в атлантическом секторе проходит в основном по 42° ю. ш., отклоняясь кое-где на $2 - 3^{\circ}$ к северу или югу. В Индийском океане она проходит около $41 - 42^{\circ}$ ю. ш. до 120° в. д., затем в районе Австралии смещается к югу до 50° ю. ш. и с незначительными отклонениями от нее доходит до м. Горн.

Более сложную траекторию описывает южная граница АЦТ.

Основные течения Мирового океана.
По В. Н. Степанову

Номер течения	Название течения
Южный океан	
1	Прибрежное Антарктическое
2	Антарктическое Циркумполярное (АЦТ)
Атлантический океан	
3	Фолклендское
4	Южно-Атлантическое
5	Игольное
6	Бразильское
7	Бенгельское
8	Южное Пассатное
9	Ангольское
10	Гвианское
11	Экваториальное противотечение
12	Гвинейское
13	Зеленого мыса
14	Антильское
15	Северное Пассатное
16	Канарское
17	Гольфстрим
18	Северо-Атлантическое
19	Лабрадорское
20	Ирмингера
21	Баффиново
22	Западно-Гренландское
Тихий океан	
3	Западно-Новозеландское
4	Восточно-Новозеландское
5	Восточно-Австралийское
6	Южно-Тихоокеанское
7	Перуанское
8	Южное Пассатное
9	Перу-Чилийское
10	Экваториальное противотечение
11	Минданао
12	Северное Пассатное
13	Мексиканское

Номер течения	Название течения
14	Калифорнийское
15	Курское
16	Северо-Тихоокеанское
17	Ойясо (Курильское)
18	Алеутское
19	Аляскинское
20	Восточно-Беринговоморское
Индийский океан	
3	Южно-Индийское
4	Мадагаскарское
5	Западно-Австралийское
6	Южное Пассатное
7	Сомалийское
8	Экваториальное противотечение
9	Западно-Аравийское
10	Восточно-Аравийское
11	Западно-Бенгальское
12	Восточно-Бенгальское
Северный Ледовитый океан	
1	Норвежское
2	Нордкапское
3	Восточно-Гренландское
4	Западное Арктическое (Трансарктическое)
5	Тихоокеанское

Ее максимальное северное положение отмечается на 55° ю.ш. между нулевым меридианом и 30° в. д., а максимальное южное положение — около 65° ю.ш. в индийском секторе. Таким образом, наибольшей ширины АЦГ достигает в индийском секторе (в среднем 2400 км), тогда как в атлантическом и тихоокеанском секторах ширина АЦГ уменьшается до 1500 км.

По разным оценкам, расход АЦГ в пр. Дрейка составляет 110 — 130 св, в Атлантическом океане мощность течения увеличивается до 170 — 190 св, в Индийском океане перенос уменьшается до 140 — 160 св и, наконец, в Тихом океане расход АЦГ меняется от 160 св в западной части до 110 св у берегов Южной Америки. По уменьшению количества воды, поступающей из Тихого океана в Атлантический, можно заключить, что Перуанское течение питается

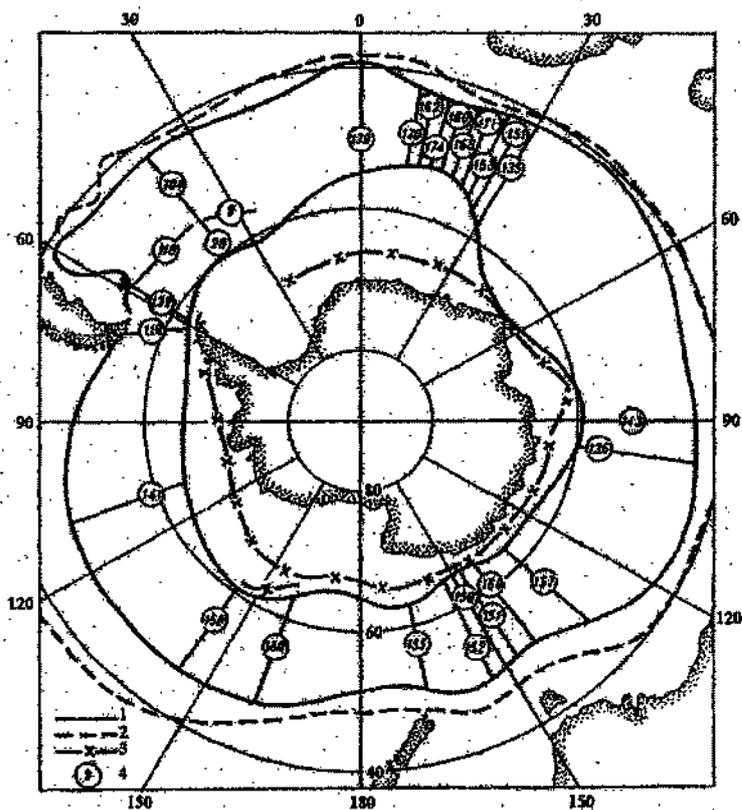


Рис. 1.13. Схема границ Антарктического Циркумполярного течения.

1 — границы АЦТ, 2 — субантарктический фронт, 3 — антарктическая дивергенция, 4 — расколы воды в свердрупсах.

водами АЦТ в значительно большей степени, чем два других компенсационных потока (Бенгельское и Западно-Австралийское). Кроме того, увеличение переноса воды от пр. Дрейка к восточным границам Атлантики означает, что именно здесь происходит наиболее значительное пополнение АЦТ главным образом за счет вод умеренной зоны.

Средняя скорость АЦТ составляет 25 – 30 см/с, иногда до 50 см/с. В поверхностном 200-метровом слое течение почти не меняет своей мощности и интенсивности. Ниже оно начинает ослабе-

вать, причем этот процесс нарастает с востока на запад. В промежуточной зоне скорость падает до 5 – 10 см/с, а к нижней границе ее сплошной поток практически исчезает. Глубинного противотечения под АЦТ не обнаружено, хотя предположение о его существовании высказывалось неоднократно.

Другим очень мощным течением Мирового океана является Гольфстрим. Его историческое название (в переводе с англ. «течение залива») отражает существовавшее ранее предположение о том, что источником Гольфстрима служат воды Мексиканского залива. В действительности вклад этих вод в Гольфстрим значителен, но не является определяющим.

Собственно Гольфстримом называют течение от Флоридского пролива до Большой Ньюфаундлендской банки. Системой же Гольфстрим принято называть всю совокупность западных пограничных течений североатлантической САС, а в некоторых случаях предлагается включать в эту систему все продолжения Северо-Атлантического течения вплоть до Северного полярного бассейна. Таким образом, в систему Гольфстрим входят Флоридское и Антильское течения, собственно Гольфстрим и различные ветви Северо-Атлантического течения.

Флоридское течение формируется в Мексиканском заливе из приносимых сюда вод Южного Пассатного течения из Карибского моря. Данное течение характеризуется высокой скоростью в поверхностном слое, особенно во Флоридском проливе, где зачастую превышает 1 м/с, а расход течения составляет около 30 св. Выйдя из Флоридского пролива, оно поворачивает на север вдоль материкового склона. Недалеко от Багамских островов происходит слияние Флоридского и Антильского течения, которое также следует на север вдоль восточного берега Кубы и имеет расход около 30 св. Именно район слияния этих течений представляет собой поток Гольфстрима.

Вначале Гольфстрим следует вдоль материкового склона до м. Хаттерас, где его расход составляет 64 св. Возле м. Хаттерас Гольфстрим отходит от материкового склона и поворачивает на северо-восток к о. Ньюфаундленд. При этом его расход резко возрастает до 100 – 120 св в основном за счет подтока воды со стороны Саргассова моря. Юго-восточнее Ньюфаундленда Гольфстрим встречается и смешивается с холодными водами Лабрадорского течения. В месте встречи образуется резкий гидрологический фронт. Зарегистрированы случаи, когда на расстоянии 100 м температура менялась на 10 °С.

Заметим, что перемешивание Лабрадорского течения происходит прежде всего с северной ветвью Гольфстрима, называемой Течением склоновых вод. Оно отделяется от основного потока в районе $60 - 65^\circ$ з.д. и следует параллельно Гольфстриму.

Кроме того, в этом же районе, получившем название дельты Гольфстрима, происходит его разделение на ряд ветвей, образующих систему Северо-Атлантического течения и целого спектра вихрей различного масштаба. Причинами такого разделения служат Ньюфаундлендский подводный хребет, который выступает как барьер на пути Гольфстрима, а также частично и Лабрадорское течение.

Основная ветвь Северо-Атлантического течения, которая является прямым продолжением собственно Гольфстрима, сначала идет параллельно северной ветви, затем, достигнув 50° с.ш. и 40° з.д., поворачивает на северо-восток. Южнее Исландии от него ответвляется течение Ирмингера. Основная часть Северо-Атлантического течения переваливает порог Томсона и входит в Норвежское море под названием Норвежского течения. Последними ветвями системы Гольфстрим являются Нордкапское течение, проходящее в южной части Баренцева моря, и Шпицбергенское течение, пополняющее глубинную прослойку атлантических вод в Северном Ледовитом океане.

Южная ветвь Северо-Атлантического течения сначала следует на восток вдоль $42 - 45^\circ$ с.ш. После пересечения Среднего Атлантического хребта отклоняется в югу как Португальское течение, которое в свою очередь дает начало Канарскому течению. Наконец, южная ветвь Гольфстрима, образованная в результате воздействия на поток Восточного Ньюфаундлендского хребта, направляется на юг и служит естественной восточной границей Саргассова моря.

Одной из примечательных черт Гольфстрима является меандрирование, т. е. процесс волнообразного искривления его траектории. Максимальные амплитуды меандров могут достигать 500 км и более. Меандры спорадически трансформируются в циклонические и антициклонические вихри.

Сезонная изменчивость расходов воды на отдельных участках системы Гольфстрим неодинакова. Отчетливый максимум расхода воды Флоридского течения отмечается в июле – августе, а два минимума – в марте и ноябре. Амплитуда внутригодовых колебаний составляет 6,3 св, или 22 % от среднегодового расхода. Максимум собственно Гольфстрима наблюдается в апреле, а основной

минимум — в декабре. Амплитуда внутригодовых колебаний на этом разрезе равна 21 св, или 27 %, а на разрезе через Фареро-Шетландский пролив она составляет 2,2 св, или 55 %. Таким образом, по мере продвижения системы Гольфстрим к северу изменчивость ее вод повышается.

Близким аналогом Гольфстрима является течение Куроисио в Тихом океане. Оно формируется из северной ветви Северного Пассатного течения, которая направляется вдоль восточного берега Филиппин к о. Тайвань. Здесь это течение называют Формозским. От о. Тайвань оно поворачивает на северо-восток к берегам Японии уже под названием Куроисио. На этом участке расход Куроисио постоянно увеличивается за счет дополнительного вовлечения в общий поток прилегающих к течению вод. На широте южных Японских островов расход Куроисио достигает примерно 60 св, что почти в два раза превышает расход у берегов Тайваня. На пути в Японию Куроисио, как и Гольфстрим, образует несколько крупных почти стационарных меандров, амплитуда которых составляет около 100 — 150 км при длине 300 — 500 км. Средняя скорость здесь превышает 100 см/с, а в середине потока — даже 150 — 200 см/с.

Восточнее 140° в.д. после встречи с холодным Курильским течением, называемым также Ойясио (аналогом Лабрадорского течения), Куроисио отходит от берегов Японии и движется в восточном направлении. Между 150 и 160° в.д. от него отделяется ветвь, которая поворачивает к югу, а затем к юго-западу, т. е. имеет направление, обратное основному потоку. Эта ветвь носит название Противотечение Куроисио (аналог южной ветви Гольфстрима). Естественным продолжением Куроисио служит Северо-Тихоокеанское течение, началом которого принято считать меридиан 160° в.д. Одновременно здесь же формируется Алеутское течение, которое сначала движется параллельно Северо-Тихоокеанскому течению. Границей между ними служит полярный фронт. Возле 160° з.д. первое течение поворачивает к северу, а второе — к югу и переходит в Калифорнийское течение (аналог Канарского течения), которое и замыкает северную САС.

1.8. Особенности циркуляции вод в экваториальной зоне Мирового океана

Экваториальная зона Мирового океана является относительно самостоятельной областью Мирового океана с присущими только ей особенностями циркуляции вод. Прежде всего они связаны с горизонтальной составляющей угловой скорости вращения

Земли – параметром Кориолиса. При переходе через экватор меняется знак отклоняющей силы вращения Земли, вследствие чего в экваториальной зоне стабилизируются восточные зональные потоки. Течения вблизи экватора имеют высокие скорости вследствие малых значений параметра Кориолиса при сохранении больших меридиональных градиентов плотности. И если по вертикали и в меридиональном направлении потоки вод относительно невелики, то зональные течения в области экватора – одни из самых протяженных в Мировом океане. На рис. 1.14 приведена схема поверхностных течений в тропической зоне Атлантического океана. В других океанах характер поверхностной циркуляции идентичен. Мы видим Северное Пассатное и более сильное Южное Пассатное течения, простирающиеся в меридиональном направлении к югу практически от 2° с.ш. Между ними в летний период четко прослеживается Экваториальное межпассатное противотечение в полосе $5 - 8^{\circ}$ с.ш., переходящее у берегов Африки в Гвинейское течение. В целом в экваториальной зоне доминирует западный поверхностный перенос. Под слоем западного поверхностного переноса вблизи экватора располагается восточное Экваториальное противотечение. Оно обнаруживается во всех океанах, но впервые было открыто в Тихом океане в 1951 г. В августе 1952 г. специальная экспедиция под руководством Т. Кромвелла подтвердила существование на экваторе сильной восточной подповерхностной струи течения, которое после гибели Т. Кромвелла в 1958 г. стали называть течением Кромвелла. Вскоре аналогичное течение в Атлантическом океане было открыто в 1959 г. с борта научно-исследовательского судна «Михаил Ломоносов» и было названо течением Ломоносова. Зимой 1959-60 гг. российские океанологи обнаружили подповерхностное противотечение и в Индийском океане, существование которого было подтверждено в 1962-63 гг. английскими исследователями. Этому течению было присвоено имя безвременно ушедшего из жизни российского ученого-океанолога Б. А. Тареева.

Таким образом, к 60-м годам было показано, что подповерхностные течения, восточного направления, противотечения под экватором – глобальная черта циркуляции вод в экваториальной зоне океана.

На рис. 1.15 даны зональная и меридиональная составляющие скорости течений на трех разрезах в Северной Атлантике, по данным трех российских экспедиций, а на рис. 1.16 – общая схема циркуляции подповерхностных вод в экваториальной зоне по

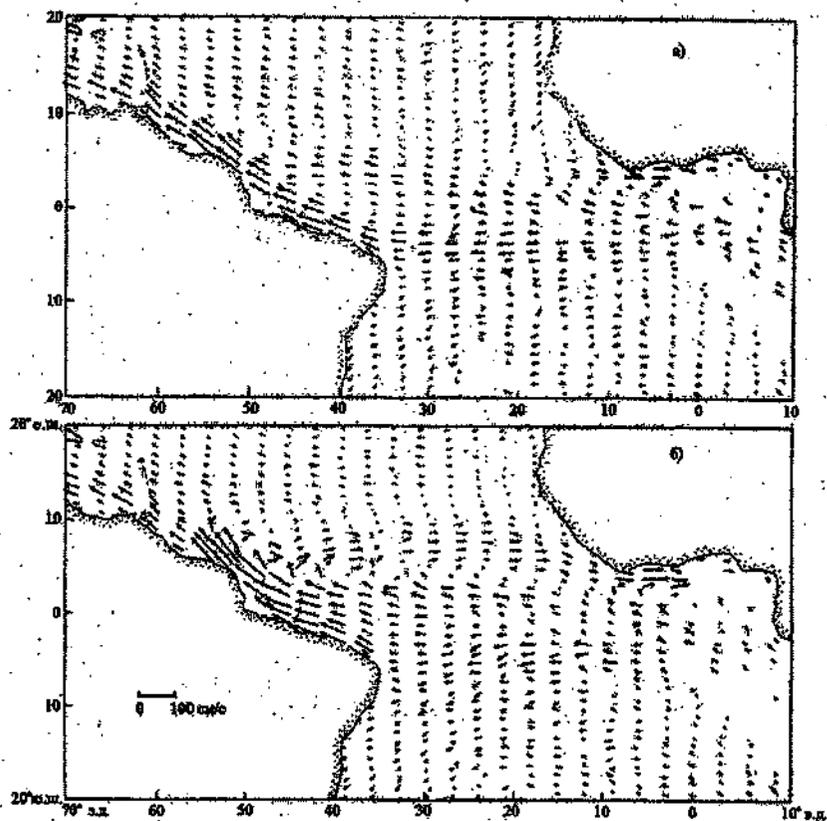


Рис. 1.14. Поверхностные течения в тропической зоне Атлантического океана в феврале – апреле (а) и в августе – октябре (б).
По П. Л. Ричардсону и Т. К. Мак-Ки (1984 г.).

данным В. А. Бубнова (1990 г.), который следующим образом описывает подповерхностную циркуляцию в этой зоне:

Источниками вод системы экваториальных подповерхностных противотечений являются субтропические области повышенной солености к северу и югу от экваториальной зоны. Из южной субтропической области высокосолёные воды поступают в экваториальную область в потоке Бразильского противотечения. На 7° ю.ш. его ядро со скоростью более 80 см/с и соленостью около 37 ‰ располагается на глубине $100 - 200 \text{ м}$. В районе $5 - 6^{\circ}$ ю.ш. Бразильское противотечение дает восточное ответвление, которое служит истоком Южного экваториального подповерхно-

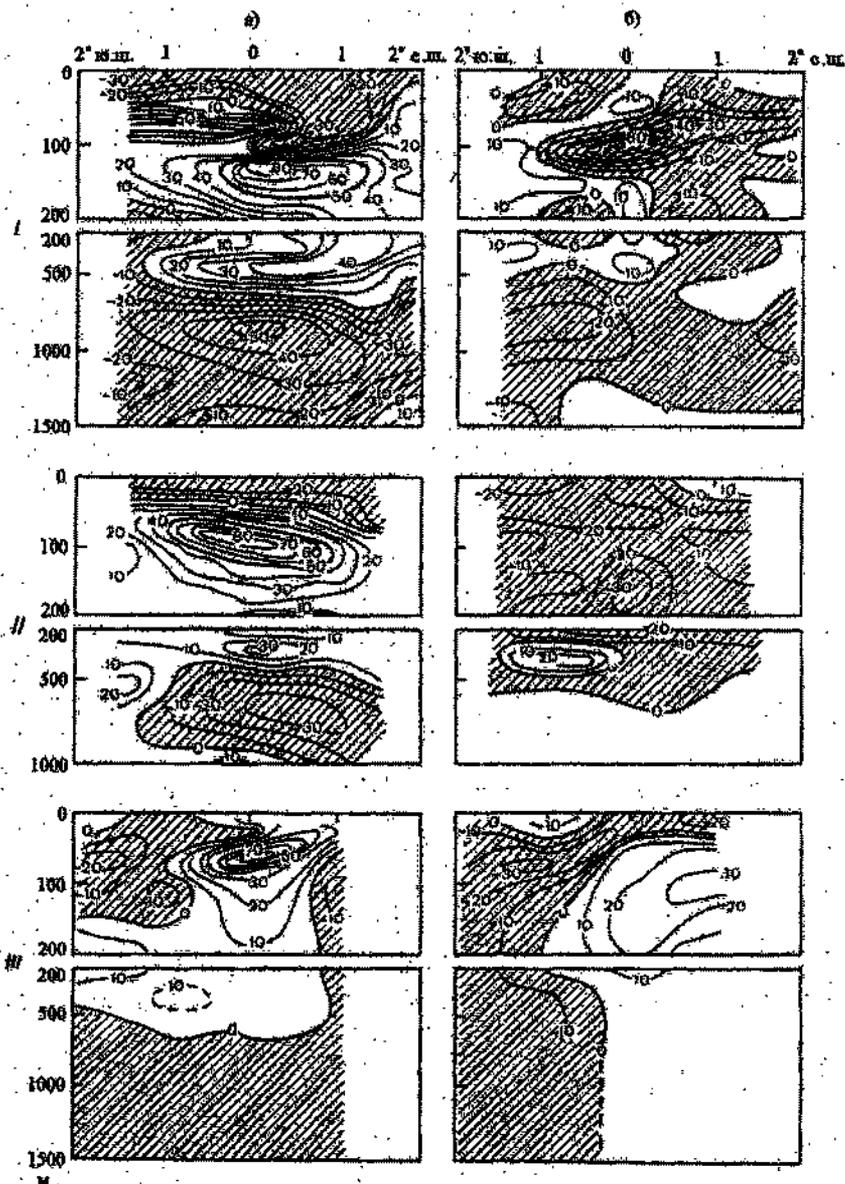


Рис. 1.15. Зональная (а) и меридиональная (б) составляющие скорости (см/с) на разрезах по 35° з. д. в октябре – ноябре 1963 г. (I), по $23^{\circ} 0'$ з. д. в сентябре 1974 (II) и по 6° в. д. в марте 1969 (III) (по данным автономных буйковых станций). По В.А. Бубову (1990 г.).

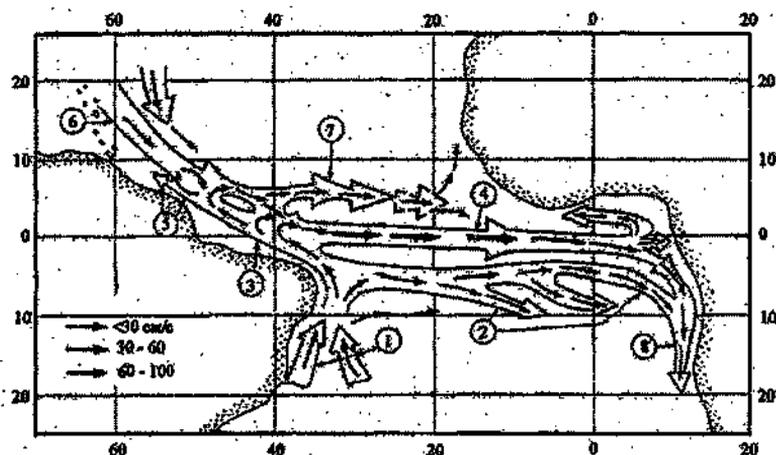


Рис. 1.16. Схема циркуляции подповерхностных вод в экваториальной зоне Атлантического океана. По В.А. Бубнову (1990 г.).

1 – Бразильское противотечение; 2 – Южное экваториальное подповерхностное противотечение; 3 – Северное Бразильское прибрежное течение; 4 – течение Ломоносова; 5 – Гвианское течение; 6 – Антило-Гвианское противотечение; 7 – Северное экваториальное подповерхностное противотечение; 8 – Ангольское прибрежное течение.

стного противотечения, пересекающего всю Атлантику в широтном направлении. Северная граница этого течения располагается на $2,5 - 3^\circ$ ю.ш., а южная – на $5,5 - 6^\circ$ ю.ш. Оно распространено на глубинах 100 – 400 м, со стержнем на глубине 150 – 200 м. Его характерные скорости – $25 - 35$ см/с.

Основной поток Бразильского противотечения после разветвления продолжает движение к северу. Часть вод этого течения после пересечения экватора в районе $40 - 42^\circ$ з.д. поворачивает к востоку, давая начало течению Ломоносова. Еще далее к северу, на $45 - 50^\circ$ з.д., большая часть Бразильского противотечения поворачивает к востоку и юго-востоку, подпитывая водами течение Ломоносова и формируя Северное Экваториальное подповерхностное противотечение.

Течение Ломоносова зарождается на $40 - 42^\circ$ з.д. на $1 - 1,5^\circ$ широты севернее экватора, в слое 50 – 150 м, где имеет соленость $36,4 - 36,5$ ‰. По крайней мере до $5 - 6^\circ$ в.д. течение во все сезоны года следует вдоль экватора в форме восточной подповерхностной струи с одним ядром скорости, и только при под-

ходе к африканскому побережью оно раздваивается. Его скорость достигает 80 см/с.

Относительно Северного Экваториального подповерхностного противотечения известно мало. Оно располагается в слое 100 – 800 м. Оценки расходов противотечений свидетельствуют, что самое мощное из них – течение Ломоносова ($36,4 \cdot 10^6$ м³/с), затем Южное ($20,5 \cdot 10^6$ м³/с) и Северное ($18,1 \cdot 10^6$ м³/с) Экваториальные подповерхностные противотечения. По оценкам средний расход течения Кромвелла в Тихом океане составляет от $22,9 \cdot 10^6$ до $32,5 \cdot 10^6$ м³/с при значительно более слабых Южном и Северном Экваториальных подповерхностных противотечениях ($4,3 \cdot 10^6$ – $9,8 \cdot 10^6$ м³/с). По Индийскому океану четких оценок расходов противотечений нет.

1.9. Циркуляция вод Северного Ледовитого океана

Поверхностная циркуляция вод Северного Ледовитого океана представлена на рис.1.17. Как уже указывалось, по схеме видно, что вся центральная часть Арктического бассейна занята Трансарктическим течением – потоком вод от Берингова пролива до пр. Фрама. В направлении Североамериканского континента в Трансарктическом течении имеет место мощный антициклонический круговорот вод. На акватории сибирских арктических морей и в Баренцевом море наблюдаются достаточно выраженные циклонические круговороты, особенно характерные для морей Лаптевых и Карского. В Североевропейском бассейне, включающем Норвежское, Гренландское и Баренцево моря, определяющими являются Норвежское течение, служащее продолжением Северо-Атлантического течения (его ветвью), которое на подходе к Баренцеву морю разделяется на Нордкапское течение, следующее вдоль южной окраины Баренцева моря до Новой Земли, и Шпицбергенское течение, направленное к северу и следующее до западных берегов Шпицбергена и пр. Фрама. Часть вод Шпицбергенского течения при подходе к проливу Фрама поворачивает на запад, затем на юг, следуя вместе с мощным потоком вод Восточно-Гренландского течения, являющегося продолжением Трансарктического течения. Далее эти воды, смешанные с водами Восточно-Гренландского течения, образуют ряд циклонических круговоротов в Гренландском море, где и образуются глубинные воды Мирового океана.

Характер глубинной циркуляции Арктического бассейна представлен на блок-схеме (рис.1.18). Из рисунка видно, что

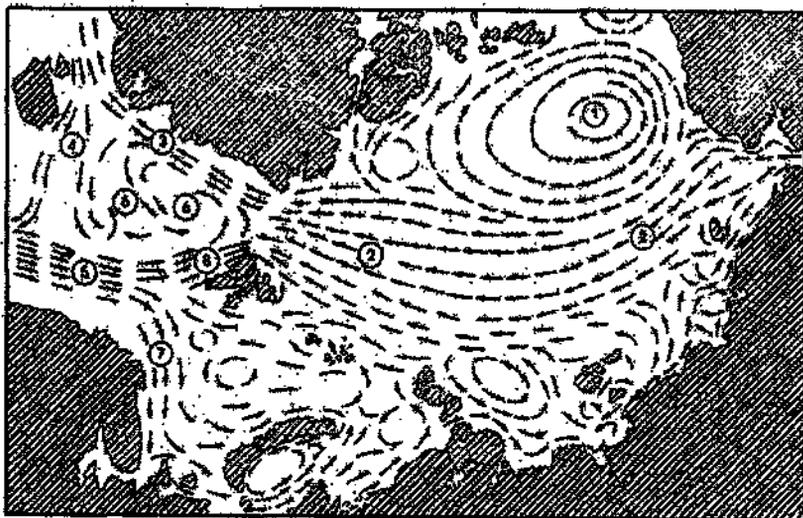


Рис. 1.17. Схема циркуляции поверхностных вод Северного Ледовитого океана. По Е. Г. Никифорову, А. О. Шпайхеру (1980 г.).

1 – антициклонический круговорот вод Арктического бассейна; 2 – Трансарктическое течение; 3 – Восточногренландское течение; 4 – Западногренландское и Восточногренландские течения; 5 – Норвежское течение; 6 – система циклонических течений Северо-Европейского бассейна; 7 – Нордкапское течение; 8 – Шпицбергенское течение.

теплые атлантические воды Шпицбергенского течения, встречаясь с водами Трансарктического течения, опускаются на глубину 200 – 300 м и далее следуют вдоль азиатского материкового склона, постепенно заглубляясь. При подходе к хребту Ломоносова поток атлантических вод разветвляется: одна его часть проникает в американский суббассейн, а другая поворачивает на север вдоль хребта Ломоносова. В американском суббассейне атлантические воды движутся в общем направлении против часовой стрелки, т. е. в циклоническом круговороте. В американском бассейне распространены также воды, поступающие из Тихого океана через Берингов пролив и участвующие в общем антициклоническом движении поверхностных и подповерхностных вод.

1.10. Вихри в океане

В 1970 г. при выполнении длительных наблюдений за течениями на гидрофизическом полигоне «Полигон – 70», расположен-

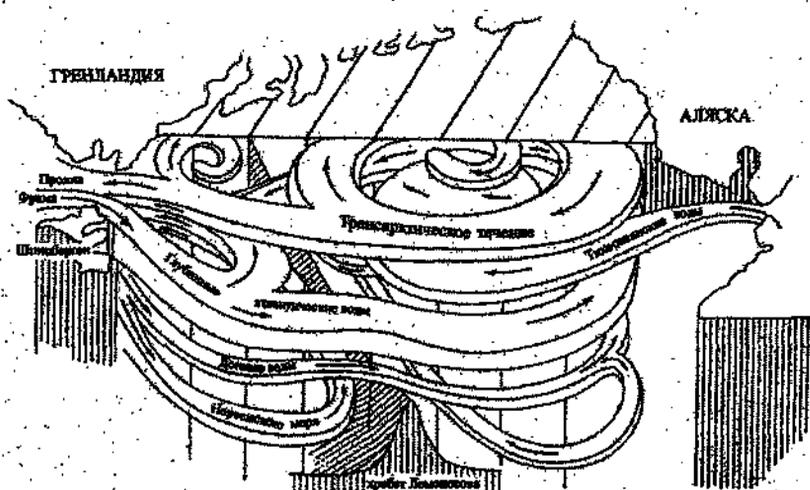


Рис. 1.18. Блок-схема глубинной циркуляции вод Арктического бассейна. По Е. Г. Никифорову и А. О. Шпайхеру (1980 г.).

женном в тропической части Атлантического океана вблизи о-вов Зеленого мыса, российские ученые сделали замечательное открытие. Оказалось, что на фоне Северного Пассатного течения, в значительной степени определяющего гидрологический режим указанного района, развивались интенсивные вихревые движения, имеющие пространственные размеры около 100 – 300 км, а время жизни от десятков суток до десятков месяцев. Эти вихри, медленно перемещающиеся со скоростью 1 – 6 см/с по сложной петлеобразной траектории, преимущественно к западу, обусловили нестационарность динамики вод в данном районе. Такая нестационарность общей циркуляции вод получила название синоптической изменчивости, а вихревые образования – синоптических вихрей.

В Мировом океане наблюдается большое разнообразие вихрей, которое в значительной степени обусловлено различными механизмами их генерации. Обычно выделяют *фронтальные вихри*, *вихри открытого океана*, возникающие вследствие внутренней бароклинной неустойчивости, *топографические вихри*, связанные с обтеканием подводных препятствий водными массами, и *синоптические вихри*, порожденные атмосферными процессами (тайфунами, интенсивными циклонами и т. п.).

По знаку вращения вод вихри делятся на *циклонические* и *антициклонические*. По пространственным масштабам они подразделяются на вихри *крупномасштабные* (диаметр 50 – 250 км), *промежуточного масштаба* (диаметр 10 – 50 км) и *мезомасштабные* (диаметр менее 10 км).

По продолжительности существования вихри делятся на *квазистоянные*, *долгосуществующие* и *кратковременные*. В свою очередь долгосуществующие можно разделить на *молодые* (до 1 года), *старые* (более 1 года), *регенерированные*.

Наиболее хорошо изучены фронтальные и вихри открытого океана. Фронтальные вихри, называемые иногда рингами, или кольцами, возникают во фронтальных зонах меандрирующих течений, таких, как Гольфстрим, Куроисио и др.

Рассмотрим процесс образования этих вихрей, состоящий из нескольких стадий, на примере Гольфстрима. На первой стадии (рис. 1.19) формируется крупномасштабный меандр, который в случае циклонической кривизны простирается в область вод Саргассова моря, а в случае антициклонической кривизны – в область склоновых вод. На второй стадии меандр из волнообразной формы преобразуется в петлеобразную с узким основанием, через которое внутрь циклонического меандра поступает склоновая водная масса,

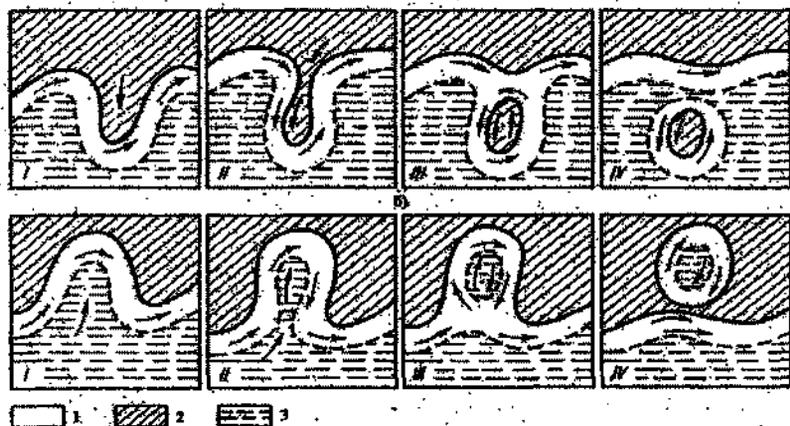


Рис. 1.19. Схема трансформации меандра Гольфстрима в циклон (а) и антициклон (б). По Е.И. Баранову.

I – IV – стадии процесса, 1 – вода Гольфстрима, 2 – склоновая вода, 3 – вода Саргассова моря

в внутрь антициклонического меандра — водная масса Саргассова моря. По мере движения вниз по течению и достижения критических размеров происходит отсечение меандров и наступает третья стадия. Для нее характерна полная изоляция вод внутри меандра от вод Гольфстрима. При этом стержень течения выпрямляет свою траекторию в районе основания меандра. На четвертой стадии происходит окончательное отделение циклона (антициклона) от Гольфстрима, причем с северной стороны от основной струи формируются антициклоны, а с южной — циклоны. Внутри антициклонов температура и соленость выше, а внутри циклонов ниже, чем в окружающих водах. Особенно значительными являются перепады температуры, которые могут достигать 10 °С. Орбитальная скорость вращения в рингах может составлять до 2 — 3 м/с, а время жизни — до нескольких лет. Одновременно в системе Гольфстрима наблюдается 10 — 12 вихрей разного знака, которые перемещаются преимущественно в западном или юго-западном направлении.

В отличие от фронтальных вихрей вихри открытого океана являются «свободными», ибо они перемещаются как планетарные волны Россби, не увлекая за собой водные массы. Поскольку волны Россби обладают таким свойством, их зональная составляющая фазовой скорости всегда направлена с востока на запад, свободные вихри также перемещаются в основном в западном направлении. При этом они довольно часто проявляются как комбинация нескольких следующих друг за другом вихрей, т. е. в виде «плотной упаковки».

Особого внимания заслуживает изучение энергетической роли синоптических вихрей. По некоторым оценкам, их кинетическая энергия превосходит в 10 — 20 раз кинетическую энергию крупномасштабных течений. Не вызывает сомнений существенное влияние синоптических вихрей на циркуляцию и динамические процессы в океане. В частности, благодаря им происходит значительная активизация процессов обмена теплом, солями и другими субстанциями между поверхностными и глубинными водами.

Аналогом океанических вихрей являются атмосферные синоптические вихри (циклоны и антициклоны), в значительной степени обуславливающие погодные условия на земном шаре. При этом циклоны связаны с областями низкого давления, а антициклоны — с областями высокого давления.

В отличие от океанских вихрей атмосферные циклоны и антициклоны имеют значительно более высокие как пространственные масштабы (от нескольких сотен до нескольких тысяч километ-

ров), так и скорость перемещения (до нескольких десятков км/ч). Вместе с тем время их жизни (до нескольких суток) намного уступает времени жизни океанских вихрей. Эти различия прежде всего обусловлены большим отличием как пространственных масштабов атмосферы и Мирового океана, так и их вертикальной структуры.

К вихревым образованиям относятся и так называемые грибовидные течения, открытые сравнительно недавно, в начале 80-х годов, К. Н. Федоровым, причем не совсем обычным путем – на основе анализа спутниковых изображений океана. Грибовидные течения – это сферическая форма движения, развивающаяся в приповерхностном слое океана и представляющая собой сочетание узкого струйного течения с парой вихрей противоположного знака на конце, т. е. диполей. Вследствие этого вихревая структура в целом напоминает гриб в разрезе (рис. 1.20).

В отличие от синоптических вихрей грибовидные течения характеризуются гораздо меньшими пространственно-временными масштабами (диаметр вихревых диполей составляет 60 – 100 км, а время их жизни не превышает обычно нескольких суток). Принято выделять две фазы в развитии грибовидных течений. Первая фаза очень быстрая: ее продолжительность всего от нескольких часов до суток. В течение этого времени развивается струйное течение, а вихри-диполи очень малы и проявляются в виде «шляпок», диаметр которых не превышает 20 – 35 км.

Вторая фаза эволюции грибовидных течений более медленная и продолжается от двух суток до одной недели. В этот период растут «шляпки» вихрей-диполей до 60 – 100 км; а скорость струйного течения замедляется. Грибовидные течения – это типичная мезомасштабная

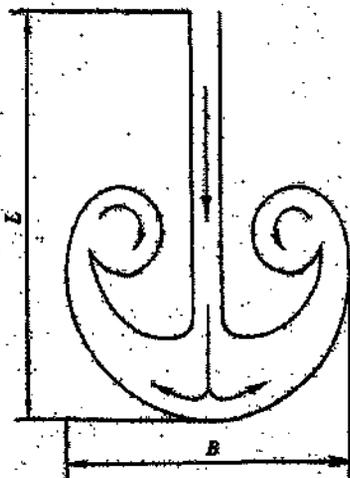


Рис. 1.20. Схема грибовидного течения в океане. По К.Н. Федорову.

форма движения в океане. Она свойственна нестационарному состоянию приповерхностного слоя и возникает при резком изменении локального импульса.

Источники и механизмы локальных импульсных возмущений в океане очень многообразны. Они могут быть вызваны воздействием на поверхность океана воздушных струйных потоков, разностью уровня за счет стока рек, водообмена через проливы, локальной неустойчивостью синоптических вихрей, таянием льда и т. д. Данные спутниковых наблюдений показывают, что грибовидные структуры течений в океане развиваются в тех случаях, когда имеется необходимая комбинация обязательного источника (локального импульсного возмущения) и физических условий (стратификация вод, близость береговой черты).

Резко выраженная нестационарность грибовидных течений делает практически невозможным их изучение на основе лишь инструментальных измерений в океане. Поэтому в настоящее время анализ их кинематики и динамики производится как с помощью дистанционных наблюдений с ИСЗ, так и путем лабораторного и гидродинамического моделирования.

Исследования последних нескольких лет показали, что в океане широко распространен еще один тип мезомасштабных вихревых образований — так называемых *внутритермохалинных вихрей*. Эти вихри, в отличие от грибовидных структур, являются локальными долгоживущими образованиями (до 3 — 5 лет), преимущественно наблюдающимися в термоклине или пикноклине. Внутритермохалинный вихрь представляет собой вращающееся линзообразное водное образование (ограниченный объем воды толщиной несколько сотен метров и диаметром несколько десятков километров). При этом максимум орбитальной скорости (25 — 50 см/с) наблюдается на уровне ядра, которое имеет ярко выраженные аномальные термохалинные характеристики. Примечательно, что со временем эти аномальные динамические и термохалинные свойства ядра линзы-вихря мало меняются, практически оставаясь неизменными, несмотря на то, что сам внутритермохалинный вихрь перемещается в пространстве на большие расстояния.

Особый интерес в этом отношении представляют внутритермохалинные вихри средиземноморского происхождения. Они существуют в соответствии со своей плотностью в промежуточном слое 800 — 1600 м и переносят воду от пр. Гибралтар до Саргассова моря, т. е. на расстояние 5000.— 8000 км от очага своего образования. По данным седьмого рейса УЭС «Профессор Сер-

гей Дорощев», проходившего весной 1987 г., в центре такого вихря аномалии температуры и солености достигали $2,5^{\circ}\text{C}$ и $0,8\text{‰}$ соответственно.

Внутриртермохалинные вихри изучены еще недостаточно. Особенно это касается механизмов их генерации, причин их удивительного долголетия и т. д.

1.11. Океанические фронты

Фронтальные зоны и фронты относятся к числу наиболее сложных физических явлений в океане. Возможно поэтому, до настоящего времени не утихают дискуссии не только о природе и структуре фронтов, но и о терминологии и критериях их выделения. В общем случае все фронтальные явления целесообразно разделить на три самостоятельные категории (типа): фронтальная зона, фронтальный раздел и собственно фронт.

В соответствии с определением К. Н. Федорова *фронтальной зоной* будем считать такую зону в океане, в которой пространственные градиенты основных термодинамических и химических характеристик значительно обострены по сравнению с их средним равномерным распределением. В свою очередь *фронтальный раздел* — это поверхность внутри фронтальной зоны, совпадающая с поверхностью максимального градиента одной или нескольких характеристик (температуры, солености, плотности, скорости и т. д.). Тогда *фронт* представляет собой след пересечения фронтального раздела с любой выбранной поверхностью, в частности со свободной поверхностью океана.

При выделении крупномасштабных фронтальных зон по температуре воды используется, например, численный критерий вида

$$G_{\text{фр}} > 10 G_{\text{ср}}$$

где $G_{\text{фр}}$ — горизонтальный градиент температуры во фронтальной зоне; $G_{\text{ср}}$ — средний климатический градиент температуры в рассматриваемой области.

Все фронтальные зоны в океане можно разделить на климатические и синоптические. Климатические квазистационарные фронтальные зоны связаны с глобальным распределением солнечной радиации, испарения и осадков, а также деформационными полями, порожденными общей циркуляцией океана и атмосферы. Синоптические фронтальные зоны обусловлены процессами синоптического масштаба, происходящими в океане и атмосфере. В

отличие от климатических фронтальных зон эти зоны характеризуются короткопериодными (десятки суток – месяцы) обострениями пространственных термодинамических характеристик.

В свою очередь климатические фронтальные зоны по пространственным масштабам делятся на четыре подкласса: планетарные, локальные, топографические и придонно-бентические (табл. 1.5), в то время как синоптические фронтальные зоны подразделяются лишь на два подкласса: открытого океана и локальные. На рис. 1.21 приведены климатические фронтальные зоны.

Особенно интенсивные динамические процессы протекают в субполярных и полярных фронтальных зонах, где встречаются воды с наибольшим различием физико-химических свойств. Экваториальные и тропические фронтальные зоны менее динамичны, так как в районах их формирования различия в термодинамических свойствах вод выражены слабее, чем в высоких широтах.

Важнейшими отличительными свойствами фронтальных зон вне зависимости от масштабов являются их сложная структура, высокая динамическая активность, значительная пространственно-временная изменчивость и непредсказуемость перемещений самих

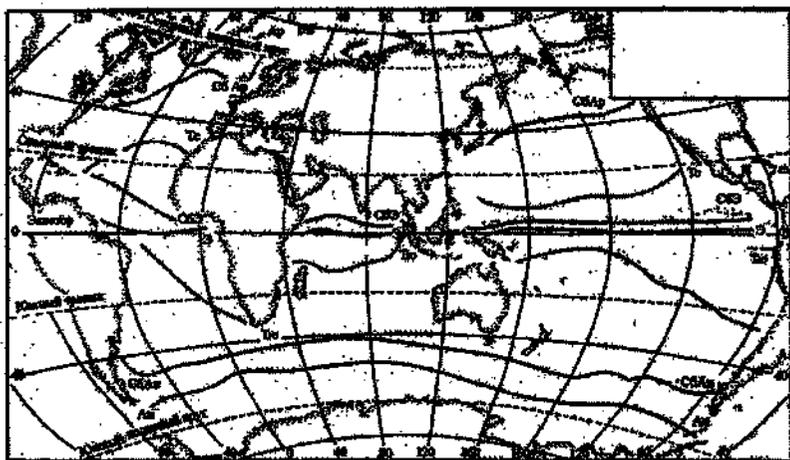


Рис. 1.21. Квазистационарные климатические фронтальные зоны в Мировом океане. По В.Н. Степанову.

Э – экваториальная, СБЭ – субэкваториальная, Тс – тропическая северная, Тро – тропическая южная, СБАп – субарктическая, СБАА – субантарктическая, Ар – арктическая, Ап – антарктическая.

зон в пространстве. О сложности структуры можно судить хотя бы по фронтальной зоне Гольфстрима, которая включает множество отдельных фронтальных разделов, прослеживающихся на расстоянии от 500 до 100 км и менее.

Как было установлено по данным наблюдений, несмотря на различные пространственно-временные масштабы фронтальных разделов, их можно охарактеризовать набором типичных значений различных параметров: перепадами температуры, солености, плотности и др. (табл. 1.6).

Таблица 1.5

Классификация фронтальных зон Мирового океана.
По К. Н. Федорову

Класс	Краткая характеристика
1. Климатические	1. Связаны с глобальным распределением солнечной радиации, испарения и осадков и деформационными полями, порождаемыми общей циркуляцией океана и атмосферы и другими постоянно действующими факторами.
1.1. Планетарного масштаба	1.1. Являются основными крупномасштабными элементами общей циркуляции вод океана
1.2. Локального взаимодействия	1.2. Являются зонами взаимодействия второстепенных ветвей общей циркуляции океанов или вод различных бассейнов, акваторий и климатических зон
1.3. Топографические	1.3. Являются результатом взаимодействия элементов общей циркуляции океанов и морей с крупномасштабными формами рельефа дна и конфигурации берегов
1.4. Придонные бентические	1.4. Являются частным случаем совместного проявления п. 1.2 и 1.3 в придонном слое трения в районах интенсивного водообмена между различными бассейнами и акваториями
2. Синоптические	2. Связаны с процессами синоптического масштаба в океане и атмосфере.
2.1. Открытого океана	2.1. Формируются в деформационных полях вихрей синоптического масштаба или возникают как следствие интенсивного локального взаимодействия океана и атмосферы
2.2. Локальные	2.2. Формируются в одних и тех же районах при возникновении благоприятных синоптических ситуаций в режиме взаимодействия океана и атмосферы

Таблица 1.6

Типичные масштабные характеристики фронтов Мирового океана.

По Ж. Н. Федорову

Характеристика	Типичные значения
Максимальный горизонтальный градиент основного свойства	
ширина зоны	10 м – 10 км
перепад температур	1 – 6 °С
перепад солености	0,2 – 10 ‰
перепад плотности	$10^{-1} - 10 \text{ кг/м}^3$ ($10^{-1} - 10 \text{ ед. } \sigma_t$)
Горизонтальный градиент (в пересчете на 1 км)	
температуры	0,1 – 10 °С
солености	0,1 – 10 ‰
плотности	$10^{-1} - 10 \text{ кг/м}^3$
Наклоны фронтальных разрезов	0,001 – 3,00

Что касается фронтальных зон, то они могут иметь существенно большую ширину (100 км и более), но значительно меньшие средние горизонтальные градиенты основных характеристик.

Итак, вследствие многочисленности, разнообразия и всемасштабности фронтальных разделов их следует считать важными параметрами сложной трехмерной структуры вод океана, связанными с локальной замкнутостью различных элементов общей циркуляции, вихревыми движениями вод и разнообразными процессами их перемешивания. Фронты и вихри неразрывно связаны друг с другом во всем диапазоне характерных для них пространственных масштабов, причем последние в совокупности с рядом других факторов формируют сложную «многофронтальную» структуру фронтальных зон океана.

Все более очевидным становится влияние пространственно-временной изменчивости крупномасштабных фронтальных зон на формирование и колебание погоды и климата Земли, но одновременно с этим она сама может служить индикатором изменений глобального климата. Наконец, фронтальные зоны являются областями повышенной биопродуктивности, чрезвычайно важными в промышленном отношении, а также могут служить естественными границами различных экосистем.

2. ВОЛНЫ В ОКЕАНЕ

2.1. Классификация волн и их основные элементы

Как известно, волны представляют собой колебательные движения частиц воды. Возникают они под воздействием самых разнообразных сил. Поэтому естественно классифицировать волны в океане прежде всего по силам, их вызывающим.

Со сжимаемостью воды связано существование в ней *звуковых волн*, рассмотренных в первой части учебного пособия. Электропроводность воды и наличие магнитного поля приводят к возможности возникновения *волн Альвена*. Однако поскольку магнитное поле Земли очень слабое, то и связанные с ним электромагнитные возвращающие силы ничтожны по сравнению с упругими и другими возвращающими силами в океане, и поэтому в океанологии ими обычно пренебрегают.

Гравитационные волны возникают благодаря возвращающему действию силы тяжести на частицы воды, смещенные относительно равновесных уровней. В качестве последних могут быть свободная поверхность или любая внутренняя поверхность в стратифицированной жидкости. Этот класс волн в океане и будет основным объектом нашего изучения.

Кроме гравитационной силы, на любой поверхности контакта двух различных по плотности жидкостей, в том числе воды и воздуха, возвращающей силой является сила поверхностного натяжения, которая порождает высокочастотные короткие *капиллярные волны*. Эти волны не играют существенного значения в океане, за исключением момента начала развития ветровых гравитационных волн, о чем будет сказано дальше.

С вращением Земли связано наличие силы Кориолиса, действующей под прямым углом к вектору скорости. Ее существование приводит к возникновению *инерционных волн*.

Наконец, изменения равновесной потенциальной завихренности, связанные с изменениями глубины или географической широты, порождают медленные крупномасштабные колебания, называемые планетарными колебаниями, или *волнами Россби*.

Эти пять основных типов океанских волн (звуковые, капиллярные, гравитационные, инерционные и планетарные) обычно наблюдаются вместе, поскольку пять основных возвращающих сил, действующих одновременно, являются причиной более сложных смешанных типов колебаний. Относительный вклад каждой возвращающей силы в каком-либо частном случае зависит от свойств среды, геометрии бассейна, характеристик самих волн.

Рассмотрим более подробно гравитационные волны. По происхождению их можно разделить на четыре основных типа.

Ветровые волны, возникающие под действием ветра с периодом 0,1 – 30 с.

Анемобарические волны, обусловленные изменениями атмосферного давления, сгонно-нагонным действием ветра и другими метеорологическими причинами, приводящими к изменению уровня. Их период от нескольких минут до нескольких часов или даже суток.

Сейсмические волны, возникающие при резких подвижках дна океана, с периодом от нескольких до десятков минут.

Приливные волны, вызываемые приливообразующими силами Луны и Солнца и имеющие период от нескольких часов до многих суток.

Кроме того, гравитационные волны могут быть классифицированы по другим определяющим параметрам. Так, по расположению относительно уровенной поверхности моря волны бывают *поверхностными* и *глубинными*, или *внутренними*, возникающими в стратифицированной жидкости. Внутренние волны наиболее заметны на границе раздела вод с различной плотностью. В зависимости от соотношения длины волны и глубины моря волны делятся на *короткие*, длина которых незначительна по сравнению с глубиной, и *длинные*, у которых длина волны заметно превосходит глубину. В открытом море мы обычно имеем дело с короткими волнами, а длинные волны там практически незаметны. В то же время у берегов, в узкостях и мелководьях они часто являются преобладающими. По развитию волны делятся на *установившиеся* и *неустановившиеся*, т.е. развивающиеся или затухающие.

По характеру распространения волны подразделяются на *поступательные* (прогрессивные), когда видимая форма волны перемещается в пространстве, и *стоячие*, видимая форма которых в пространстве не перемещается.

Наконец, поверхностные ветровые волны обычно разделяют на три типа в зависимости от характера воздействия вынуждающей силы: ветровые волны, находящиеся под непосредственным воздействием ветра, – *вынужденные волны*; волны, которые наблюдаются после прекращения ветра или выхода волн из зоны действия ветра, – *свободные волны*, или *волны зыби*, *смешанное волнение*, когда вынужденные ветровые волны накладываются на волны зыби.

В волнах выделяются следующие элементы:

волновой профиль – линия пересечения взволнованной поверхности моря с вертикальной плоскостью, ориентированной в направлении распространения волны;

средний волновой уровень – горизонтальная линия, пересекающая волновой профиль так, что суммарные площади выше и ниже этой линии одинаковы;

спокойный невозмущенный уровень – уровень воды при отсутствии волнения.

Отдельные участки волнового профиля также имеют свои названия (рис. 2.1):

гребень волны – часть волны, расположенная выше спокойного уровня;

ложбина волны – часть волны, расположенная ниже спокойного уровня;

вершина волны – самая высокая точка гребня;

подошва волны – самая низкая точка ложбины;

фронт волны – линия гребня волны в плане.

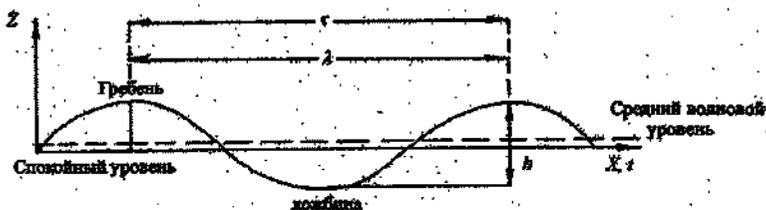


Рис. 2.1. Основные элементы волны.

Геометрические элементы волны:

высота волны h – превышение вершины волны над соседней подошвой;

длина волны λ – горизонтальное расстояние между смежными подошвами или вершинами в направлении распространения волны;

длина гребня волны l – горизонтальное расстояние между гребнями или подошвами двух смежных ложбин в направлении, перпендикулярном генеральному направлению волны.

Наряду с основными элементами волны (h , λ и l) часто пользуются и их производными, к которым относятся:

крутизна волны $d = \frac{h}{\lambda}$ — отношение высоты волны к ее

длине;

коэффициент трехмерности $j = \frac{l}{\lambda}$ — отношение длины

гребня к длине волны.

Кинематические элементы волн: период и скорость волны.

Период волны τ — интервал между прохожденьями двух смежных вершин волн через фиксированную вертикаль.

Скорость волны C_ϕ — скорость перемещения гребня в направлении распространения волны, определяемая за короткий интервал времени, равный примерно периоду волны. Это связано с тем, что гребень конкретной ветровой волны можно проследить лишь в течение короткого времени, поскольку волновая поверхность в реальном море есть результат наложения волновых колебаний с разными периодами, различными по фазе (рис. 2.2). Поскольку распространяется только форма волны, то эта скорость обычно называется *фазовой*. В результате такого наложения волны, как правило, проходят группами с различным числом волн в каждой группе. В центре группы обычно находится более высокая волна, а впереди и позади нее — менее высокие волны. В процессе распространения группы волн передняя волна группы как бы «ныряет» под волновую поверхность, а позади группы появляются новые волны. Это приводит к тому, что гребень конкретной волны существует очень короткое время; одни гребни исчезают, другие появляются. Сравнительно долго можно наблюдать за гребнем конкретной волны только в случае распространения волн зыби.

Очевидно соотношение $C_\phi = \frac{\lambda}{\tau}$ или $\lambda = C_\phi \tau$. Кроме фазо-

вой скорости волны C_ϕ , элементами волны являются *угловая скорость* (ω) вращения частиц по орбитам и *линейная скорость* (v) орбитального движения частиц. Здесь очевидно соотношение $v = \omega r$ или $v = \omega a$, где r — радиус орбиты частицы, равный амплитуде волны a .

Для характеристики группы волн используются следующие параметры:

число волн в группе m ,

время прохождения группы волн через фиксированную точку T — период группы,

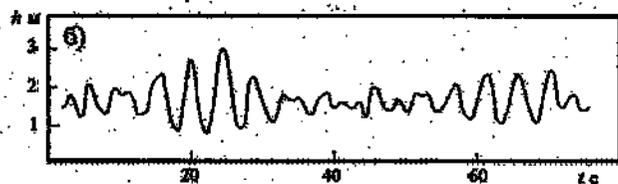


Рис. 2.2. Изолинии равных высот взволнованной поверхности моря по данным аэрофотосъемок с двух самолетов (а) и пример записи уровня в фиксированной точке (б). По И. Н. Давидану и др.

групповая скорость — $C_{гр}$,
наибольшая высота h^0 волны в группе и ее период τ^0 ,
высота h^+ и период τ^+ волны, следующей после наибольшей волны,
высота h^- и период τ^- волны, предшествующей основной,
разность между высотами наибольшей и наименьшей волн в группе H .

2.2. Основы трохондальной теории волн

Первые теоретические исследования волнения принадлежат Ньютону. Эти исследования были основаны на неверном допущении, что частицы воды колеблются по отвесным линиям, подобно гидравлическому маятнику. Однако они послужили отправной точкой последующих работ.

В 1802 г. чешский ученый, профессор Пражского университета Герстнер опубликовал лекции по теоретической и прикладной механике, в которых изложил решение задачи по теории волн в условиях идеальной жидкости бесконечно большой глубины. Это и было первое изложение теории трохондальных волн.

Трохондальная теория волн представляет собой решение одного из частных случаев волн конечной амплитуды, получающихся при движении частиц жидкости по замкнутым орбитам, имеющим форму круга.

Проведем следующий опыт. Бросим на волны зыби небольшой поплавок. Наблюдателю будет казаться, что волны движутся, бегут. В действительности же поплавок, то поднимается, то опускается, описывая замкнутую кривую, близкую по форме к окружности, и постоянно возвращается приблизительно в одно и то же начальное положение. Эти наблюдения и легли в основу трохондальной теории. В соответствии с этой теорией внешняя форма волны и законы движения частиц по орбитам определяются при следующих допущениях.

1. Море бесконечно глубоко и безгранично.
2. Отсутствуют силы внутреннего трения.
3. Все частицы, принимающие участие в волновом движении, описывают круговые орбиты.
4. Радиусы орбит всех частиц, лежавших до возникновения волнения на одной и той же горизонтали, одинаковы.
5. Все частицы, находившиеся до начала волнения на одной и той же вертикали, во время волнения находятся в одной и той же фазе.

Трохоидальный профиль волны заданной высоты и длины можно построить следующим образом. Если окружность радиусом R катить по горизонтальной прямой (рис. 2.3 а), то конец радиуса описывает циклоиду, а остальные точки радиуса описывают трохойды, соответствующие орбитам с радиусом r . Понятно, что циклоида является предельной кривой для семейства трохойд. Из рис. 2.3 а очевидно, что высота волн $h = 2r$ и $\lambda = 2\pi r$. Отсюда следует, что для построения трохойдального профиля волны необходимо принять $R = 2\pi/\lambda$ и $r = h/2$. Движение частиц воды в трохойдальной волне и поступательное движение формы волны наглядно видно из рис. 2.3 б.

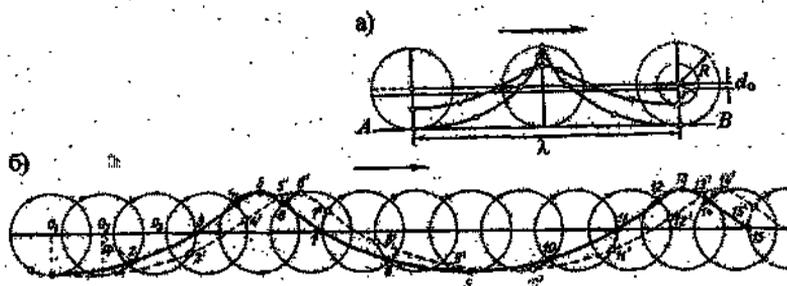


Рис. 2.3. График трохойды и циклоиды (а); движение частиц воды и формы трохойдальной волны (б).

Для определения координат точек трохойды x и z примем за ось x прямую, по которой катится круг, а за ось z — прямую, направленную вертикально вниз (рис. 2.4). За начало координат возьмем точку O , в которой точка M окружности радиусом R в начальный момент касается прямой, т. е. $OD = MD$.

Тогда для любой точки трохойды m получим следующие значения координат:

$$\begin{aligned} x &= MD - mE = R\theta - r \sin \theta, \\ z &= DC - EC = R\theta - r \cos \theta, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где θ — фаза или угол между радиусом, на котором находится данная точка m , и осью z .

Для точки M , т. е. для случая $r = R$ (циклоиды), получим

$$\begin{aligned} x &= R(\theta - \sin \theta), \\ z &= R(1 - \cos \theta). \end{aligned} \quad (2.2)$$

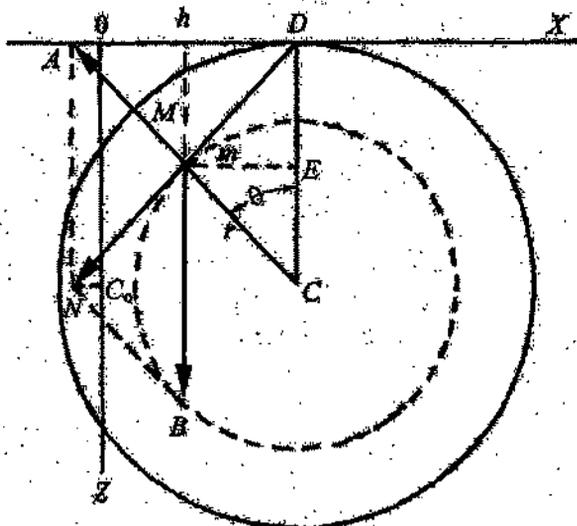


Рис. 2.4. Схема построения профиля трохоидальной волны.

Пусть m есть положение частицы воды, масса которой равна единице. Исходя из свойств трохоиды, линия mD есть нормаль к трохоиде в точке m . В то же время поверхность волны в точке m должна быть перпендикулярна равнодействующей двух сил, действующих на эту частицу, а именно силы тяжести $mD = g$ и центробежной $mA = \omega^2 r$. Так как $\Delta mNB \sim \Delta mDC$, то

$$\frac{R}{g} = \frac{r}{\omega^2 r} \quad \text{или} \quad \frac{R}{g} = \frac{1}{\omega^2}. \quad (2.3)$$

Отсюда нетрудно получить выражения для основных элементов волны.

1. Длина волны λ

$$\lambda = 2\pi R = \frac{2\pi g}{\omega^2}. \quad (2.4)$$

2. Угловая скорость ω . Из (2.3) $\omega = \sqrt{g/R}$, но $R = \lambda/2\pi$, тогда

$$\omega = \sqrt{2\pi g/\lambda}. \quad (2.5)$$

3. Период волны τ

$$\tau = 2\pi R/v = 2\pi R/\omega R = 2\pi/\omega.$$

С учетом (2.5) получаем

$$\tau = \sqrt{2\pi\lambda/g}. \quad (2.6)$$

4. Фазовая скорость C_ϕ

$$C_\phi = \frac{\lambda}{\tau} = \sqrt{\frac{\lambda^2 g}{2\pi\lambda}} = \sqrt{\frac{\lambda g}{2\pi}}. \quad (2.7)$$

5. Скорость движения частиц по орбите v

$$v = \omega r = \omega \frac{h}{2} = h \sqrt{\frac{\pi g}{2\lambda}}. \quad (2.8)$$

Из формул (2.4) – (2.7) следует, что в трохонидальных волнах длина, угловая скорость, период и фазовая скорость связаны друг с другом и достаточно найти один из этих элементов, чтобы определить все остальные.

Линейная скорость поверхностных частиц по орбите прямо пропорциональна высоте волны, которая не зависит от других ее элементов.

Следует отметить одну важную особенность трохонидальной волны. Она несимметрична относительно линии, определяющей состояние воды в покое: центры орбит находятся выше этой линии (см. рис. 2.3 а). Отсюда следует, что средние за период волны положения точек взволнованной поверхности моря оказываются поднятыми над поверхностью невозмущенного уровня. Из геометрии трохониды следует, что этот подъем d_0 составляет

$$d_0 = \frac{\pi r^2}{\lambda} = \frac{\pi h^2}{4\lambda}.$$

Следует помнить и о другой особенности взволнованной поверхности моря. Известно, что длина дуги кривой определяется по формуле $dS = \sqrt{dx^2 + dz^2}$.

Беря как крайний случай циклоиду, получаем

$$dS = \sqrt{[R^2(1 - \cos^2 \theta) + R^2 \sin^2 \theta]} d\theta = 2R \sin \frac{\theta}{2} d\theta. \quad (2.9)$$

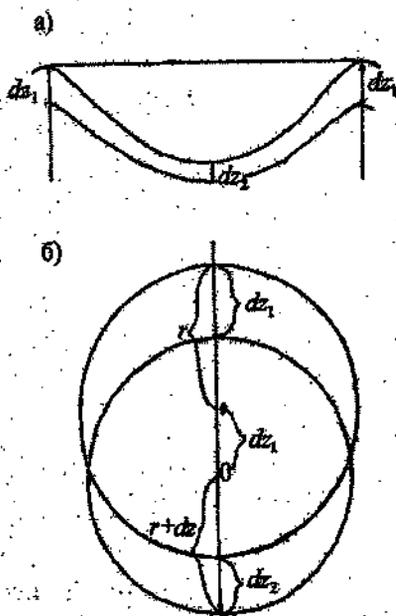


Рис. 2.5. Изгиб изобар в трохидальной волне (а) и расстояние между ними на гребне и подошве (б).

Изгиб изобар характеризуется приращением давления $dp = \rho g dz$ (dz — толщина слоя воды между изобарами). Учитывая, что центробежная сила вращения частицы на гребне волны направлена вверх, а у подошвы вертикально вниз, запишем

$$dp = \rho(g - \omega^2 r) dz_1 = \rho(g + \omega^2 r) dz_2. \quad (2.10)$$

На рис. 2.5 б точки 0 и 0' есть центры орбит частиц, лежащих во время покоя одна под другой на двух бесконечно близких друг к другу изобарах. Понятно, что расстояние 00' приблизительно равно расстоянию между данными изобарами в момент покоя. Если обозначить 00' = dz , то из рис. 2.4 имеем

Интегрируя выражение (2.9) в пределах от 0 до 2π , имеем $S = 8R$. Отсюда следует, что в сравнении с $S = 2\pi R$ происходит увеличение дуги приблизительно на 27 %, которое свидетельствует о заметном превышении площади поверхности взволнованного моря по сравнению с невозмущенным состоянием.

Рассмотрим теперь, как изменяется с глубиной высота волны h . Внешняя форма трохидальной волны является изгибом поверхности моря или изгибом нулевой изобарической поверхности. Очевидно, что все нижележащие изобарические поверхности при этом повторяют форму изгиба нулевой поверхности так, что длина волны у них одинакова.

На рис. 2.5 а представлены две изобары, изогнутые по трохоидам. Расстояние между

изобарами характеризуется приращением давления $dp = \rho g dz$ (dz — толщина слоя воды между изобарами). Учитывая, что центробежная сила вращения частицы на гребне волны направлена вверх, а у подошвы вертикально вниз, запишем

$$dp = \rho(g - \omega^2 r) dz_1 = \rho(g + \omega^2 r) dz_2. \quad (2.10)$$

На рис. 2.5 б точки 0 и 0' есть центры орбит частиц, лежащих во время покоя одна под другой на двух бесконечно близких друг к другу изобарах. Понятно, что расстояние 00' приблизительно равно расстоянию между данными изобарами в момент покоя. Если обозначить 00' = dz , то из рис. 2.4 имеем

$$\begin{aligned} dz_1 &= dz + r - (r + dr) = dz - dr, \\ dz_2 &= dz + (r + dr) - r = dz + dr, \end{aligned} \quad (2.11)$$

где dr — разность радиусов рассматриваемых орбит. Подставляя (2.11) в (2.10), получим

$$\rho(g - \omega^2 r)(dz - dr) = \rho(g + \omega^2 r)(dz + dr).$$

Раскрыв скобки и сократив общие множители, окончательно получим

$$gdr = \omega^2 r dz. \quad (2.12)$$

Отсюда

$$\frac{dr}{r} = -\frac{\omega^2}{g} dz.$$

Интегрирование выражения (2.12) дает

$$\ln r = -\frac{\omega^2}{g} z + c.$$

Определяя постоянную интегрирования из условия, что на поверхности моря радиус орбиты равен r_0 , получаем

$$\ln r_z = \ln r_0 - \frac{\omega^2}{g} z.$$

Если избавиться от логарифмов, то получим

$$r_z = r_0 e^{-\frac{\omega^2}{g} z}. \quad (2.13)$$

С учетом (2.5) запишем выражение (2.13) в виде

$$r_z = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z} \quad (2.14)$$

или

$$h_z = h_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z}. \quad (2.15)$$

Отсюда видно, что высота волны с глубиной изменяется по экспоненциальному закону, т. е. радиусы орбит или высоты волн быстро уменьшаются. В табл. 2.1 приведено убывание высоты волны h при увеличении глубины z .

Таблица 2.1

Убывание высоты волны с глубины

Глубина моря z , в долях λ_0	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1
Высота волны на соответствующей глубине, в долях h_0	1,0	0,53	0,28	0,15	0,08	0,04	0,02	0,006	0,002

Примечание: λ_0 — длина волны на поверхности, h_0 — высота волны на поверхности

Из таблицы 2.1 следует, что на глубине, равной длине волны на поверхности, волнение практически отсутствует. Более того, даже на глубине, равной половине длины волны, высота волн будет ничтожная по сравнению с высотой волны на поверхности.

Так как угловая скорость всех частиц на всех глубинах одинакова, то, следовательно, линейная скорость по орбите частицы, находящейся на глубине z , равна

$$v_z = v_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z}, \quad (2.16)$$

т. е. уменьшается по тому же закону, что и высота волны.

2.3. Энергия трохноидальной волны

Энергия частицы воды, совершающей орбитальные движения в трохноидальной волне, складывается из кинетической и потенциальной энергии. Вследствие вращения по орбите с постоянной линейной скоростью v частица единичной массы приобретает кинетическую энергию

$$\mathcal{E}_k = \frac{v^2}{2} = \frac{\omega^2 r^2}{2}. \quad (2.17)$$

Подставляя в (2.17) значение ω из (2.5), получаем

$$\mathcal{E}_k = \frac{\pi g r^2}{\lambda} \quad (2.18)$$

Ранее отмечалось, что благодаря геометрическим особенностям трохлоиды линия центров орбит располагается выше невозмущенного уровня моря. Поэтому в среднем за период обращения по орбите частицы воды оказываются приподнятыми над невозмущенным уровнем моря на высоту $d_0 = \pi r^2 / \lambda$. Отсюда потенциальная энергия частицы в среднем за период равна

$$\mathcal{E}_n = \frac{\pi g r^2}{\lambda} \quad (2.19)$$

Из выражений (2.18) и (2.19) следует, что осредненные за период волны кинетическая и потенциальная энергия частицы равны между собой. Полная осредненная за период энергия единичной массы равна

$$\mathcal{E} = \frac{2\pi g r^2}{\lambda} \quad (2.20)$$

Подставим в (2.20) значение r из (2.14), тогда

$$\mathcal{E} = \frac{2\pi g}{\lambda} r_0^2 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} z} \quad (2.21)$$

Проинтегрируем это выражение по вертикали от 0 до ∞ для единичного столба воды плотностью ρ

$$\int_0^{\infty} \mathcal{E} dz = \frac{2\pi g \rho}{\lambda} r_0^2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{4\pi}{\lambda} z} dz = \frac{g r_0^2 \rho}{2} = \frac{g h_0^2 \rho}{8} \quad (2.22)$$

Для того чтобы определить полную энергию волны, имеющей длину λ и ширину гребня l , выражение (2.22) необходимо умножить на λl . Тогда, опуская индекс при h , получим

$$\mathcal{E}_{\text{волны}} = \frac{g \rho h^2}{8} \lambda l \quad (2.23)$$

Из формулы (2.22) следует, что энергия, заключенная под единичной площадью, зависит от высоты волны. Квадратическая зависимость указывает на быстрое возрастание энергии при воз-

растании высоты волны. Поскольку радиусы орбит с глубиной быстро уменьшаются, очевидно, что основная энергия волны заключена в ее верхней части.

2.4. Элементарная теория длинных волн

Как уже указывалось, примером правильных коротких волн является зыбь – свободные двумерные волны, формирующиеся на море после прекращения ветра. Непременным условием образования таких волн является достаточная глубина моря.

Зыбь, распространяясь с больших глубин на малые, может преобразоваться в двумерные длинные волны. Но наиболее правильными длинными двумерными волнами являются свободные приливные волны.

Наблюдения показывают, что в узком канале поплавок за приливной период перемещается вперед и назад параллельно оси канала и в то же время вверх и вниз, описывая замкнутую орбиту. Однако это не круговые движения, как в случае зыби на больших глубинах. Поплавок в горизонтальном направлении перемещается на расстояние, которое в тысячи раз больше расстояния в вертикальном направлении. Поэтому вертикальная орбита частицы в длинных волнах представляет собой сильно растянутый в горизонтальном направлении эллипс. Внешняя форма длинной волны есть не что иное, как эллиптическая трохоида. Но высота волн, как правило, исчезающе мала по сравнению с ее длиной. Поэтому с точностью, более чем достаточной, такую волну можно считать синусоидальной, что упрощает расчеты.

Как увидим далее, формулы теории длинных волн проще формул теории коротких волн и в то же время неплохо согласуются с данными наблюдений. Дадим элементарный вывод скорости распространения длинной волны по Сен-Венану в изложении Н. Н. Зубова.

Пусть в канале (рис. 2.6), ширина которого b и глубина H , стенка AB , запирающая канал с одной стороны, передвинется за единицу времени в положение DF . Вследствие этого уровень на некотором расстоянии $EG = n$ поднимется на высоту a .

Объем $ABFE$ равен объему DEG или

$$(k - n)H = na \quad kH - nH = na,$$

$$n = \frac{kH}{H + a}$$

Далее, путь за единицу времени, или, другими словами, скорость передвижения стенки, равен:

$$AE = v = k - n = k - \frac{kH}{H+a} = \frac{kH + ka - kH}{H+a} = \frac{ka}{H+a} \quad (2.24)$$

Эта скорость пропорциональна скорости, сообщенной объему $DFJG$ силой, передвинувшей стенку из положения AB в положение DF .

Силу, действовавшую за единицу времени, можно выразить как произведение массы на скорость, т. е. как импульс силы за единицу времени. Тогда сила, передвигающая стенку, запишется так:

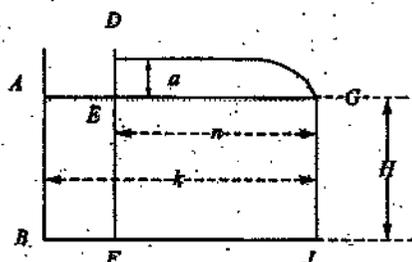


Рис. 2.6. Схема образования длинной волны. По Н. Н. Зубову.

$$\rho kv = \rho \frac{ak^2}{H+a}, \quad (2.25)$$

где ρ — плотность жидкости.

Однако сила, передвигающая стенку, равняется давлению на стенку добавочного слоя воды высотой a , т. е. равна ρga .

Приравняв ее выражению (2.25), получаем

$$\rho \frac{ak^2}{H+a} = \rho ga \quad \text{или} \quad g = \frac{k^2}{H+a}.$$

Но k — есть расстояние, на которое за единицу времени распространяется поднятие уровня, или скорость распространения волны, т. е.

$$c^2 = g(H+a). \quad (2.26)$$

Эта формула соответствует формуле Русселя, полученной эмпирически для малых глубин.

Если $a \ll H$, то

$$c^2 = gH, \quad \text{или} \quad c = \sqrt{gH}. \quad (2.27)$$

Эта известная формула Лагранжа-Эри, определяющая скорость длинной волны, выведенная из уравнений гидродинамики.

Подставляя в (2.24) значение $c = k$ из формулы (2.26), получим

$$v = a \sqrt{\frac{g}{H+a}},$$

где v — горизонтальная составляющая линейной скорости частицы воды по орбите.

При $H \gg a$

$$v = a \sqrt{\frac{g}{H}}. \quad (2.28)$$

Это известная формула Комао (обычно получаемая иным путем). Из формулы (2.28) следует, что горизонтальная скорость частиц при описываемом движении прямо пропорциональна корню квадратному из глубины моря.

Из вывода Сен-Венана следует, что все частицы независимо от глубины их залегания от поверхности моря обладают одной и той же горизонтальной скоростью, т. е. $v_z = v_0$.

Если в формулу (2.28) из формулы (2.27) подставить значение $g = \frac{C^2}{H}$, то получим

$$v = \frac{a}{H} C.$$

Эта формула позволяет вычислить для приливных волн скорость приливного течения v по высоте стояния уровня $a = \frac{h}{2}$, глубине моря H и скорости распространения приливной волны C .

Из формулы (2.28) легко определить энергию длинной волны. Кинетическая энергия длинной волны (потенциальная энергия длинной волны несопоставима с ее кинетической энергией и поэтому может быть принята равной нулю), отнесенная к единице поверхности моря, равна

$$\mathcal{E} = \rho H \frac{v^2}{2},$$

где

$$v^2 = a^2 \frac{g}{H} \text{ или } v^2 = \frac{h^2 g}{4H};$$

в результате получаем

$$\mathcal{E} = \frac{\rho g h^2}{8}$$

Для всей волны кинетическая энергия равна

$$\mathcal{E} = \frac{g \rho h^2}{8} \lambda l. \quad (2.29)$$

Таким образом, сравнивая (2.29) и (2.23), мы видим, что выражения для вычисления энергии короткой и длинной волны одинаковы.

Полученные выводы по определению значений скорости распространения коротких и длинных волн справедливы только при определенных условиях, а именно, когда $\frac{H}{\lambda} \leq 0,1$ (длинные волны) или когда $\frac{H}{\lambda} > 0,5$ (короткие волны). В диапазоне соотношений $\frac{H}{\lambda}$ от 0,5 до 0,1 волны находятся на переходной стадии от коротких к длинным (иногда их называют волны мелководья). Скорость таких волн точно определяется формулой

$$C_{\phi}^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th} \left(2\pi \frac{H}{\lambda} \right). \quad (2.30)$$

В табл. 2.2 приведены значения гиперболического тангенса в зависимости от отношения глубины к длине волны.

Таблица 2.2

Значения $\operatorname{th} \left(2\pi \frac{H}{\lambda} \right)$							
$2\pi \frac{H}{\lambda}$	1,0	0,5	0,25	0,12	0,10	0,05	0,016
$\frac{H}{\lambda}$	6,28	3,14	1,57	0,78	0,63	0,31	0,10
$\operatorname{th} \left(2\pi \frac{H}{\lambda} \right)$	1,00	1,00	0,91	0,65	0,56	0,29	0,10

Как видно из табл. 2.2, при $\frac{H}{\lambda} \geq 0,5$ значение $\text{th}\left(2\pi\frac{H}{\lambda}\right) = 1$ и, следовательно, фазовая скорость определяется по формуле $C_{\phi}^2 = \frac{g\lambda}{2\pi}$, справедливой для коротких волн.

При $\frac{H}{\lambda} \leq 0,1$ оказывается, что $2\pi\frac{H}{\lambda} = \text{th}\left(2\pi\frac{H}{\lambda}\right)$ и, следовательно, $C_{\phi}^2 = \frac{g\lambda}{2} 2\pi\frac{H}{\lambda} = gH$, т. е. мы получаем формулу, справедливую для определения скорости длинных волн.

2.5. Группы волн

Разнообразие наблюдающихся волн связано с тем, что волны разных длин и высот распространяются с различными скоростями. В результате происходит непрерывная интерференция волн, приводящая к образованию периодических групп волн.

Рассмотрим образование группы волн на простейшем примере интерференции двух элементарных систем синусоидальных волн с одинаковыми высотами h , близкими периодами и длинами. Вертикальные колебания уровня в одной точке, создаваемые каждой простой системой, описываются следующими выражениями:

$$\zeta_1 = \frac{h}{2} \sin \omega_1 t, \quad \zeta_2 = \frac{h}{2} \sin \omega_2 t, \quad (2.31)$$

где

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{\tau_1}; \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{\tau_2}.$$

Тогда суммарное колебание может быть записано как выражение

$$\zeta = h \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right). \quad (2.32)$$

Формула (2.32) описывает колебания, имеющие два периода, соответствующие аргументам синуса и косинуса.

Первый период τ' найдем, подставив его как время в аргумент синуса и приравняв 2π

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \tau' = 2\pi, \text{ или } \frac{2\pi/\tau_1 + 2\pi/\tau_2}{2} \tau' = 2\pi.$$

Упрощая последнее выражение, получим

$$\tau' = \frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}. \quad (2.33)$$

Второй период найдем аналогично:

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \tau'' = 2\pi, \text{ или } \frac{2\pi/\tau_1 - 2\pi/\tau_2}{2} \tau'' = 2\pi,$$

и

$$\tau'' = \frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_1 - \tau_2}. \quad (2.34)$$

Из формул (2.33) и (2.34) видно, что первый период близок периодам складывающихся колебаний. Второй период заметно больше периода каждой интерферирующей волны. Из выражения (2.32) следует, что амплитуда суммарного колебания меняется от 0 до h , т. е. от нуля до удвоенного значения по сравнению с амплитудой каждого элементарного колебания.

Определив периоды, легко получить выражения для расчета длин волн, помня, что $\lambda = c\tau$:

$$\lambda' = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}; \quad \lambda'' = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Таким образом, при интерференции волн образуются биения, группы волн. При этом τ'' и λ'' как раз и характеризуют такие биения (рис. 2.7).

Перемещаются не только волны внутри группы волн, но и сама группа (огнибающая волн группы) в целом. Теория показывает, что фазовая скорость перемещения группы волн, формирующихся из двух элементарных систем, выражается формулой

$$C_{\text{гр}} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

Если периоды интерферирующих волн, а следовательно, и скорости их распространения отличаются не сильно, то приближенно $C_{\text{гр}} \approx 0,5C_{\phi}$.

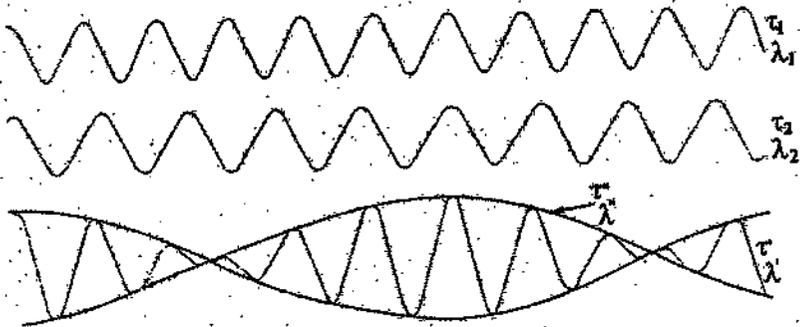


Рис. 2.7. Схема образования группы волн.

Отношение $C_{\text{гр}}/C_{\phi} \approx 0,5$ характерно для больших глубин.

При уменьшении глубины это значение стремится к единице (когда глубина очень мала по сравнению с длиной волны).

2.6. Возникновение и развитие ветровых волн

То, что ветер, дующий над морем, является главной причиной роста волн, было известно еще Аристотелю (384 – 322 гг. до н. э.). Однако понимания механизма генерации гравитационных волн на поверхности моря не было вплоть до XX в. Следует отметить, что и в настоящее время все физические процессы генерации волн ветром нельзя считать полностью известными. Тем не менее, общее понимание формирования волнения и пути передачи энергии от ветра к волнам стали понятны благодаря исследованиям, выполненным как в лабораторных, так и в натуральных экспериментах.

Известно, что в пограничном слое атмосферы почти всегда наблюдается турбулентность, поэтому при движении турбулентного потока над гладкой поверхностью воды на ней возникают возмущения под действием случайных флуктуаций давления. В результате на поверхности воды появляются очень мелкие волны

правильной формы — *капиллярные волны*. Они неустойчивы и после прекращения ветра быстро затухают под действием сил вязкости и поверхностного натяжения воды. Их амплитуда составляет $10^{-3} - 10^{-2}$ см, длина 1 — 2 см, скорость 22 см/с, а период 0,06 с, т. е. это самые медленные волны всего спектра морских волн. Капиллярные волны распространяются во всех направлениях, причем движущиеся в направлении ветра могут расти до размеров, когда в их генезисе начинают проявляться силы гравитации. Естественно, что рост волн, т. е. возрастание их энергии, вызывается воздействием ветра, передающего энергию воде.

Впервые процесс зарождения и развития волн под действием ветра пытались теоретически объяснить Кельвин и Гельмгольц в конце XIX в. Согласно теории Кельвина и Гельмгольца, критическая скорость ветра, при которой начинают возникать гравитационные волны, зависит от поверхностного натяжения воды и равна 650 см/с. Это значение оказалось явно противоречащим тому, что наблюдается в действительности.

В 1925 г. Джеффрис одним из первых предположил, что причиной роста волн является образование позади каждого гребня вихрей воздушного потока, обуславливающих неодинаковое давление на передний и тыловой склоны волн. Он пренебрегал тангенциальным напряжением ветра, т. е. принимал, что единственным механизмом передачи энергии от ветра к воде является перепад нормального давления между наветренной и подветренной сторонами. Тогда волны могут расти только в том случае, если поток энергии в воду превышает скорость диссипации волновых движений молекулярной вязкостью. Джеффрис определил, что критерий роста волны можно описать выражением

$$sp'(u - c)^2 c > 4\mu g,$$

где u — скорость ветра, μ — кинематическая вязкость, ρ' — отношение плотности воздуха к плотности воды, s — безразмерная константа пропорциональности, которую он назвал коэффициентом экранирования. По данным наблюдений Джеффрис установил, что $s \approx 0,27$. Однако позднее данные лабораторных экспериментов показали, что s может меняться в широких пределах и быть на порядок меньше.

В 1937 г. Маккавеев высказал мнение, что передача энергии от ветра к волнам происходит не из-за асимметрии давления по профилю волны, а под действием касательных напряжений, возникающих на поверхности воды при превышении скорости ветра над скоростью частиц воды. При этом принималось, что тан-

генциальные напряжения совпадают по направлению с движением частиц воды на волновой орбите по причине завихрений воздушного потока за гребнями.

В последующем некоторые авторы развивали подход к решению задачи, предложенной Джеффрисом, другие поддерживали взгляды Маккавесса. Были попытки одновременного учета передачи энергии от ветра к волнам за счет как нормальной составляющей давления, так и тангенциальной составляющей ветра (Свердруп и Манк, 1947 г.).

Наиболее полное исследование механизма питания волн энергией ветра выполнил В. В. Шулейкин. Результаты теории он проверил на экспериментальных данных, полученных в специально сконструированном для этой цели «птормовом» бассейне. Согласно В. В. Шулейкину, питание волн энергией ветра происходит прежде всего за счет неравномерного распределения давления на наветренном и подветренном склонах волны.

В. В. Шулейкин поставил такой опыт в аэродинамической трубе. Были смоделированы волны из тонкого трансформаторного железа, насаженные на точно выпиленные шаблоны с $\lambda = 50$ см в двух вариантах: $h = 2$ и 6 см. По длине трубы располагалось пять волн. Вход воздушного потока и выход осуществлялись на подошве волн. В железе были просверлены отверстия диаметром 1,2 мм. На склонах волн находилось 17 попарных отверстий, к которым подводились медные трубки от манометров. Перепад давления от первой волны к последующей определялся по первому и последующему манометрам на подошвах волн. Шулейкин получил очень четкий результат. Везде на одном уровне на наветренном склоне давление было больше, чем на подветренном.

Частицы воды M_1 и M_2 (рис. 2.8) на наветренной стороне находятся в нисходящей фазе, а частицы N_1 и N_2 на подветренной стороне находятся в восходящей фазе. Две частицы, лежащие на одной горизонтальной плоскости на наветренной и подветренной сторонах волны, будут испытывать различное давление. При спуске давление будет больше, при подъеме меньше, в результате чего будет наблюдаться некоторый прирост энергии, равный

$$(\rho'' - \rho') \cos \alpha \, dz,$$

где α — угол между элементом поверхности моря и горизонтальной плоскостью.

Полный прирост энергии на протяжении одного периода будет определяться формулой

$$N_u = \frac{1}{\tau} \int_0^h (\rho_z'' - \rho_z') dz.$$

Опыты В. В. Шулейкина позволили оценить величину $(\rho_z'' - \rho_z')$. Он ввел понятие аэродинамического коэффициента

$$\chi = \frac{P_z'' - P_z'}{\rho_a u^2},$$

где ρ_a — плотность воздуха, u — скорость ветра.

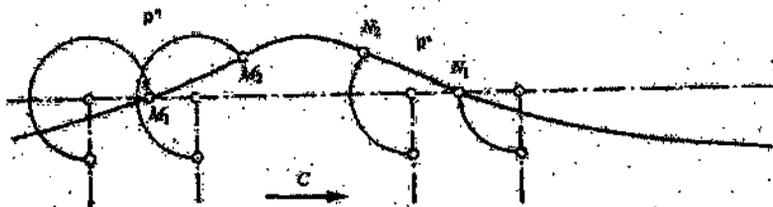


Рис. 2.8. Схема питания волн энергией ветра. По В. В. Шулейкину.

Для своих двух моделей волн ($h = 3$ и 6 см) он получил графики зависимости χ от z/h (рис. 2.9). Оказалось, что для модели с $h = 3$ см среднее значение $\chi = 0,018$, а для модели с $h = 6$ см среднее значение $\chi = 0,042$. Отсюда следует, что разность $P_z'' - P_z'$ пропорциональна крутизне волны. Шулейкин получил, что полная энергия, передаваемая ветром волне на единицу взволнованной поверхности моря, пропорциональна высоте волны и скорости ветра, взятой относительно скорости волны:

$$N_u = \chi \rho_a \frac{h^2}{\tau} (u - c)^2. \quad (2.35)$$

Согласно Шулейкину, рост волн прекращается при $c_{np}/u = 0,82$, т. е. предельное значение скорости волн равно $0,82u$. Тогда предельный период будет $\tau_{np} = 2\pi c_{np} / g = 0,526u$, а предельная высота для волн 5%-ной обеспеченности $h_{np} = 0,0205u^2$.

Опыты в море показали, что при $5 \text{ м/с} < u < 10 \text{ м/с}$ результаты расчетов совпадали с данными наблюдений. По мере нарастания

тания скорости ветра расхождения увеличивались и при $u = 17$ м/с $N_{расч}$ оказалась в 2,5 раза меньше, чем в эксперименте.

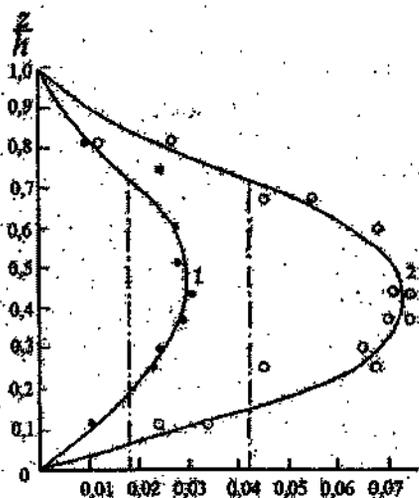


Рис. 2.9. График зависимости аэродинамического коэффициента от параметра z/h . По В. В. Шулейкину.

Такое расхождение, как предположил Шулейкин, связано с появлением крупных вторичных волн на вершинах основных. Этим облегчается срыв струй воздуха, что должно приводить к увеличению асимметрии поля давления над волнами. Проверка этой гипотезы в лабораторных условиях подтвердила ее правильность. Достаточно оказалось поместить на гребнях тех моделей волн, о которых шла речь ранее, небольшие призмы высотой $(1/7,5)h$ волны в модели, чтобы значения N выросли примерно в шесть раз по сравнению с полученными ранее.

Поэтому можно полагать, что выражение (2.35) правильно отражает основную сущность процесса.

Позднее появились новые теории развития ветрового волнения. Так, в 1963 г. Филлипс предположил, что ветер быстро флуктуирует около среднего значения, а волновое поле тесно связано с полем турбулентного ветра. Здесь, однако, возникают большие трудности в моделировании сложного непрерывно меняющегося распределения напряжений, которые создаются возникающими вихрями. Поэтому так называемая резонансная теория Филлипса хотя и способствовала пониманию существа дела, все же не смогла правильно описать все наблюдаемые свойства волн. Еще более сложная теория Майлса, позднее объединенная Филлипсом в единую теорию (теория Майлса-Филлипса), также не смогла описать в полной мере особенности ветрового волнения. Поэтому можно согласиться с мнением ряда исследователей, что ветер, дующий над водной поверхностью, генерирует волны с по-

мощью физических процессов, которые в настоящее время не могут считаться полностью известными.

В заключение раздела несколько слов о диссипации волновой энергии. Сразу же отметим, что закономерности диссипации энергии волн исследованы сравнительно слабо. Тем не менее основные факторы, обуславливающие диссипацию энергии волн, известны. Это молекулярная и турбулентная вязкость, обрушение гребней волн, взаимодействие поверхностных волн с течениями и внутренними волнами, встречные ветры и т. д. При этом роль каждого из перечисленных факторов в процессе диссипации энергии волн различна. Исследования показали, что основные потери энергии происходят все же за счет обрушения волн.

Диссипация энергии существенна при распространении волн по мелководью, в особенности во время обрушения гребней волн в зоне прибоа. Она может быть также существенной при распространении волн навстречу сильным течениям.

2.7. Зависимость ветровых волн от скорости ветра, продолжительности его действия и разгона

Развитию больших ветровых волн наиболее способствуют сильные ветры, устойчивые по направлению и скорости, дующие в течение долгого времени над большими волными пространствами. Однако случаи, когда волнение развивается под воздействием прямолинейного воздушного потока, устойчивого во времени и пространстве, при отсутствии зыби, наблюдается исключительно редко.

Для таких идеальных условий волнообразования многие авторы предлагали соотношения между средними размерами ветровых волн и факторами волнообразования в промежутке квазистационарности процесса и на участке его квазиподнородности. В качестве основных факторов волнообразования рассматриваются скорость ветра u , его разгон x и продолжительность действия t .

Эти соотношения отыскивают обычно в безразмерном виде, для чего переходят от средних размеров волн и волнообразующих факторов к их безразмерным значениям:

$$\bar{h} = \frac{gh}{u^2}; \quad \tau = \frac{gt}{u}; \quad x = \frac{gx}{u^2}; \quad \bar{\tau} = \frac{gt}{u}$$

После такой нормировки зависимости принимают вид степенных функций, которые могут быть выражены, например, следующим образом:

$$\frac{g\bar{h}_x}{u^2} = 0,0042 \left(\frac{gx}{u^2} \right)^{1/3}, \quad \frac{g\bar{h}_t}{u^2} = 0,0013 \left(\frac{gt}{u^2} \right)^{5/12},$$

$$\frac{g\tau_x}{u} = 0,70 \left(\frac{gx}{u^2} \right)^{1/5}, \quad \frac{g\tau_t}{u} = 0,34 \left(\frac{gt}{u^2} \right)^{1/4},$$

где h, x — в м, τ, t — в с, u — в м/с, а для мелкого моря

$$\frac{g\bar{h}_H}{u^2} = 0,07 \left(\frac{gH}{u^2} \right)^{3/5}$$

На основании указанных зависимостей можно получить значение разгона, необходимого, чтобы при заданной скорости ветра u образовалось полностью развитое волнение, значение высот средних волн полностью развитого волнения при различной скорости ветра; значения времени развития волн при различных разгонах и скорости и т. д. (табл. 2.3 — 2.6).

Таблица 2.3

Изменение разгона x и средней высоты волн h в зависимости от скорости ветра u для стадии полностью развитого (установившегося) волнения.

По И. Н. Давидану

u м/с	5	10	20	30
x км	100	400	1500	3400
h м	0,4	1,4	5,6	12

Таблица 2.4

Значение времени развития волн t_p (ч) при различных значениях разгона x и скорости ветра u .

По И. Н. Давидану

u м/с	x км			
	50	100	500	1000
5	15	26	88	150
10	11	18	61	104
20	7	12	42	72
30	6	10	35	58

Таблица 2.5

Значение средних высот волн \bar{h} (м) при различной продолжительности действия ветра различной скорости.

По И. Н. Давидану

u м/с	T _p , ч			
	50	10	20	50
5	0,3	0,4	0,6	0,9
10	0,7	1,0	1,5	2,5
20	1,8	2,7	4,0	6,7
30	3,2	4,9	7,2	12,1

Таблица 2.6

Значение средних высот волн \bar{h} (м) для различных разгонов x и скорости ветра u (время действия ветра больше указанного в табл. 2.4 соответственно).

По И. Н. Давидану

u м/с	x м			
	50	100	500	1000
5	0,3	0,4	0,7	0,9
10	0,6	0,8	1,6	2,1
20	1,3	1,8	3,5	4,8
30	2,1	2,9	5,7	7,6

В океанах и морях «идеальные условия» волнообразования практически не наблюдаются, и применение предложенного здесь метода расчета целесообразно лишь в случае, когда необходима приближенная оценка размеров волн.

2.8. Статистические характеристики ветровых волн

С самого начала развития ветровых волн наблюдается разнообразие их характеристик. При достаточно развитом волнении присутствуют волны от начинающих развиваться до максимальных, баланс энергии в которых уравновешен, а также волны зыби.

При различных условиях волнообразования формируются различные совокупности волн. Однако наблюдения показывают существование определенных статистических закономерностей в разнообразии характеристик волн. Это позволяет изучать не только отдельные волны, но и одновременно всю их совокупность, формирующуюся под воздействием ветра. Для достаточно надеж-

ного определения статистических характеристик высот необходимо иметь 150 – 200 последовательных наблюдений за волнами.

Простейший статистический анализ разнообразия элементов волн состоит в определении повторяемости и обеспеченности различных элементов волн. Для этого из всего диапазона изменения наблюдаемых значений элемента от минимального до максимального вычисляются соответствующие средние значения \bar{h} , $\bar{\lambda}$, \bar{t} . Затем берутся отношения данного элемента к его среднему значению, например h_i/\bar{h} , т. е. проводится нормирование наблюдаемых значений элемента на его среднее значение. Диапазон изменения полученных значений делят на разные интервалы и вычисляют процент числа наблюдений, приходящихся на каждый интервал. Затем строится кривая повторяемости относительных значений данного элемента в каждом интервале.

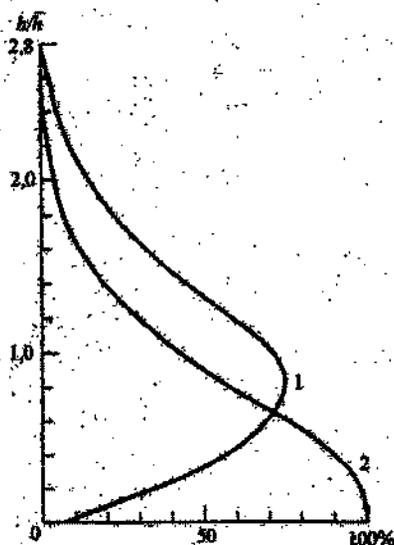


Рис. 2.10. Обобщенные кривые повторяемости (1) и обеспеченности (2) относительных значений высот волн. По Я. Г. Виленскому и В. В. Глуховскому.

По данным наблюдений были получены обобщенные кривые повторяемости высот (рис. 2.10), периодов и длин волн, которые позволили установить некоторые закономерности. Так, максимум повторяемости приходится примерно на $0,8\bar{h}$. Повторяемость волн как с большей, так и с меньшей высотой быстро уменьшается (см. рис. 2.10).

Другой важной характеристикой распределения элементов волн является кривая обеспеченности (интегральная кривая повторяемости) или функция распределения. Для ее построения последовательно суммируют повторяемости, на-

чина с повторяемостью наибольших значений элемента (кривая 2 на рис. 2.10). Оказалось, что распределение элементов волн в промежутке квазистационарности процесса и на участке его квазиоднородности хорошо описывается теоретическим законом Вейбулла, согласно которому для ряда нормированных на среднее значений случайных величин

$$xF(x) = \exp(-Ax^k).$$

Для элементов волн были получены следующие значения параметров k и A :

	A	k
h	2,0	0,785
τ	3,0	0,712
λ	2,3	0,757

В табл. 2.7 представлены значения функции распределения элементов волн.

Таблица 2.7

Значения функции распределения $F(x)$
для нормированных значений аргумента ($x^0 = x/\bar{x}$)

$F(x^0) \%$	h^0	λ^0 и ρ^0	τ^0	$F(x^0) \%$	h^0	λ^0 и ρ^0	τ^0
0,1	2,97	2,62	2,13	30,0	1,24	1,22	1,19
1,0	2,42	2,19	1,86	50,0	0,94	0,96	0,99
3,0	2,11	1,95	1,70	70,0	0,67	0,72	0,79
5,0	1,95	1,82	1,61	90,0	0,37	0,42	0,53
10,0	1,71	1,62	1,48	95,0	0,26	0,31	0,42
20,0	1,43	1,39	1,31				

Так, по обобщенной кривой обеспеченность средней высоты волны составляет 46 %, т. е. только 46 % волн имеют высоту, равную средней и выше ее. Обеспеченность высоты $2\bar{h}$ составляет примерно 5 %, т. е. только пять волн из 100 будут иметь высоту, равную $2\bar{h}$ и больше. Высоту $3\bar{h}$ имеют волны с обеспеченностью 0,01 %. Вероятность отклонения от средней длины волн и периодов меньше таковой для высот.

Как уже неоднократно указывалось, волны распространяются группами. Анализ и обобщение большого числа записей

волнения позволили получить функцию распределения количества ветровых волн в группах для волнения различной интенсивности. Приведем функцию распределения при средней высоте волн от 0,2 до 4,5 м и, следовательно, при максимальных от 0,5 до 14 м (табл. 2.8).

Таблица 2.8

Функция распределения $F(x)$ числа волн в группе при средней высоте от 0,2 до 4,5 м

Число волн в группе	3	4	5	6	7	8	9
$F(x)$ %	90	70	50	45	30	20	10
Число волн в группе	10	11	12	13	14	15	
$F(x)$ %	8	5	3	2	1	0,5	

Из табл. 2.8 видно, что 50 % групп состоит из пяти волн. Так называемый девятый вал встречается только в 10 % всех групп волн.

Данные измерений волнения позволили также установить, что чем больше волн в группе, тем выше в ней наибольшая волна. В группе из 14 волн максимальная волна в 2,5 раза выше средней высоты. Для штормового волнения среднее значение наибольшей высоты волны в группе h^0 примерно в 1,6 раза больше средней высоты всех волн, т. е. $h^0 = 1,6\bar{h}$.

Оказалось также, что группы в среднем симметричны, а высоты и периоды волн, предшествующих и следующих за наибольшей волной в группе, примерно равны и в среднем составляют по высоте $(0,5 - 0,6) h^0$.

В целом, зная \bar{h} , τ и $\bar{\lambda}$, по установленным законам распределения или таблицам можно рассчитать вероятность различных значений отдельных элементов волн или их сочетаний.

2.9. Трансформация ветровых волн при подходе к берегу

В открытом океане после прекращения действия ветра волнение постепенно затухает. Основное гасящее действие на волнение оказывает турбулентная вязкость. В первую очередь исче-

зают короткие крутые волны. Долше всего сохраняются длинные полюгие волны зыби. Имея большую фазовую скорость, такая зыбь может распространяться на значительные расстояния без существенного затухания. Так, например, зыбь высотой 2 м и с периодом 16 с за 80 ч проходит расстояние 2800 км, оставаясь хорошо заметной. Наблюдения за размерами и направлением движения таких волн используются для предсказания штормов.

При подходе к достаточно приглубому и отвесному берегу происходит отражение волн без их разрушения. При этом волны оказывают значительное динамическое давление на стенку. Перед стенкой происходит интерференция подходящих и отраженных волн, в результате чего образуется характерная система стоячих волн. В стоячих волнах амплитуда у всех частиц разная (но постоянная для каждой отдельной частицы), но все частицы, расположенные между двумя соседними узлами, т. е. точками, в которых вертикальные колебания отсутствуют, находятся в одной и той же фазе. Это означает, что они одновременно начинают подниматься вверх или опускаться вниз. При переходе через узел фаза меняется на 180° . Длина стоячей волны равна длине поступательной, из которой она образовалась.

Существенное различие между поступательными и стоячими волнами состоит в том, что в правильных поступательных волнах наибольшие горизонтальные скорости частиц наблюдаются у гребня и подошвы (рис. 2.11), т. е. около крайних стояний уровня, а наибольшие вертикальные — у среднего уровня. В стоячих волнах наибольшие горизонтальные скорости наблюдаются возле узлов, а наибольшие вертикальные — у пучностей.

Необходимо помнить, что правильные двухмерные стоячие

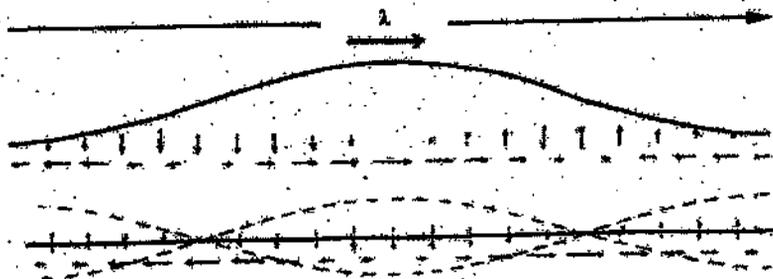


Рис. 2.11. Схема вертикальных и горизонтальных движений частиц воды в поступательных и стоячих волнах.

волны образуются только в результате отражения поступательных волн препятствием, расположенным перпендикулярно их распространению. В результате отражения правильных двумерных поступательных волн от вертикальной стенки, расположенной под углом к направлению их распространения, создаются правильные трехмерные стоячие волны, или правильная толчая.

Если дно у берега полого поднимается, ~~подходящие волны деформируются, а затем разрушаются, образуя прибой (рис. 2.12).~~ Волна ~~начинает деформироваться, когда глубина H становится меньше половины длины волны и волна превращается из короткой в длинную.~~ ~~Переходя на уменьшающиеся глубины, волна передает свою энергию все меньшей массе воды. Благодаря этому возрастает высота волн, а в соответствии с формулой (2.29) и под влиянием трения о дно уменьшается длина и скорость волны.~~ Наблюдения показывают, что при этом период волны ~~изменяется меньше, чем другие элементы.~~

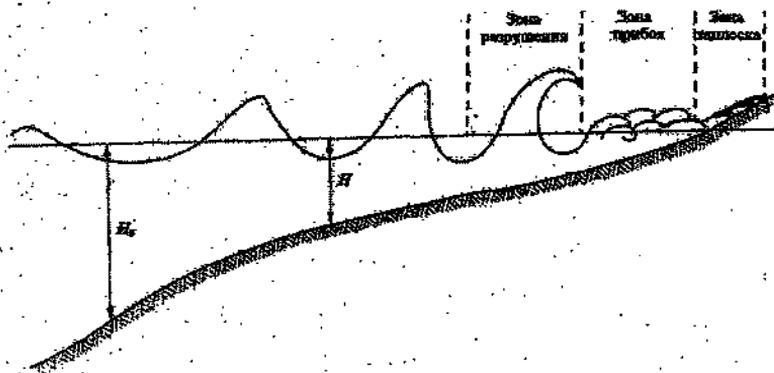


Рис. 2.12. Трансформация волны у пологого берега.

Приближенную оценку изменения длины и скорости волн на мелководье при полого поднимающемся дне можно получить из следующих рассуждений.

Так как $c = \sqrt{gh}$, а $\lambda = c\tau$, то

$$\lambda = \tau \sqrt{gH} \quad (2.36)$$

Полагая, что при переходе волны с глубины H на глубину H_0 период волны практически не меняется, из формулы (2.36) получаем

$$\lambda/\lambda_0 = \sqrt{H/H_0} = C_\phi/C_{\phi_0}. \quad (2.37)$$

Из (2.37) следует, что при уменьшении глубины на 50 % длина волны и скорость ее распространения уменьшаются на 29 %.

Изменение высоты волны можно приблизительно оценить с помощью выражения для полной энергии волны (2.29).

Если принять, что между глубинами H_0 и H полная энергия волны не изменяется, получаем

$$h_0^2 \lambda_0 = h^2 \lambda.$$

Отсюда с учетом (2.37) имеем

$$h_0^2/h^2 = \lambda/\lambda_0 = \sqrt{H/H_0}. \quad (2.38)$$

Так, при уменьшении глубины в 2 раза высота волны возрастает приблизительно в 1,2 раза.

Уменьшение длины и увеличение высоты волны при подходе к берегу ведет к тому, что крутизна волны h/λ резко возрастает, волна теряет устойчивость и обрушивается, образуется прибой. Обрушиванию волн способствует, кроме того, встречный поток воды, выбрасываемый прибоем на берег. Наблюдения показывают, что обычно прибой образуется примерно на глубине H , равной от $1,14h$ до $1,45h$, т. е. в среднем при $H = 1,3h$.

В отдельных случаях при продвижении волны к берегу может одновременно уменьшаться не только глубина моря, но и длина гребня волны l . Так, например, мы можем представить себе, что волна входит в постепенно суживающийся залив, глубина которого уменьшается от устья к вершине. В этом случае $h_0^2 \lambda_0 l_0 = h^2 \lambda l$. Тогда

$$(h_0/h)^2 = \lambda l / \lambda_0 l_0, \text{ или } (h_0/h)^4 = H l^2 / H_0 l_0^2, \quad (2.39)$$

где l — ширина залива, равная отрезку гребня волны. Из формулы (2.39) следует, что, если глубина моря и одновременно ширина залива уменьшаются в 2 раза, высота волны увеличивается в 1,7 раза.

Волны, подходящие к берегу под углом, всегда стремятся развернуть гребни таким образом, чтобы они были параллельны берегу. Это хорошо известное явление, называемое *рефракцией волн*, объясняется тем, что движение ранее вышедших на мелковод-

дье гребней замедляется, благодаря чему и происходит разворот гребней (рис. 2.13).

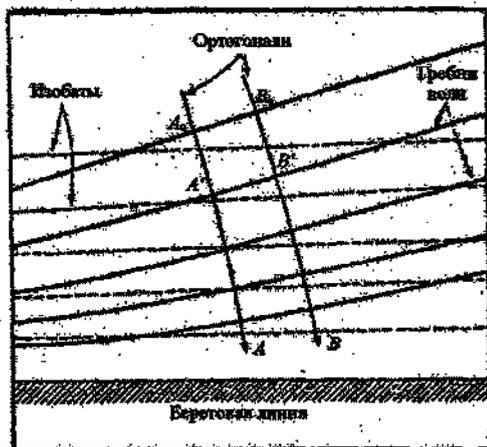


Рис. 2.13. Рефракция волн на подходе к берегу при параллельных изобатах (гребень волны на ортогонали *B* всегда находится на более глубокой воде, чем на ортогонали *A*).

Процесс этот аналогичен процессу, обуславливающему искривление световых лучей в оптических системах, почему и был назван «рефракцией». В случае параллельных берегу изобат аналогию можно продолжить, ибо изменения направления световых и океанских волн подчиняются закону Снеллиуса

$$\sin \alpha / \sin \alpha_0 = C / C_0, \quad (2.40)$$

где α — угол между гребнем волны и изобатой для какой-либо глубины, C — скорость волны на той же глубине, а параметры с индексом «0» относятся к глубокой воде, где направление и скорость постоянны.

2.10. Наблюдаемые высоты волн в океане

Вопрос в том, каких высот могут достигать ветровые волны в океане волновал людей с очень давних времен. В литературе можно найти указания на волны гигантской высоты — 40 — 50 м и более.

Наиболее полную сводку данных наблюдений за высотой волн в различных районах Мирового океана сделали И. Н. Давидан и Л. И. Лопатухин, обобщенная таблица которых по характеристике бурности зон океанов и морей приведена здесь (табл. 2.10). Самая большая из всех инструментально измеренных волн зафиксирована в Тихом океане 2 апреля 1966 г. на 60° ю.ш. с борта дизель-электрохода «Обь» с помощью двух фотоаппаратов, расположенных на мачтах судна. Высота волны оказалась равной 24,9 м. Из табл. 2.10 видно, что по расчетам, в умеренной зоне Тихого океана один раз в 30 лет может встретиться волна высотой 29 м.

Наиболее высокие волны, визуально зафиксированные, также наблюдались в Тихом океане. Так, 7 февраля 1933 г. на пути из Манилы в Сан-Диего (штат Калифорния) с американского танкера «Рамано» визуально наблюдалась волна высотой 34 м, а 10 декабря 1993 г. на шельфе западного побережья Канады с буровой вышки была зарегистрирована волна высотой 30,8 м. В общем эти оценки не противоречат расчетным данным.

В наиболее изученном районе Мирового океана — умеренной зоне Атлантического океана — с судна погоды «Джульетта» (54° с.ш., 20° з.д.) волнографом была зафиксирована волна высотой 20,5 м с периодом 15 с. Волны высотой 14 м в Северной Атлантике измерялись неоднократно. Визуально на западе Северной Атлантики, в районе о. Ньюфаундленд и м. Хаттерас, наблюдались волны высотой 30 м.

В Индийском океане также имеются единичные визуальные наблюдения волн до 30 м высотой в зоне умеренных широт.

В морях размеры волн несколько меньше. Так, в Балтийском море наибольшая инструментально зарегистрированная высота волны составляет 9 м. При этом ее длина была 130 м, а период — 10 с. В Северном море волна высотой 21,8 м была зарегистрирована 20 октября 1970 г. голландским бумом «Уэйврайдер». Волны большой высоты наблюдались в Норвежском, Гренландском и Баренцевом морях, хотя максимально высокая инструментально зарегистрированная волна равна здесь всего 12 м. Очень бурными считаются Берингово и Охотское моря. Здесь волны высотой 8 м и более не редкость. Даже на Каспийском, внутреннем, море в центральной и южной его частях примерно каждые пять лет высота волн может превышать 14 м. Однако обычно высота волн значительно меньше максимально возможных. По данным бывшего Регистра СССР, средняя многолетняя повторяемость волн высотой 6 м и более в северной части Атлантического и Тихого океанов не превышает 17–18%, в тропических районах океанов 3–5%. В

Таблица 2.10

Характеристика бурности зон океана и некоторых морей. По И. Н. Давидану и Л. И. Лопатушкину

Зоны океанов и морей	Максимальная высота волн, возможная 1 раз в 30 лет, м	Максимальная наблюдаемая (визуально) высота волн, м	Возможные значения визуальной высоты волны, м	Максимальная инструментально измеренная высота волн, м
Умеренная Северной Атлантики	28	30,5	21 - 35	21
Умеренные Южной Атлантики и Индийского океана	32	24	26 - 40	-
Умеренная и субтропическая северной части Тихого океана и умеренная южной части Тихого океана	29	34	22 - 36	24,9
Тропическая Северной Атлантики	22	11	17 - 27	-
Тропические Южной Атлантики и Индийского океана	20	19	15 - 25	-
Тропические Тихого океана и зоны экваториально-тропических муссонов Индийского океана	17	15	13 - 21	15
Экваториальные	17	12	13 - 21	-
Северное, Баренцево, Охотское, Берингово, Норвежское и Гренландское	22	21	17 - 27	21,8
Балтийское, Японское, Средиземное, Черное, Каспийское	17	12	13 - 21	12

Примечание. Наблюденные и измеренные высоты волн в предпоследней строке относятся к Северному морю, в последней - к Черному (наблюдаемая высота волн) и Каспийскому (измеренная высота волн).

самых бурных морях Норвежском, Гренландском, Баренцевом, Беринговом, Охотском и Северном – 8 %, Белом, Балтийском и Японском – 5 %, Черном и Каспийском – 3 %.

Кроме разнообразия измерительной аппаратуры, позволяющей получить достаточно точные данные о параметрах волн, на практике еще достаточно часто пользуются оценкой волнения в баллах. При этом по десятибалльной шкале определяются степень волнения (табл. 2.11) и состояние поверхности (табл. 2.12). Для зеркально-гладкой поверхности, т. е. когда волнение отсутствует, принимается 0 баллов. Максимальная степень волнения (9 баллов) соответствует высоте наибольших волн, превышающих 11 м.

Таблица 2.11

Шкала степени волнения

Волнение, баллы	Высота наибольших волн, м	Словесная характеристика волнения
0	0	Волнение отсутствует
1	До 0,25	Слабое
2	0,25 – 0,75	
3	0,75 – 1,25	Значительное
4	1,25 – 2,00	
5	2,00 – 3,50	Сильное
6	3,50 – 6,00	
7	6,00 – 8,50	
8	8,50 – 11,00	Очень сильное
9	Более 11,00	Исключительное

2.11. Внутренние волны

Устойчиво стратифицированное состояние вод океанов и морей приводит к развитию в них внутренних волн, достигающих громадных размеров. Их период составляет от нескольких минут до нескольких суток, высота до 100 м, а длина до 100 км.

Физический механизм образования внутренних волн является простым. Если в устойчиво стратифицированной жидкости возникло возмущение, которое вывело ее частицу из положения равновесия, то под действием силы тяжести и силы Архимеда эта частица будет совершать колебания относительно положения равновесия. Подобные колебания, распространяющиеся в океане, представляют собой внутренние волны. Внутренние волны в океане существуют повсеместно, и поскольку вертикальные изменения

Таблица 2.12

Шкала состояния поверхности моря (океана) под влиянием ветра

Состояние поверхности моря, баллы	Признаки для определения состояния поверхности моря (океана)
0	Зеркально-гладкая поверхность
1	Рябь, появляются небольшие гребни волн
2	Небольшие гребни волн начинают опрокидываться, но пена не белая, а стекловидная
3	Хорошо заметные, небольшие волны; гребни некоторых из них опрокидываются, образуя местами белую клубящуюся пену — барашки
4	Волны принимают хорошо выраженную форму, повсюду образуются барашки
5	Появляются гребни большой высоты, их пенящиеся вершины занимают большую площадь, ветер начинает срывать пену с гребней волн
6	Гребни очерчивают длинные валы ветровых волн; пена, срываемая с гребней ветром, начинает вытягиваться полосами по склонам волн
7	Длинные полосы пены, срываемой ветром, покрывают склоны волн и местами, сливаясь, достигают их подошв
8	Пена широкими плотными сливающимися полосами покрывает склоны волн, от чего поверхность становится белой, только местами, во впадинах волн, видны свободные от пены участки
9	Поверхность моря покрыта плотным слоем пены, воздух наполнен водяной пылью и брызгами, видимость значительно уменьшена

плотности воды в океане малы, вертикальные перемещения не требуют больших затрат энергии, а потому амплитуды внутренних волн могут вырастать до очень больших значений.

Внутренние волны оказывают огромное влияние на протекающие в океане процессы. Они играют важную роль в горизонтальном и вертикальном обменах, перемешивании вод. Их изучение необходимо для гидроакустики и гидрооптики, гидробиологии, подводного плавания и т. д. Именно этим и объясняется большой интерес к исследованиям внутренних волн в последние годы.

На рис. 2.14 приведены примеры наблюдающихся внутренних волн в двух различных районах океана. Из примеров видно, что амплитуды внутренних волн значительно больше поверхностных, что, как уже указывалось, связано с малой разностью плотностей в океане. Поясним это на примере.

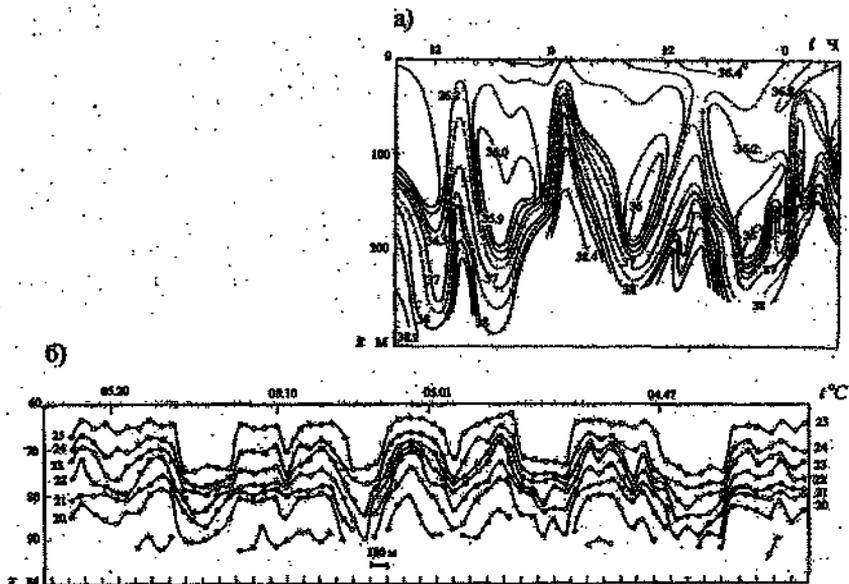


Рис. 2.14. Примеры наблюдавшихся внутренних волн.
 а — в Гибралтарском проливе по данным наблюдений за колебаниями солености 16—18 мая 1961 г. (по Бокkelю, 1962 г.), б — в пассатной зоне Северной Атлантики по колебаниям температуры (по Сабинну, 1974 г.).

Пусть внутренняя волна высотой h_2 на границе двух однородных слоев с плотностями ρ_1 и ρ_2 создается действием поверхностной волны h_1 (рис. 2.15). В этом случае гребень поверхностной волны будет соответствовать ложбине внутренней, и наоборот. Выберем на некоторой глубине уровень z_0 , на котором внутренние волны уже не наблюдаются и изобары поэтому горизонтальны. Из условия постоянства давления на уровне z_0 можно записать

$$\rho_1 g z_1 + \rho_2 g z_2 = \rho_1 g (z_1 + h_1 + h_2) + \rho_2 (z_2 - h_2).$$

Из этого равенства легко получаем

$$\rho_1 h_1 = h_2 (\rho_2 - \rho_1)$$

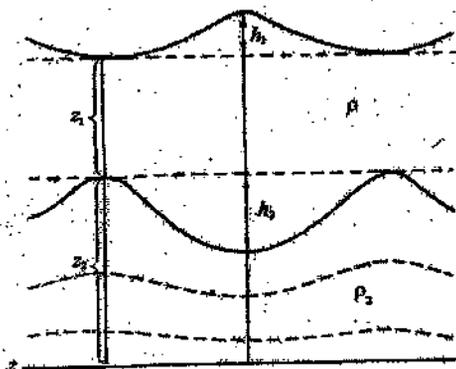


Рис. 2.15. Схема образования внутренней волны.

или

$$h_1/h_2 = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_1.$$

Из этого соотношения следует, что высота внутренней волны тем больше, чем меньше разность плотностей слоев. Этим и объясняется, что в глубинных слабо стратифицированных слоях амплитуды внутренних волн достигают сотен метров. Но при слабой стратификации слоев внутренние волны могут

достигнуть такой высоты, что они становятся неустойчивыми и разрушаются. При этом происходит интенсивное перемешивание слоев.

Внутренние волны перемещаются намного медленнее, чем поверхностные ветровые волны. Фазовая скорость внутренних волн обычно не превышает нескольких метров в секунду и тем меньше, чем меньше разности плотности слоев. При условии, что внутренние волны развиваются в покоящейся жидкости и длина волны мала по сравнению с толщиной слоев, значение фазовой скорости определяется из следующего выражения:

$$C = \sqrt{\frac{g\lambda(\rho_2 - \rho_1)}{2\pi(\rho_2 + \rho_1)}} \quad (2.41)$$

Заметим, что поверхностные ветровые волны также можно представить как внутренние волны, возникающие на поверхности раздела двух сред — воды и воздуха. Однако в этом случае $\rho_2 \gg \rho_1$ (на три порядка) и поэтому последний множитель в выражении (2.41) равен единице.

Форма внутренних волн в океане весьма разнообразна. Относительно длинные и низкочастотные внутренние волны могут иметь квазисинусоидальный характер. Короткопериодные внутренние волны имеют форму, существенно отличающуюся от синусоидальной (с более плоскими гребнями и обостренными ложби-

нами). Наблюдаться внутренние волны могут в виде одиночной волны, и группами.

Как правило, внутренние волны вызывают лишь незначительные колебания поверхности океана. Однако, хотя эти колебания и малы, все же они, по-видимому, не нулевые. В записях сейсмографов на арктическом льду обнаруживаются колебания с периодами, свойственными внутренним волнам.

Механизмы генерации внутренних волн очень разнообразны. Внутренние волны в океане развиваются под действием различных атмосферных эффектов, таких, как прохождение атмосферных фронтов, колебания давления, ветра. Внутренние волны возникают под действием приливообразующих сил, при набегании приливных волн на материковый склон, при подвижке участков дна, при взаимодействии с поверхностными волнами, при обтекании стратифицированным течением неровностей океанического дна и ряда других факторов.

Вырождение (диссипация) внутренних волн также может создаваться несколькими различными механизмами. Они затухают под действием сил молекулярной вязкости. Однако это затухание очень медленное. Опрокидывание внутренних волн возможно тогда, когда в них локальное ускорение $\omega^2 r$ сравнимо с ускорением свободного падения g . Но из-за малости их частот это почти неосуществимо. Однако при наличии течения опрокидывание может осуществляться благодаря горизонтальному сносу вершины волн. Весьма эффективным механизмом вырождения внутренних волн может быть их гидродинамическая неустойчивость.

2.12. Сейши

Если в каком-нибудь районе бассейна (замкнутого или полузамкнутого) под действием той или иной силы создается повышение или понижение уровня, то, как только действие этой силы прекращается, сейчас же в стремлении возвратиться в положение равновесия вся вода бассейна приходит в колебательное движение. Эти свободные затухающие колебания и есть *сейши*. Траектории частиц при этом такие же, как и в стоячих волнах. Впервые такие колебания уровня были изучены на швейцарских озерах Ферелем в 1885 г.

Сейши — весьма распространенный вид колебаний. Они возникают под действием внешних сил, чаще всего таких, как ветер, создающий нагон и достаточно быстро стихающий, кратковременные резкие изменения атмосферного давления, обильное выпадение осадков в разных частях водоема. Для образования

сейш достаточно сравнительно небольшой энергии. Энергию сейш в прямоугольном бассейне, если профиль волны имеет синусоидальную форму, можно вычислить по формуле

$$E = \frac{1}{4} \rho g S a^2, \quad (2.42)$$

где E – энергия сейши, a – наибольшая амплитуда, S – площадь бассейна.

При линейном изменении высоты волны от узловой линии к берегам формула приобретает вид

$$E = \frac{1}{6} \rho g S a^2. \quad (2.43)$$

Вычисления по формулам (2.42) и (2.43) показывают, что для возбуждения обычных сейш с амплитудой несколько сантиметров достаточно любой из перечисленных выше возможных причин их генерации.

При сейсах в бассейне всегда наблюдается одна или несколько точек (линий), в которых изменения уровня нет. Такие точки (линии) называют узлами (узловыми линиями). Простейшим видом сейши является одноузловая. Но она обычно сопровождается колебаниями более высокого порядка.

Примером сложных колебаний могут служить сейши Балтийского моря (рис. 2.16).

Период многоузловой сейши можно определить для прямоугольного замкнутого бассейна постоянной глубины по обобщенной формуле Мерриана, разработавшего основы теории сейш еще в 1828 г.:

$$\tau = 2L/m\sqrt{gH},$$

где L – длина бассейна, m – число узлов, H – глубина бассейна.

Более общей является формула Дюбуа для определения периодов сейш в бассейне прямоугольной формы, но переменной глубины:

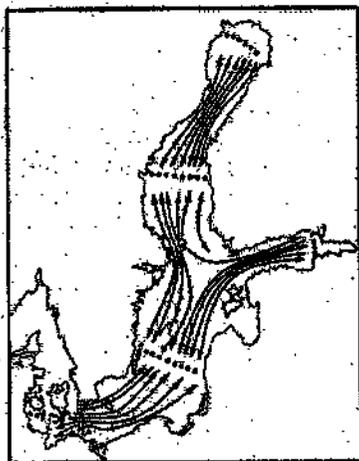


Рис. 2.16. Сейши в Балтийском море. По В. П. Дубову.

$$\tau = (\sqrt{g})^{-1} 2 \int_0^L dx / \sqrt{H}.$$

Сейши Балтийского моря имеют основной период 27 ч.

Теоретические исследования и наблюдения показывают, что в одном и том же бассейне могут создаваться как одноузловые, так и многоузловые сейши, при этом наибольшим периодом обладают одноузловые сейши. При многоузловых сейшах и неправильном строении дна бассейна расстояние между узлами тем больше, чем больше в данном районе глубина бассейна. В бассейнах, сообщающихся с морем, помещается только четверть волны, и поэтому период сейши равен

$$\tau = 4L / \sqrt{gH}.$$

В достаточно длинных проливах также наблюдаются сейши, причем узловые линии сейш в таких проливах отмечается на их концах.

2.13. Цунами

Цунами — это радиально распространяющиеся системы длиннопериодных гравитационных волн, вызванные любыми крупномасштабными импульсными возмущениями на поверхности океана. Подводные землетрясения, вулканические извержения, оползни крупного масштаба возбуждают колебания толщи воды, которые распространяются из очага возникновения обычно как группы волн. Именно такого рода волны и получили японское название «цунами». С древних времен цунами считают одним из самых страшных стихийных бедствий. Крупные цунами в открытом море почти не затухают, поэтому даже на значительном расстоянии от очага зарождения они способны вызывать большие разрушения в тот момент, когда на мелководье их высота увеличивается в несколько раз. В океане много сейсмически активных областей, особенно в Тихом океане, поэтому цунами наблюдаются довольно часто. Более всего страдают от цунами берега Камчатки, Японии, Курильских и Гавайских островов.

В области эпицентра землетрясения в момент возникновения высота волны цунами на глубокой воде составляет 30 — 60 см при длине волны 300 км. В зависимости от характера землетрясения цунами распространяются от очага либо концентрическими, либо «направленными» волнами. На рис. 2.17 показано распро-

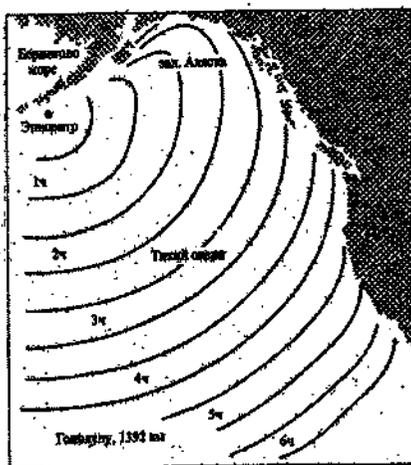


Рис.2.17. Распространение волны цунами 1 апреля 1946 г., вызванного землетрясением с эпицентром южнее о. Уникама. По Дж. Ван-Дорну.

пространение волны цунами, возникшей в результате землетрясения южнее о. Уникама 1 апреля 1946 г. (алеутское землетрясение).

Длина волн цунами и периоды варьируют в широких пределах в зависимости от характера землетрясения и расстояния, пройденного волной. Например, при алеутском землетрясении период цунами у берегов Канады был 9 мин, а пройдя расстояние до Вальпараисо (9000 км) волны цунами увеличили период до 18 мин. Наиболее полные наблюдения с помощью специально установленных волнографов провел Ван-Дорн (1961 г.) во время надводного атомного взрыва в 1956 г. в районе атолла Бикини.

Анализ данных табл. 2.12 позволяет сделать вывод, что уменьшение амплитуды волн цунами при их удалении от очага возмущения происходит примерно обратно пропорционально расстоянию.

Таблица 2.12

Параметры волны цунами в зависимости от расстояния до очага возникновения. По Ван-Дорну

Атолл	Расстояние от Бикини, км	Максимальная высота, м	Длина волны, км	Период волны, мин
Айлингинас	113	1,4	49,0	5,8
Эйвевек	345	1,16	67,2	5,8
Уэйк	850	0,31	94,5	7,6
Джонстон	2800	0,16	112,5	11,0

В спектре морских гравитационных волн волны цунами занимают промежуточное положение между приливными волна-

ми и волнами зыби. Их период заключен обычно в диапазоне от 2 до 200 минут (наиболее часто от 2 до 40 минут). В открытом океане распространение волн достаточно хорошо определяется формулой Лагранжа для длинных волн $C = \sqrt{gH}$. Таким образом, на средней для Тихого океана глубине 4 км скорость волн цунами равна примерно 700 км/ч. У берегов скорость волн цунами снижается до 30 – 100 км/ч, а высота возрастает примерно обратно пропорционально корню четвертой степени из глубины (см. уравнение (2.38)). Особенно сильно высота волн возрастает при вхождении цунами в суживающиеся бухты треугольной или воронкообразной формы. В результате на побережье могут обрушиваться волны высотой до 10 – 15 м, с отдельными заплесками до 30 – 50 м. Известное цунами на о. Парамушир имело высоту 10 м. В 1883 г. на Зондские острова обрушилось цунами, которое возникло вследствие извержения вулкана Кракатау высотой 18 – 20 м и при котором погибло 40 000 человек.

В настоящее время на основе исследования сейсмических волн и цунами создана оперативная служба наблюдений и предупреждений о возникновении и распространении волн цунами.

3. ПРИЛИВЫ В ОКЕАНЕ

3.1. Основные физические закономерности формирования приливов

3.1.1. Приливы и силы, приводящие к их движению

Приливами в морях и океанах называют движения водных масс, вызываемые приливобразующими силами Луны и Солнца. Выражаются эти движения в колебаниях уровня и течений периодического характера. Приливные движения наблюдаются не только в водной оболочке Земли. Существуют приливные деформации твердого тела Земли и приливные колебания атмосферного давления. Однако только приливные движения вод Мирового океана выражены столь ярко. Так, в прибрежных районах приливные колебания уровня, составляющие 5 – 6 м, не редкость. Предельная величина приливов достигает 18 м (залив Фанди, Канада). Кроме того, вблизи берегов наблюдаются сильные приливные течения, которые в узкостях могут достигать скорости 5 – 10 и даже 12 миль в час. С удалением от берегов приливные колебания уровня и скорость течений уменьшаются. Тем не менее в открытом океане они существенно влияют на динамическое состояние воды. Объясняется это тем, что приливные движения охватывают всю водную толщу, в то время как другие виды движения в море наиболее ярко обычно выражены на поверхности и затухают с глубиной.

В настоящее время накоплен большой объем данных наблюдений за приливами на побережье материков. Трудно сказать, когда был начат сбор этих данных. Первое упоминание о приливах в Красном море относится к V в. до н. э. (Геродот, 484 – 428 гг. до н. э.). Почти тогда же была замечена связь между периодическими колебаниями уровня моря и движениями Луны (Питеас, 325 г. до н. э.). Высказывались также предположения о связи периодических колебаний уровня с Солнцем. Однако причины, по которым Луна и Солнце способны создавать явления прилива на Земле, не были понятны до того, как в 1687 г. Исаак Ньютон сформулировал закон всемирного тяготения и доказал, что явление прилива есть необходимое следствие этого закона.

Рассмотрим силы гравитационной природы, действующие на поверхности Земли на каждую точку единичной массы.

1. Сила притяжения Земли

$$F_1 = k \frac{E}{r^2}, \quad (3.1)$$

где k – гравитационная постоянная, равная $6,670 \cdot 10^{-8}$ дин-см²/г², E – масса Земли, r – радиус Земли. Радиус Земли, строго говоря, не постоянен. Однако экваториальный и полярный радиусы Земли отличаются друг от друга всего на 21,4 км, и поэтому для наших целей Землю можно считать идеальной сферой, радиус которой равен 6371,2 км.

2. Центробежная сила

$$F_2 = \omega^2 r \cos \varphi, \quad (3.2)$$

где ω – угловая скорость вращения Земли, равная $7,29 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, φ – широта нахождения точки.

Силы F_1 и F_2 для каждой точки Земли практически постоянны во времени по величине и направлению и никакого влияния на возникновение приливов не оказывают. Поэтому их равнодействующая является силой тяжести. Было уже сказано, что Земля – идеальная сфера.

3. Третьей силой, действующей в каждой точке земной поверхности, является сила притяжения Луной единицы массы в данной точке поверхности Земли

$$F_3 = k \frac{M}{d_M^2}, \quad (3.3)$$

где M – масса Луны, а d_M – расстояние между точкой и центром Луны. Сила направлена к Луне по прямой, соединяющей данную точку на поверхности Земли с центром Луны. В каждой точке Земли направление и значение этой силы различны. Не будет оставаться постоянной эта сила в данной точке и во времени. Ее изменения во времени для наблюдателя на земной поверхности будут вызваны вращением самой Земли, движением Луны вокруг Земли, а также постоянными изменениями расстояния между центрами Земли и Луны. Это разная в различных точках поверхности Земли и непрерывно изменяющаяся в каждой из них сила и является первой из двух сил, формирующих на Земле приливообразующую силу Луны.

4. Для того чтобы установить вторую из сил, слагающих в совокупности приливообразующую силу Луны, необходимо рассмотреть движение системы Земля – Луна. Обычно мы говорим, что Луна вращается вокруг Земли. Но в действительности эти оба

тела вращаются вокруг общего центра тяжести. Если для простоты отбросить вращение Земли и Луны вокруг своих осей и рассматривать только перемещение этих тел вокруг их общего центра тяжести, то такое движение называют иногда «обращением без вращения». Как следует из рис. 3.1, чтобы система из двух обращающихся вокруг общего центра тяжести тел могла существовать, должно выполняться условие $EX = MD$ (X и D — соответствующие расстояния от общего центра тяжести до центров светил). Поскольку $D = D_M - X$, где D_M — расстояние между центрами Земли и Луны, то

$$EX = M(D_M - X) \text{ и } X = MD_M / (E + M).$$

Учитывая, что в среднем $D_M = 60,3r$, а $E = 81,5 M$, получаем

$$X = \frac{60,3r}{82,5} = 0,73r, \text{ или } X \approx 4600 \text{ км.}$$

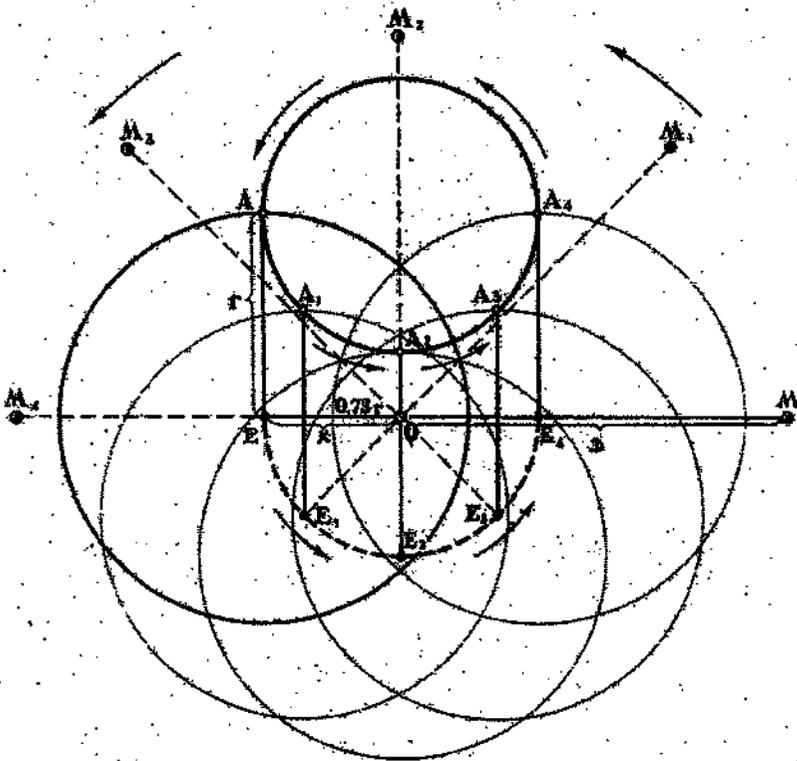
Вполне понятно, что поскольку D не остается постоянной, то и положение центра тяжести не будет постоянным.

Движение системы Земля — Луна вокруг общего центра тяжести приводит к перемещению всех земных радиусов параллельно друг другу. При таком движении каждая точка на поверхности Земли описывает свою окружность, но радиусы этих окружностей между собой равны и равны также радиусу окружности, описываемой центром Земли.

Очевидно, что такое обращение вокруг общего центра тяжести должно вызывать на Земле центробежную силу, которая должна быть одинакова в любой точке Земли, в том числе и в центре ее. При этом очевидно, что центробежная сила должна быть направлена от Луны и действовать во всех точках Земли параллельно прямой, соединяющей центры Земли и Луны. Естественно, что эта центробежная сила должна уравновешивать силу, с которой Луна притягивает единицу массы в центре Земли, иначе система перестала бы существовать. Следовательно,

$$F_4 = k \frac{M}{D_M^2}. \quad (3.4)$$

Эта сила тяжести не остается постоянной, изменяя как свое значение, так и направление. Но в фиксированный момент времени данная сила во всех точках Земли одинакова по значению и по направлению.



- M, M_1, M_2, M_3, M_4 - положения Луны;
 E, E_1, E_2, E_3, E_4 - положения центра Земли;
 A, A_1, A_2, A_3, A_4 - положения точки на поверхности Земли;
 - - - - - окружность, описываемая центром Земли;
 ———— окружность, описываемая точкой A на поверхности Земли;
 r - радиус Земли;
 Q - центр тяжести системы Земля - Луна.

Рис. 3.1. Движение системы Земля-Луна вокруг общего центра тяжести.

Земли удобно воспользоваться понятием потенциал. Напомним, что потенциал силы в некоторой точке — это такая функция координат точки, производные которой по x , y и z равны проекции силы на соответствующие оси координат.

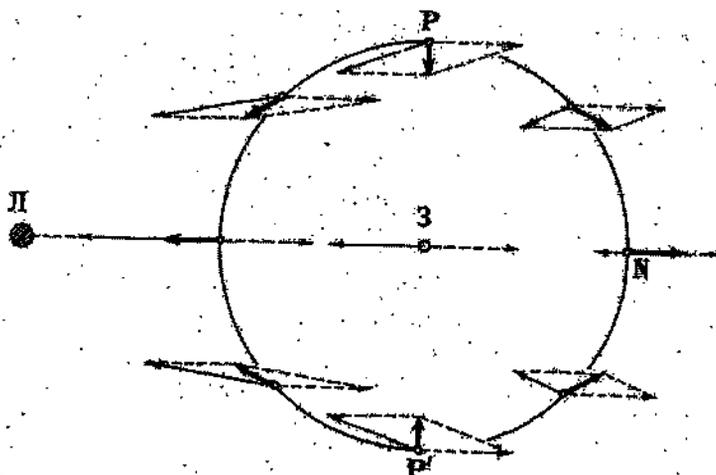


Рис. 3.3. Схема возникновения приливообразующей силы Луны.

Будем говорить сначала о влиянии на Землю только одной Луны. Примем начало координат в центре Земли и возьмем оси координат неподвижными в теле Земли так, чтобы ось oz была направлена к северному полюсу, а оси ox и oy лежали в плоскости экватора. Пусть P — частица океана единичной массы (рис. 3.4).

Введем следующие обозначения: U — потенциал силы притяжения центра Земли, W — потенциал силы притяжения в точке P , V — потенциал приливообразующей силы.

Очевидно,

$$V = W - U.$$

Согласно теории, потенциал притяжения Луны в точке P выражается простым уравнением

$$W_M = k \frac{M}{d_M}. \quad (3.6)$$

Подставив в (3.6) вместо d_M его значение, определяемое из треугольника PEM , получим

$$W_M = \frac{kM}{\sqrt{D_M^2 + r^2 - 2D_M r \cos z_M}}, \quad (3.7)$$

где z_M — зенитное расстояние Луны для точки P .

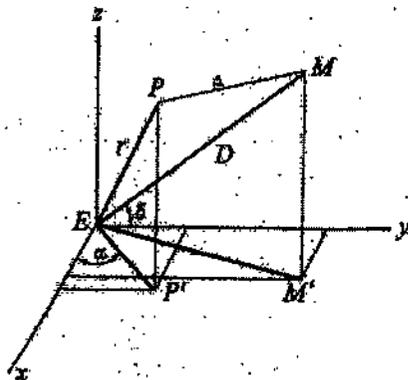


Рис. 3.4. Схема системы Земля—Луна для вывода потенциала приливообразующей силы Луны.

Исходя из теории и геометрических соображений, для величины U нетрудно получить выражение

$$U = k \frac{M}{D_M^2} r \cos z_M + C, \quad (3.8)$$

где C — некоторая константа.

Тогда значение приливообразующей силы запишется как

$$V_M = \frac{kM}{\sqrt{D_M^2 + r^2 - 2D_M r \cos z_M}} - \frac{kM}{D_M^2} r \cos z_M - C. \quad (3.9)$$

В центре Земли V_M должно быть равно нулю. Следовательно, при $r = 0$ $V_M = 0$. Отсюда

$$C = \frac{kM}{D_M}$$

Тогда

$$V_M = \frac{kM}{\sqrt{D_M^2 + r^2 - 2D_M r \cos z_M}} - \frac{kM}{D_M^2} r \cos z_M - \frac{kM}{D_M} \quad (3.10)$$

Для преобразования этого выражения разложим знаменатель первого члена в ряд, отбросив за малостью третьи и высшие степени r/D :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{D_M^2 + r^2 - 2D_M r \cos z_M}} &= \frac{1}{D_M} \left[1 - \left(\frac{2r}{D_M} \cos z_M - \frac{r^2}{D_M^2} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{1}{D_M} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2r}{D_M} \cos z_M - \frac{r^2}{D_M^2} \right) + \frac{3}{8} \left(\frac{2r}{D_M} \cos z_M - \frac{r^2}{D_M^2} \right)^2 + \dots \right] = \\ &= \frac{1}{D_M} \left[1 + \frac{r}{D_M} \cos z_M + \frac{3 \cos^2 z_M - 1}{2} \frac{r^2}{D_M^2} + \dots \right] \quad (3.11) \end{aligned}$$

Подставляя эту величину в формулу (3.10), получим

$$V_M = \frac{3}{2} k \frac{Mr^2}{D_M^3} \left(\cos^2 z_M - \frac{1}{3} \right) \quad (3.12)$$

Для Солнца нетрудно получить выражение, аналогичное (3.12), если повторить те же рассуждения:

$$V_S = \frac{3}{2} k \frac{Sr^2}{D_S^3} \left(\cos^2 z_M - \frac{1}{3} \right),$$

где S — масса солнца, D_S — расстояние между центрами Земли и Солнца и z_S — зенитное расстояние Солнца для точки P .

3.1.3. Приливообразующая сила

С помощью выражения для потенциала приливообразующей силы Луны (3.12) нетрудно найти составляющие этой силы, взяв ее производные. Найдем вертикальную и горизонтальную составляющие силы в точке P . Вертикальную составляющую получим, взяв производную от (3.12) по r :

$$F_r = \frac{\partial V_M}{\partial r} = \frac{3kMr}{D_M^3} \left(\cos^2 z_M - \frac{1}{3} \right). \quad (3.14)$$

Для нахождения горизонтальной составляющей возьмем производную $\partial V_M / \partial \ell$, где элементарная дуга $\partial \ell = r \partial z_M$. Тогда получим

$$F_t = \frac{\partial V}{r \partial z_M} = \frac{3kMr}{2D_M^3} \sin 2z_M. \quad (3.15)$$

Считаем силы положительными, если они направлены от центра Земли и в сторону светила соответственно.

При $z_M = 0$ $F_r = 2kMr/D_M^3$ и $F_t = 0$,

т. е. вертикальная сила максимальна, направлена от центра Земли, а горизонтальная равна нулю.

При $z_M = 90^\circ$ $F_r = -\frac{kMr}{D_M^3}$ и $F_t = 0$, т. е. горизонтальная

сила тяжести равна нулю, а вертикальная в два раза меньше по сравнению с ее значением при $z_M = 0$ и направлена к центру Земли. Максимального значения F_t будет достигать при $z_M = 45^\circ$,

тогда $F_t = \frac{3kMr}{2D_M^3}$. Сила же $F_r = 0$ при $z_M \approx 54^\circ$. Легко проследить

изменение этих сил и в последующих четвертях изменения z_M .

Итак, наибольшее значение для вертикальной составляющей равно $2kMr/D_M^3$, а для горизонтальной $\frac{3kMr}{2D_M^3}$. Сравним эти

значения с силой тяжести $g = k \frac{E}{r^2}$. При этом не будем учитывать

центробежную силу. Тогда $k = \frac{gr^2}{E}$ и, подставляя ее значения в

(3.14) и (3.15) и учитывая, что $\frac{M}{E} \approx \frac{1}{80}$, а $D_M \approx 60r$, получаем

$$F_r = \frac{2gr^3 M}{D_M^3 E} \approx \frac{g}{9\,000\,000} \quad \text{и} \quad F_t = \frac{3gr^3 M}{2D_M^3 E} \approx \frac{g}{12\,000\,000}$$

Отсюда мы видим, что составляющие приливообразующей силы Луны очень малы по сравнению с силой тяжести.

Если сравнить потенциал приливообразующей силы Луны и Солнца (3.12) и (3.13), то нетрудно получить

$$\frac{V_M}{V_S} = \frac{MD_S^2}{SD_M^3} = 2,172.$$

Поскольку значения потенциала приливообразующей силы Солнца в 2,17 раза меньше потенциала приливообразующей силы Луны, то и значение составляющих сил будет во столько же раз меньше.

Таким образом, мы приходим к заключению, что обе составляющие приливообразующей силы Луны и Солнца очень малы по сравнению с силой тяжести. Поэтому вертикальные составляющие сил способны лишь ничтожно изменить силу тяжести и не могут являться причиной тех значительных движений вод океана, которые мы наблюдаем. Наоборот, горизонтальная составляющая действует в плоскости, где отсутствует составляющая силы тяжести, и поэтому способна вызывать значительные горизонтальные перемещения частиц воды, что приводит к возникновению приливов в Мировом океане.

3.2. Основы статической теории приливов

Первая теория приливов была разработана Ньютоном и носит название равновесной, или статической, теории приливов. В основу теории были положены следующие предпосылки:

- 1) поверхность Земли везде покрыта океаном бесконечной глубины;
- 2) Земля представляет собой абсолютно твердое тело (упругими деформациями земной коры эта теория пренебрегает);
- 3) вода представляет собой жидкость, лишенную вязкости и инерции.

На основе этих предпосылок делается предположение, что океан обладает способностью немедленной реакции на действие приливообразующей силы, т. е. разность потенциалов силы тяжести на среднем уровне моря и на уровне прилива в каждый данный момент должна быть равна потенциалу приливообразующей силы, т. е. в каждый данный момент должно наблюдаться равновесие сил.

В аналитическом виде это запишется следующим образом:

$$\frac{kE}{r} - \frac{kE}{r+h_{M+S}} = \frac{3 kMr^2}{2 D_M^3} \left(\cos^2 z_M - \frac{1}{3} \right) + \frac{3 kSr^2}{2 D_S^3} \left(\cos^2 z_S - \frac{1}{3} \right). \quad (3.16)$$

Первый член в левой части означает потенциал силы тяжести на среднем уровне, второй – на уровне прилива, где h_{M+S} – превышение уровня прилива над средним уровнем.

Принимая во внимание, что $h_{M+S} \ll r$, из (3.16) получаем

$$\frac{kE h_{M+S}}{r^2} = \frac{3 kMr^2}{2 D_M^3} \left(\cos^2 z_M - \frac{1}{3} \right) + \frac{3 kSr^2}{2 D_S^3} \left(\cos^2 z_S - \frac{1}{3} \right). \quad (3.17)$$

Поскольку $g = kE/r^2$, то h_{M+S} можно получить из выражения

$$gh_{M+S} = V_{M+S} \quad \text{или} \quad h_{M+S} = \frac{V_{M+S}}{g}. \quad (3.18)$$

Это общее выражение для нахождения высоты изменения уровня под действием потенциала возмущений силы в статической теории. Подставляя в (3.18) правую часть выражения (3.17) вместо

V_{M+S} , а $\frac{kE}{r^2}$ вместо g , получим

$$h_{M+S} = \frac{3 M r^4}{2 E D_M^3} \left(\cos^2 z_M - \frac{1}{3} \right) + \frac{3 S r^4}{2 E D_S^3} \left(\cos^2 z_S - \frac{1}{3} \right). \quad (3.19)$$

Данное выражение неудобно для практического использования, поскольку зенитное расстояние светила изменяется в каждой точке по сложному закону, являясь функцией ряда аргументов: широты точки наблюдения φ , склонения светила δ и его часового угла A .

Из сферической тригонометрии известно, что

$$\cos Z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos A. \quad (3.20)$$

Подставляя соответствующие значения $\cos Z$ из (3.20) в выражение для h_{M+S} , после некоторых преобразований получим следующее выражение для h_{M+S} :

$$\begin{aligned}
 h_{M+S} = & \frac{3 M r^4}{2 E D_M^3} \left[\frac{(1-3\sin^2 \delta_M)(1-3\sin^2 \varphi)}{6} + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin 2\delta_M \cos A_M + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi \cos^2 \delta_M \cos A_M \right] + \frac{3 S r^4}{2 E D_S^3} \left[\frac{(1-3\sin^2 \delta_S)(1-3\sin^2 \varphi)}{6} + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin 2\delta_S \cos A_S + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi \cos^2 \delta_S \cos 2A_S \right]. \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

Рассмотрим это выражение подробнее. Прежде всего, согласно статической теории, прилив в океане должен быть сложным явлением, состоять из суммы отдельных волн с различным периодом. Если мы обратим внимание на первые члены в квадратных скобках, то увидим, что их значения зависят от изменений δ_M и D_M , а также от δ_S и D_S . Указанные аргументы изменяются медленно. Склонение Луны меняется с периодом, равным тропическому месяцу (27,32 суток), а расстояние между центрами Земли и Луны с периодом, равным аномалистическому месяцу (27,55 суток). Соответственно δ_S изменяется с периодом, равным астрономическому году (365,24 суток), а D_S — с периодом, равным аномалистическому году (356,26 суток). Таким образом, из выражения (3.21) следует, что в океане должны наблюдаться приливы с периодами, превышающими сутки, которые получили название *долгопериодных*.

Изменение значений вторых членов в квадратных скобках определяется прежде всего изменениями часового угла светила A_M и A_S , а также уже рассмотренными аргументами δ_M и D_M , δ_S и D_S . Поскольку A_M меняется с периодом лунных суток 24 ч 50 мин, а A_S — с периодом 24 ч, то вторые члены выражения (3.21) свидетельствуют о наличии в океанах при условии, что δ_M и δ_S не равны нулю, суточных приливов. При этом периоды лунного суточного и солнечного суточного приливов не равны между собой и амплитуды их зависят от δ_M и D_M , δ_S и D_S соответственно.

Наконец последние члены в квадратных скобках указывают на присутствие в океане полусуточных лунных и солнечных

приливов, имеющих близкие, но разные периоды, и также зависят от склонений светил и расстояния до них.

Таким образом, можно сделать заключение, что даже статический лунно-солнечный прилив, т. е. прилив, вытекающий из самых простых и заведомо упрощенных представлений о природе его возникновения, если бы он действительно существовал в океане, был бы все же явлением достаточно сложным. Понятно, что действительный прилив, формирующийся по более сложным законам в океанах, разделенных материками, имеющими различную конфигурацию берега, различные глубины в пределах одного и того же океана, представляет собой одно из самых сложных явлений на Земле.

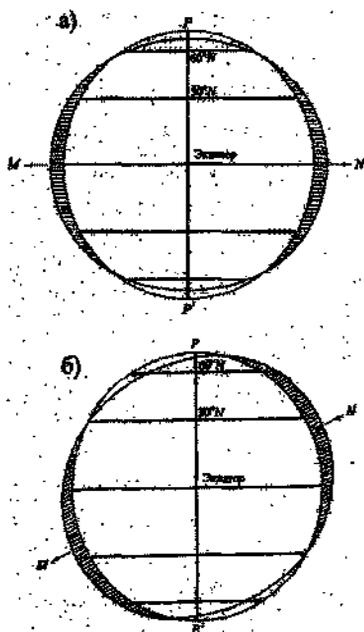


Рис. 3.5. Сочетание поверхности лунного приливного эллипсоида вращения при склонении Луны, равном нулю (а), и наибольшем южном склонении Луны (б).

Рассмотрим теперь, как происходит деформация уровня океана в статическом приливе. Нетрудно показать, что слагаемые в правой части выражения (3.19) определяют поверхности равновесия, представляющие собой эллипсоиды вращения, большие оси которых направлены к светилу. Для примера на рис. 3.5 представлены сечения поверхности лунного приливного эллипсоида вращения при склонении Луны, равном нулю, и наибольшем южном склонении Луны. Рисунок хорошо иллюстрирует выражение (3.21). При $\delta_M = 0$ в результате суточного вращения Земли во всех ее точках должен наблюдаться полусуточный прилив, причем его максимальные значения должны отмечаться на экваторе. При увеличении склонения Луны возникает суточная составляющая прилива, которая в низких широтах приводит к суточному неравенству максимальных высот

прилива, а в средних широтах — к суточному приливу при максимальных значениях склонения. Картина резко усложняется, если рассматривать сразу два приливных эллипсоида вращения Луны и Солнца.

В действительности поверхность океана под воздействием приливообразующей силы не принимает фигуры равновесия, однако статистическая теория позволяет объяснить многие закономерности проявления приливов на Земле. Ее значение в исследованиях приливов на Земле велико. Ниже мы рассмотрим, что в закономерностях проявления реального прилива в океане удалось объяснить с помощью этой теории, а что нет.

3.3. Общая характеристика приливов

3.3.1. Основные элементы и термины

Приливом называется подъем уровня относительно его среднего положения при прохождении приливной волны, а отливом — его падение. В колебаниях уровня в приливной волне выделяются ряд характерных элементов (рис. 3.6).

Полной водой называется максимальный уровень в продолжении одного периода приливных колебаний, а *малой водой* — минимальный уровень в продолжении этого периода.

Период прилива — промежуток времени между двумя последовательными полными или малыми водами.

Высота прилива — положение приливного уровня по отношению к нулю глубин, *нуль глубин* — наименьший, возможный по астрономическим причинам, уровень; $h_{ПВ}$ — высота полной воды, $h_{МВ}$ — высота малой воды.

Амплитуда прилива — разность между высотой полной или малой воды и средним уровнем, определение которого приводится ниже. Так как приливы не всегда строго симметричны, то амплитуды, определяемые в полной и малой воде, не всегда будут равны между собой.

Величина прилива B — разность уровней соседних полной и малой вод.

$$B = h_{ПВ} - h_{МВ}$$

Время полной воды $t_{ПВ}$ — момент наступления полной воды, *время малой воды $t_{МВ}$* — момент наступления малой воды.

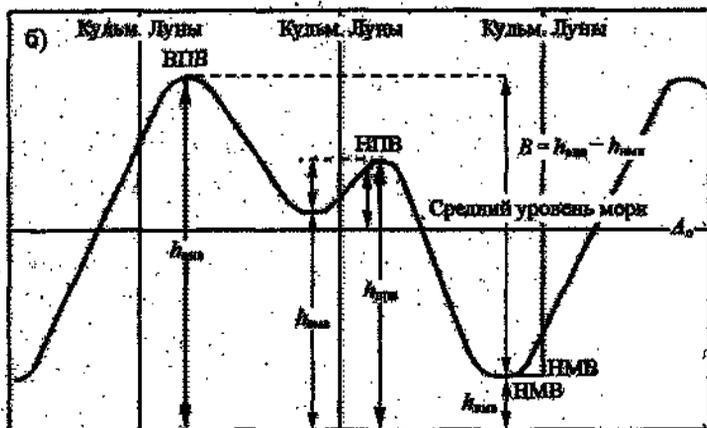
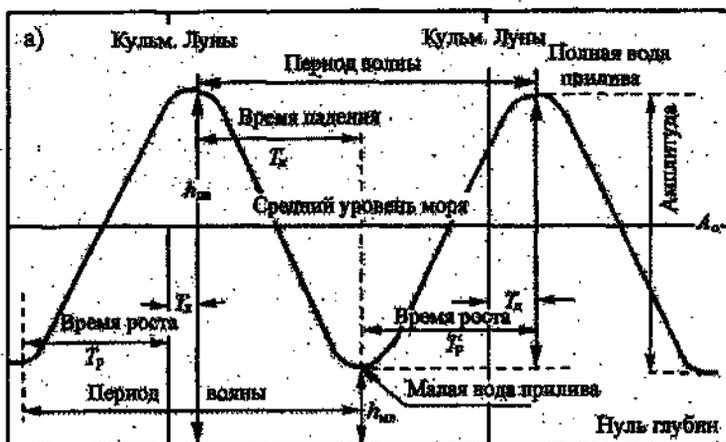


Рис. 3.6. Элементы прилива (а – правильный прилив, б – смешанный прилив).

Время роста, или подъема уровня T_r — промежуток времени, в течение которого происходит повышение уровня от малой до полной воды.

Время падения уровня T_{II} — промежуток времени, в течение которого происходит падение уровня до малой воды.

Продолжительность стояния уровня T_C — промежуток времени, в течение которого уровень, дойдя до определенной высоты, остается в покое.

Лунный промежуток T_{II} — разность между моментом кульминации Луны на меридиане наблюдения и моментом наступления ближайшей полной воды.

Средний прикладной час (СПЧ) — средний из лунных промежутков за половину лунного месяца.

Прикладной час порта (ПЧП) — средний из лунных промежутков при среднем расстоянии Земли от Луны и Солнца и при склонении Луны и Солнца, равном нулю.

Однако приливы, изображенные на рис. 3.6а, встречаются не так уж часто. Значительно более распространены приливы, у которых соседние полные и малые воды неравны между собой и время роста и время падения не одинаковы (рис. 3.6б). В этом случае приходится вводить дополнительные термины.

Высокая полная вода (ВПВ) — большая из двух полных вод за сутки, которой соответствует $h_{ВПВ}$.

Низкая полная вода (НПВ) — меньшая из полных вод за сутки $h_{НПВ}$.

Высокая малая вода (ВМВ) — большая из двух малых вод за сутки $h_{ВМВ}$.

Низкая малая вода (НМВ) — меньшая из двух малых вод за сутки $h_{НМВ}$.

Большая амплитуда прилива за сутки $A = h_{ВПВ} - A_0$.

Малая амплитуда прилива за сутки $a = h_{НПВ} - A_0$.

Большая величина прилива за сутки $B = h_{ВПВ} - h_{НМВ}$.

Малая величина прилива за сутки $b = h_{НПВ} - h_{ВМВ}$.

3.3.2. Классификация приливов

Наблюдения за колебанием уровня показывают, что характер приливных явлений в морях и океанах очень разнообразен.

Однако при всем разнообразии приливных колебаний уровня их можно разделить на несколько типов (рис. 3.7).

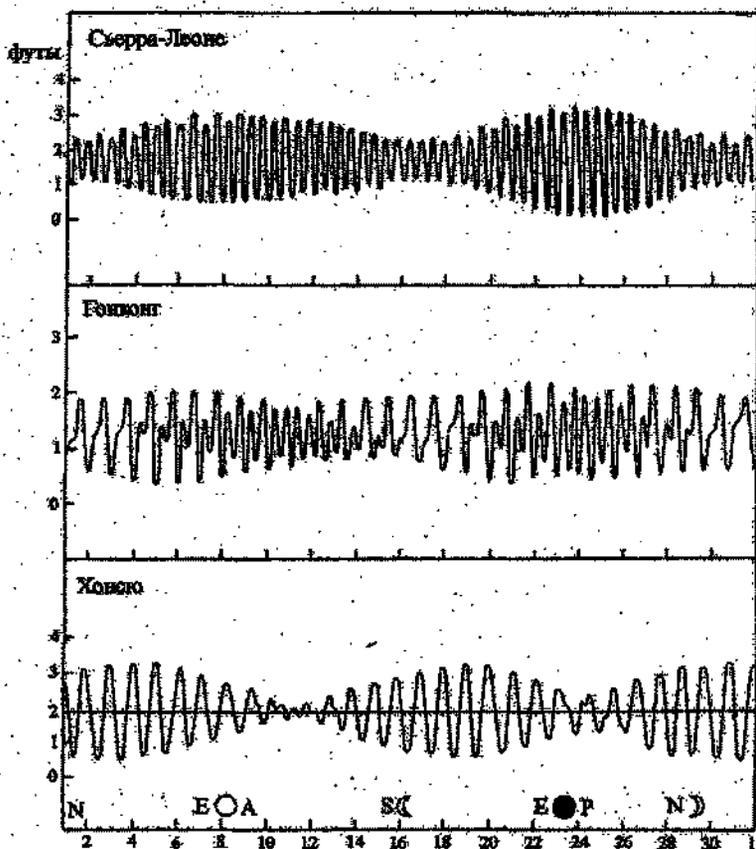


Рис. 3.7. Кривые колебания уровня в полусуточном (Сьерра-Леоне), смешанном (Гонконг) и суточном (Хонсю) приливах в марте 1936 г.

N и *S* — небольшие северное и южное склонения Луны, *E* — прохождение Луны через плоскость экватора, *A* и *P* — апогей и перигей Луны

Полусуточные приливы. Период колебаний в полусуточном приливе составляет половину лунных суток, т. е. 12 ч 25 мин. Время роста и время падения уровня близки между собой, различия в высотах соседних полных и малых вод незначительны и ход уровня близок к синусоидальному. Амплитуды прилива изменя-

ются в течение месяца прежде всего с фазами Луны: они максимальны во время полнолуний и новолуний и минимальны, когда Луна находится в первой или третьей четвертях.

Суточные приливы. Период колебания уровня в суточном приливе равен лунным суткам, т. е. 24 ч 50 мин. Время роста и время падения уровня также близки между собой, как и в полусуточном приливе. Различия в высотах соседних полных или малых вод невелики, по крайней мере большую часть лунного месяца. Их форма также приближается к синусоидальной. Амплитуда зависит от склонения Луны и обычно максимальна в моменты или вслед за моментами максимального северного или южного склонения Луны.

В периоды прохождения Луной плоскости земного экватора или вслед за этим наблюдается появление полусуточной волны в ходе изменений уровня. Амплитуды колебаний уровня в этот период минимальны.

Смешанные приливы. Довольно распространенный тип приливов: он разделяется на две группы: неправильные полусуточные приливы и неправильные суточные приливы.

Неправильные полусуточные приливы близки к полусуточным. В течение всего месяца они сохраняют две полные и две малые воды в сутки, однако высоты соседних полных и малых вод значительно отличаются друг от друга. При этом различия увеличиваются обычно с увеличением склонения Луны, приобретая наибольшие значения в дни максимальных склонений. Наиболее близки к полусуточным эти приливы бывают в период перехода Луны через плоскость экватора.

Неправильные суточные приливы более близки к суточным по своему характеру. В моменты максимальных склонений Луны типичны суточные приливы, при этом часто наблюдается стояние уровня. При переходе Луны через плоскость экватора возникает вторая полная вода за сутки и некоторое время наблюдается полусуточный характер прилива, но амплитуда прилива в этом случае заметно меньше.

Аномальные приливы. К таким приливам относятся мелководные, двойные полусуточные, полусуточные параллактические и полусуточные солнечные. Такого рода приливы распространены мало и наблюдаются только в отдельных районах Мирового океана.

Мелководные приливы отличаются нарушением симметрии в подъеме и спаде уровня. В результате время роста и время падения уровня заметно отличаются друг от друга. Уже само название говорит о том, что эти приливы наблюдаются в мелковод-

ных районах. Например, нарушение правильного хода уровня в приливной волне характерно для Северного и Белого морей. Иногда влияние мелководья настолько сильно, что в ходе полусуточных приливов появляются дополнительные полные малые воды и прилив становится двойным полусуточным. Такие приливы крайне редки. Наблюдаются они, например, в Английском канале в пунктах Портленд и Саутгемптон.

Весьма редко встречаются и полусуточные параллактические приливы, в которых амплитуды полусуточного прилива изменяются не в зависимости от фаз Луны, т. е. с полумесячным периодом, а в зависимости от расстояния до Луны. Они максимальные в момент перигея Луны и минимальны в ее апогее. Такие приливы наблюдаются в Беринговом море и заливе Креста.

Период полусуточных солнечных приливов составляет 12 ч. Вследствие этого полные и малые воды всегда наблюдаются в одни и те же часы. Такие приливы отмечаются в Котабару на о. Борнео и Эйре на южном побережье Австралии.

3.3.3. Географические закономерности приливных колебаний уровня

О закономерностях приливов в различных районах Мирового океана можно судить в основном по данным наблюдений у берегов материков и островов. Обобщение многочисленных наблюдений такого рода было сделано А. И. Дуваниным в 1960 г., который, в частности, составил карту характера и наибольших величин приливов (рис. 3.8).

Из рис. 3.8. следует, что в Мировом океане преобладают полусуточные приливы. За сравнительно небольшими исключениями они наблюдаются почти везде у побережий Атлантического, Индийского, Северного Ледовитого океанов. Приливы смешанного типа характерны для берегов Тихого океана и, как показывают наблюдения последних лет, для берегов Антарктиды. Наименее распространены приливы суточного типа. Они наблюдаются в основном в юго-западных районах Тихого океана, Мексиканском заливе, на небольшом протяжении юго-западного побережья Австралии, а также в Охотском море.

Величины приливов, как это видно из рис. 3.8, зависят от конфигурации береговой линии: в заливах и устьях они обычно заметно больше, чем у открытых берегов. У островов, как правило, наблюдаются сравнительно небольшие приливы (0,5 – 1,0 м). Самые большие приливы отмечаются, как уже указывалось, в заливе Фанди на восточном побережье Северной Америки (18 м), юго-западной оконечности Баффиновой Земли (15,6 м). Очень высокие приливы у

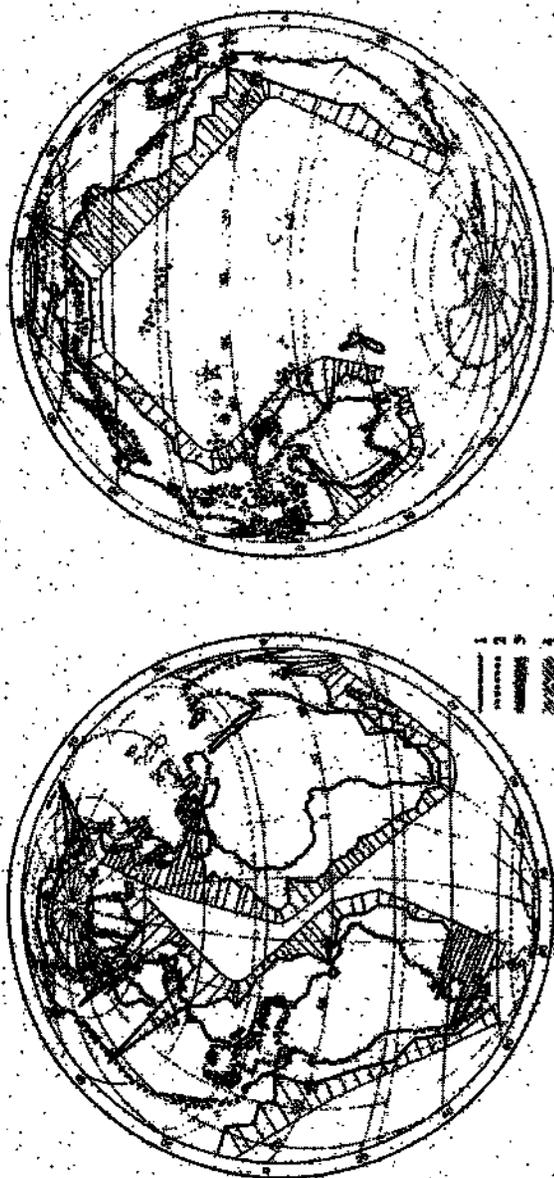


Рис. 3.8. Характер и наибольшая величина приливов. По А.И. Дуванину.
 1 - полусуточные, 2 - неправильные полусуточные, 3 - суточные,
 4 - неправильные суточные.

берегов Английского канала, западного побережья Англии и в Аляскинском заливе, у юго-восточного побережья Южной Америки, на северо-востоке Аравийского моря и у северо-западного побережья Австралии (10 – 15 м). У берегов России самые высокие приливы наблюдаются в Мезенском заливе (10,0 м) и Пенжинской губе (12,9 м). В целом наиболее высокие приливы наблюдаются у северного берега Кольского полуострова, у побережья полуострова Канин и северных берегов Охотского моря (4 – 7 м). В Карском море приливы почти нигде не превышают 1,0 м, а в восточном секторе Арктики 0,3 м. На побережье Берингова моря приливы составляют около 2,0 м. На побережье Балтийского моря приливные колебания уровня не превышают нескольких сантиметров.

3.4. Неравенства приливов

3.4.1. Суточное неравенство прилива

С суточным неравенством мы уже познакомились в предыдущем разделе, поскольку оно характеризуется неравенством по высоте двух последовательных полных и малых вод в течение суток и неравенством во времени роста и падения уровня. Вполне понятно, что суточное неравенство имеет смысл только для полусуточных и смешанных приливов.

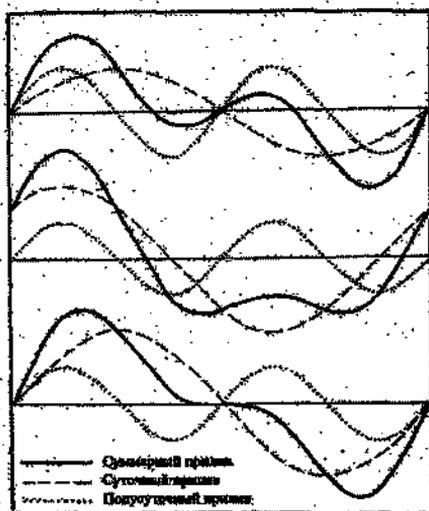


Рис. 3.9. Возникновение суточного неравенства приливов.

Возникает это неравенство вследствие наложения друг на друга двух волн: полусуточной и суточной (рис. 3.9). Изменения же соотношения между амплитудами этих волн с полумесячным и полугодовым периодом приводят к изменению суточного неравенства во времени. Если мы обратимся к формуле (3.21), то увидим, что амплитуды полусуточных и суточных волн прилива зависят прежде всего от склонения светил. С учетом же того, что лунный прилив в два с лишним

раза превышает солнечный, можно полагать, что суточное неравенство прилива должно прежде всего зависеть от склонения Луны, т. е. возрастать при увеличении склонения.

Суточное неравенство характерно для большинства пунктов Мирового океана, поскольку идеально правильных полусуточных приливов почти не наблюдается. Заметим, что близкие к идеально правильным полусуточные приливы наблюдаются в Бостоне, Кольском заливе, на о. Занзибар и в ряде других пунктов. Как мы уже говорили, чисто суточные приливы также крайне редки.

Но следует иметь в виду, что в реальном океане суточное неравенство зависит не только от астрономических причин, но и от физико-географических условий пункта наблюдений.

Рассматриваемое неравенство проявляется также во времени наступления прилива относительно моментов верхней и нижней кульминации Луны, т. е. два соседних лунных промежутка оказываются не равными друг другу.

Суточное неравенство приливов, как будет видно из дальнейшего изложения, тесно связано с тропическим неравенством приливов и фазовым.

3.4.2. Фазовое (полумесечное) неравенство приливов

При одинаковом склонении Луны и Солнца дважды в течение одного лунного синодического месяца Луна, Солнце и центр Земли оказываются расположенными на одной прямой. Это происходит в момент полнолуния и новолуния. Действия приливообразующих сил Луны и Солнца в данном случае складываются (большие оси эллипсоидов вращения лунного и солнечного совпадают). Поэтому в результате сложения амплитуд полусуточного лунного и солнечного приливов общий прилив имеет максимальную амплитуду. Такой прилив называют *сизигийным*. В первый и третьей четвертях Луны большие оси эллипсоидов вращения лунного и солнечного перпендикулярны друг другу. Амплитуда солнечного прилива вычитается из амплитуды лунного, и объединенный прилив имеет минимальную амплитуду. Такой прилив получил название *квадратурного*. Общая схема положений Луны и Солнца в момент сизигии и квадратуры и формирование фазового неравенства прилива показано на рис. 3.10.

Промежуток времени между моментами одновременной кульминации Луны и Солнца на меридиане наблюдателя называется *лунным синодическим месяцем*. Продолжительность лунного синодического месяца составляет 29,53 солнечных суток. Следовательно, период фазового неравенства прилива бу-

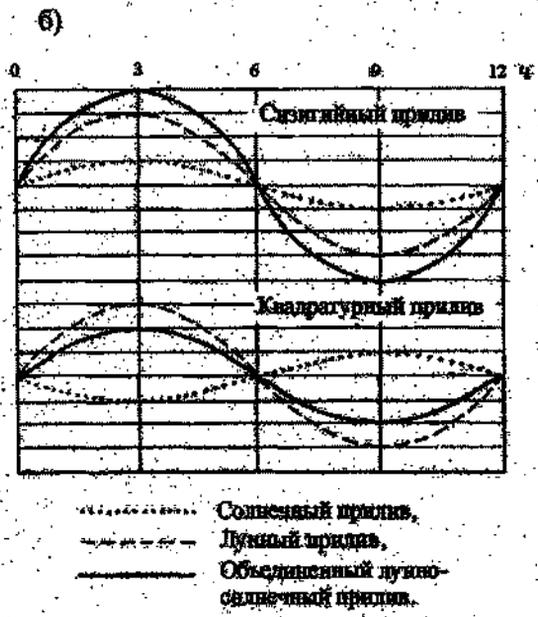
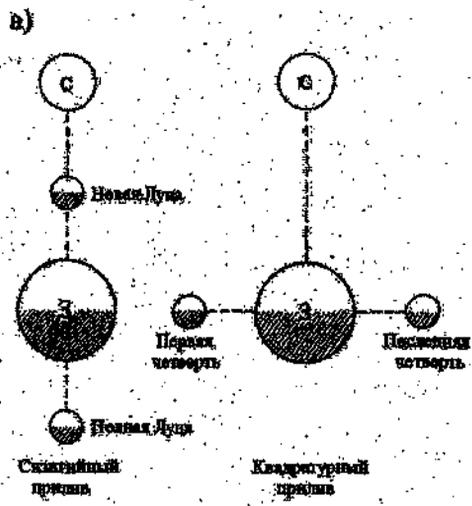


Рис. 3.10. Взаимные положения Солнца, Луны и Земли в дни сизигии и квадратуры (а) и схема формирования сизигийного и квадратурного полусуточного прилива (б).

дет равен 14,77 солнечных суток, из-за чего это неравенство называют полумесячным.

Фазовое неравенство прилива выражается в изменении не только амплитуд приливов, но и моментов наступления полных и малых вод прилива. При этом полная вода между сизигией и квадратурой будет наступать несколько позже, чем между квадратурой и новой сизигией.

Фазовое неравенство полусуточного прилива можно объяснить и несколько иначе. Мы знаем, что период солнечного полусуточного прилива составляет ровно половину солнечных суток, т.е. 12 ч. Период лунного полусуточного прилива составляет половину лунных суток, т.е. 12 ч 25 мин. В результате в данном пункте океана полусуточный солнечный прилив будет происходить в одни и те же часы суток, в то время как полная вода полусуточного прилива будет смещаться по времени за каждые сутки на 50 мин. Понятно, что, когда фазы приливов будут совпадать, суммарный прилив будет иметь максимальную амплитуду, а когда фазы будут противоположны, амплитуда суммарного прилива будет минимальная (рис. 3.106).

Если исходить из соотношения потенциала приливообразующей силы Луны и Солнца, то сизигийный прилив должен приблизительно в 2,7 раза превышать квадратурный. По данным наблюдений, это отношение изменяется преимущественно от 2,0 до 4,0, большие значения встречаются редко.

Фазовое неравенство прилива характеризуется также *возрастом полусуточного прилива*. Возрастом полусуточного прилива называют промежуток времени, разделяющий время полнолуния или новолуния от времени следующей за этим наибольшей амплитуды сизигийного прилива. Возраст полусуточного прилива показывает, таким образом, запаздывание неравенства в явлении прилива относительно момента его астрономической причины. По данным наблюдений, возраст полусуточного прилива колеблется в широком диапазоне от $-7,5$ до $7,5$ суток. Однако в большинстве случаев возраст полусуточного прилива составляет менее 48 ч.

3.4.3. Тропическое неравенство прилива

Тропическое неравенство есть результат изменения амплитуды суточного лунного прилива вследствие изменений склонения Луны. По статической теории правильный полусуточный лунный прилив имеет место только при склонении Луны, равном нулю (вспомним рис. 3.5). Однако склонения Луны меняются в среднем от $23^{\circ} 27'$ с. ш. до $23^{\circ} 27'$ ю. ш. Если Луна не находится в плоскости экватора, то возникает лунный су-

точный прилив и, как следствие, суточное неравенство суммарного прилива по высоте и времени.

По ходу суточного неравенства приливы разделяют на приливы тропические и приливы равноденственные. *Тропическими* называют приливы, наблюдающиеся при наибольшем склонении Луны. *Равноденственными* называют приливы, наблюдающиеся при склонении Луны, равном нулю. В первом случае отмечается наиболее выраженное суточное неравенство, во втором — его отсутствие.

На рис. 3.7 изменения суточного неравенства особенно отчетливо заметны на второй сверху кривой, изображающей приливы в Гонконге. Здесь видно, как с увеличением склонения Луны резко возрастает суточное неравенство приливов.

Возникновение суточного неравенства отчетливо проявляется также и на рис. 3.5. При склонении Луны, равном нулю, малая ось приливного эллипсоида будет совпадать с осью вращения Земли и в любой фиксированной точке океана суточное неравенство прилива наблюдаться не будет. При максимальном же склонении Луны (см. рис. 3.5б) одна и та же точка, смещаясь при суточном вращении Земли относительно приливного эллипсоида, будет попеременно проходить сначала через область наибольшего, затем наименьшего, а затем снова наибольшего отклонения уровня моря от среднего положения.

Что касается чисто суточных приливов, которые, согласно теории, должны наблюдаться на широтах, больших $90^\circ - \delta$, то их амплитуды с увеличением склонения Луны должны расти и быть наибольшими в момент максимального склонения. На рис. 3.7 (третья кривая) видно, что действительно на о. Хонсю максимальные амплитуды суточных приливов наблюдаются вслед за максимальными значениями склонений Луны. Необходимо, правда, заметить, что указанный остров находится в непосредственной близости от экватора, а не в широтах, больших $90^\circ - \delta$.

Период тропического неравенства амплитуды лунного суточного прилива не зависит от знака склонения Луны и должен составлять половину лунного тропического месяца, т. е. промежутка времени между склонениями Луны одного знака. *Тропический месяц* равен 27,32 солнечных суток. Следовательно, период тропического неравенства равен 13,66 суток.

Тропическое неравенство характеризуется также *возрастом суточного прилива*, под которым понимают промежуток времени, разделяющий момент наибольшего склонения Луны (северного или южного) и момент максимального суточного прилива или наибольшего суточного неравенства прилива. Возраст суточ-

ного прилива показывает, таким образом, запаздывание неравенства относительно вызывающей его астрономической причины. В общем случае возраст суточного прилива изменяется от -7 до 7 сут. Но в большой части пунктов наблюдений возраст прилива не превышает 48 ч.

3.4.4. Параллактическое месячное неравенство прилива

Согласно статической теории, высота прилива обратно пропорциональна третьей степени расстояния между центрами Земли и Луны. Поскольку орбита Луны имеет эллиптическую форму с эксцентриситетом $e = 0,05490$, отсюда следует, что Луна в перигее находится на расстоянии 57 земных радиусов, а в апогее — на расстоянии $63,7r$. В астрономии расстояния принято определять с помощью углового показателя — *горизонтального параллакса*. В соответствии с этим указанное неравенство получило название параллактического.

Учитывая изменения расстояния от Земли до Луны в перигее и апогее, нетрудно определить, что амплитуда перигейного лунного прилива должна быть приблизительно на 40% больше апогейного прилива.

Период параллактического неравенства лунного прилива равен лунному аномалистическому месяцу, т. е. составляет $27,555$ солнечных суток (*аномалистический месяц* — это промежуток времени между двумя перигеями или апогеями Луны).

Если мы вновь обратимся к рис. 3.7 (верхняя кривая), то увидим, что из двух сизигийных приливов в Сьерра-Леоне в течение одного месяца приливы в апогее имеют заметно большие амплитуды.

Параллактическое неравенство лунного прилива, как и другие неравенства, характеризуется возрастом. *Возрастом параллактического прилива* называют промежуток времени, разделяющий время нахождения Луны в перигее от времени следующего за ним наибольшего параллактического возрастания высот прилива. Значение возраста параллактического прилива преимущественно составляет $2 - 4$ дня.

Интересно заметить, что фазы трех основных неравенств прилива совпадают приблизительно *каждые 18,05 года*. Этот период был назван астрономами древней Халдеи циклом Сарос (он является периодом повторения лунных затмений). Этот цикл составляет 223 синодических месяца по $29,531$ сут ($6585,4$ сут), 239 аномалистических месяцев по $27,555$ сут ($6585,6$ сут) и 241 тропический месяц по $27,322$ сут ($6584,6$ сут). Применительно к явле-

нию прилива это приводит к повторению самых высоких амплитуд прилива через каждые 18,05 года.

3.4.5. Долгопериодные неравенства прилива

Долгопериодные неравенства связаны прежде всего с Солнцем. Орбита Земли наклонена к плоскости экватора на угол $23^{\circ} 27'$ и, следовательно, склонение Солнца по отношению к плоскости экватора меняется от $-23^{\circ} 27'$ до $23^{\circ} 27'$ (в отличие от Луны максимальное склонение Солнца остается величиной постоянной). Вследствие этого, как и в случае с Луной, амплитуда суточного солнечного прилива меняется во времени. Она максимальная, когда Солнце имеет наибольшее южное или северное склонение, и минимальная, когда Солнце находится в плоскости экватора.

Период солнечного тропического неравенства составляет половину тропического года (промежуток времени между двумя максимальными склонениями Солнца одного знака, который равен 365,24 солнечных суток), т.е. 182,6 солнечных суток.

Таким образом, летом в июне и зимой в декабре должны наблюдаться максимальные тропические солнечные приливы, а в марте и сентябре — равноденственные солнечные приливы.

Как и Луна, Земля движется вокруг Солнца по эллиптической орбите, эксцентриситет которой равен 0,01674. Отсюда приливообразующая сила Солнца во время перигелия должна относиться к значению силы во время афелия, как 1.106:1.000, т.е. быть примерно на 10 % больше. Следовательно, возникает параллактическое неравенство солнечного прилива. Период этого неравенства равен аномалистическому году, который немного длиннее тропического и равен 365,26 солнечных суток. В настоящее время перигелий для Земли наблюдается 2 января, а афелий — 5 июня. В перигелии Солнце отстоит от Земли на 22 949 г, а в афелии — на 23 732 г.

Наибольшие приливы в океане должны наблюдаться, когда Солнце и Луна в сизигии, Луна в перигее, а Земля в перигелии. Наименьшие — когда Солнце и Луна в квадратуре, Луна — в апогее, а Земля в афелии. В первом случае величина прилива по статической теории должна быть около 90 см, а во втором — 19 см.

Следующее неравенство, многолетнее, связано с Луной. Дело в том, что плоскость эклиптики наклонена к плоскости экватора на $23^{\circ} 27'$, а плоскость орбиты Луны наклонена к плоскости эклиптики на угол $5^{\circ} 08'$. Вследствие перемещения узлов лунной орбиты склонение Луны меняется от $18^{\circ} 19'$ до $28^{\circ} 35'$, а $23^{\circ} 27'$ представляет, как уже указывалось выше, среднее склонение Лу-

ны. Период изменения склонения Луны от минимального $18^{\circ} 19'$ до максимального $28^{\circ} 35'$ составляет 18,6 года. Таким образом, рассмотренное в п. 3.4.3 тропическое неравенство прилива, кроме периода изменений в половину тропического месяца, изменяется еще и с периодом 18,6 года.

Помимо перечисленных основных неравенств существует ряд второстепенных с периодами в 4,65 года, 8,8 года, 111 лет и даже 1800 лет. Однако роль этих неравенств не сравнима с рассмотренными выше.

3.5. Понятие о динамической теории приливов

3.5.1. Недостатки статической теории приливов

Статическая теория явилась колоссальным вкладом в понимание возникновения приливов в Мировом океане. Она сумела объяснить многие особенности реально наблюдаемых приливов. Это прежде всего полусуточный характер приливов, их неравенства, наличие полусуточных, суточных и долгопериодных приливов.

Однако многое в приливных колебаниях уровня Мирового океана она объяснить не смогла. Прежде всего она не смогла объяснить реально наблюдаемые амплитуды приливов. Во многих районах океана они оказались значительно больше тех, которые следовали из статической теории. Не сумела она объяснить и пространственные закономерности распределения как амплитуд и фаз, так и характера приливов, их суточного неравенства. В Тихом океане, где приливы должны были бы наиболее близко следовать теории, в экваториальной области наблюдаются суточные приливы, а не полусуточные. По теории суточное неравенство должно быть одинаковым для всех точек одной параллели, а на экваторе равняться нулю. В действительности же в средних и высоких широтах иногда наблюдается чисто полусуточный прилив, а в экваториальной зоне имеются области с большими суточными неравенствами.

Теория не сумела также объяснить наличие лунных промежутков и возрастов приливов, а также их пространственные особенности.

Недостатки статической теории объяснимы, если вспомнить те допущения, которые были в ней сделаны, прежде всего, что в любой момент водная оболочка Земли находится в состоянии равновесия. Инерционность водной оболочки и недостаточно большая глубина не позволяют поверхности океана принять рав-

новесную форму под действием приливообразующих сил в каждый последовательный момент времени.

3.5.2. Динамические представления в теории прилива

Невозможность использования статической теории для предсказания приливов послужила основой для дальнейших исследований в области теории приливов.

В 1775 г. Лаплас (1749 – 1827 гг.) сформулировал «динамическую теорию приливов». Сущность ее заключается в том, что приливные силы, имеющие периодический характер, постоянно вызывают и поддерживают в океане колебания движения частиц воды, имеющие волнообразный характер. Частицы будут описывать некоторые орбиты, при этом такие волны будут иметь период, равный периоду возбуждающей силы, и большую длину.

Предположим, что в некоторый момент времени действие светила, находящегося в плоскости экватора, привело к деформации поверхности океана, в результате чего образовалась волна с одним гребнем, параллельным меридиану, на котором находилось в данный момент светило, и вторым гребнем на меридиане, отстоящим от первого на 180° . Длина такой приливной волны на экваторе равна примерно 20 000 км. Если эта волна будет вынужденной, то в дальнейшем она должна успевать за движением светила и ее скорость должна быть равна

$$c' = \frac{2\pi r \cos\varphi}{T}, \quad (3.22)$$

где T – число секунд в сутках, $2\pi r \cos\varphi = \lambda$.

Однако, согласно динамической теории, возмущения уровня под действием приливообразующей силы могут не успевать за движением светила. Тогда вызванная его действием в некоторый момент времени волна будет продолжать распространяться в виде свободной длинной поступательной волны со скоростью $c = \sqrt{gH}$, где H – постоянная глубина.

Отсюда можно определить глубину океана H , при которой скорости свободной и вынужденной волн совпадают:

$$H = \left(\frac{2\pi r \cos\varphi}{T} \right)^2 \frac{1}{g}. \quad (3.23)$$

В табл. 3.1. представлены глубины океана, рассчитанные по формуле (3.23).

Таблица 3.1

Скорости распространения вынужденной приливной волны и глубины океана, необходимые для того, чтобы свободная приливная волна не отставала от вынужденной

φ°	0	20	40	60	80	90
C м/с	463	435	355	226	80	0
H м	21 900	19 340	12 550	5 474	660	0

Из таблицы видно, что только приблизительно с $60 - 70^\circ$ широты глубины океанов сравнимы с теми, при которых свободная волна распространялась бы с той же скоростью, что и вынужденная. В низких широтах свободная волна будет отставать от вынужденной, а в очень высоких — опережать вынужденную волну.

В каждый определенный момент времени приливообразующие силы Луны и Солнца стремятся образовывать все новые и новые волны с вершинами на том меридиане, через которые они проходят. Образовавшиеся таким образом волны в дальнейшем распространяются как свободные, со скоростью, зависящей от глубины места.

Как следует из теории вынужденных колебаний, если период силы, возбуждающей колебание, меньше периода собственного колебания системы, то колебания системы происходят в противофазе действию сил. И, наоборот, если период силы больше, то колебания системы совпадают по фазе с вынужденной силой. Отсюда становится понятным существование лунных промежутков. На экваторе в момент кульминации светила должны наблюдаться малые, а не полные воды. В высоких же широтах приливные волны могут даже опережать моменты кульминации светила.

Однако Лаплас не сумел аналитически получить расчетную формулу для высоты прилива исходя из своей теории.

Тем не менее, создание динамической теории приливов во многом продвинуло понимание физики такого сложного явления, как приливы. Последующие исследования привели к пониманию и других особенностей, вытекающих из динамических представлений о приливах. Остановимся на некоторых из них.

Из теории следует, что поступательные свободные приливные волны лучше всего выражены в районах океана, близких по форме к каналам и вытянутых по параллели. Их скорость зависит от глубины, а длина еще и от периода:

$$\lambda = \tau \sqrt{gH}. \quad (3.24)$$

При $H = 100$ м $\lambda = 1400$ км, а при $H = 500$ м $\lambda = 9920$ км, т. е. свободные приливные волны – это действительно очень длинные приливные волны.

Длинные приливные волны связаны с приливными течениями, переносящими значительные массы воды, и потому испытывают влияние силы Кориолиса. В результате этого влияния на приливные колебания уровня накладываются колебания уровня, связанные с его наклоном в канале под воздействием силы Кориолиса.

Под влиянием силы Кориолиса (рис. 3.11) поперечный уровень в канале получает наклон и при условии равновесия угол наклона определяется из формулы

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\Delta h}{b} = \frac{2\omega v \sin \varphi}{g}, \quad (3.25)$$

где b – ширина канала, v – скорость приливного течения.

Отсюда разность уровней на противоположных берегах канала будет равна

$$\Delta h = \frac{2\omega v b \sin \varphi}{g}. \quad (3.26)$$

Очевидно, что отливное течение создает противоположный наклон уровня. Если предположить, что смена течений происходит в момент среднего уровня, а максимальные приливные и отливные течения совпадают с моментом полных и малых вод, то амплитуда прилива у правого берега в северном полушарии будет больше, чем у левого, приблизительно на величину

$$2\Delta h = \frac{4\omega v b \sin \varphi}{g}. \quad (3.27)$$

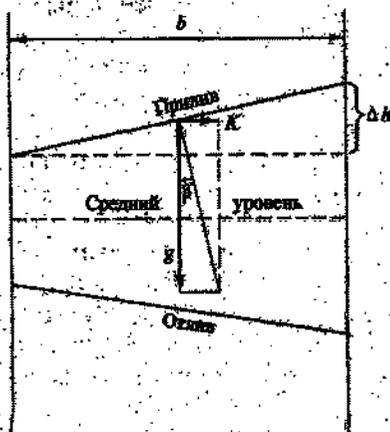


Рис. 3. 11. Наклоны уровня в канале под влиянием силы Кориолиса.

Проиллюстрируем сказанное на примере Горла Белого моря. Ширина $\varphi = 66^\circ 5'$ с.ш. $b \approx 55,6$ км, максимальная скорость приливного течения, направленного в Белое море, в середине пролива $v = 0,8$ м/с. Отсюда получаем $2\Delta h = 1,2$ м. В то же время по данным наблюдений разность сизигийных амплитуд прилива на правом и левом берегах прилива относительно приливного течения составляет 1,0 – 1,4 м.

Рассмотрим несколько иное следствие динамических представлений о приливных колебаниях уровня. Предположим, что мы имеем прямоугольный бассейн, вытянутый в широтном направлении (рис. 3.12). Допустим также, что в результате действия горизонтальной составляющей приливообразующей силы в некоторый момент времени вода в бассейне успевает занять положение равновесия, т. е. уровень в каждой точке будет перпендикулярен равнодействующей силы тяжести и горизонтальной составляющей приливообразующей силы. В этом случае угол наклона уровня определяется формулой

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{F_1}{g}, \quad (3.28)$$

а разность уровней на противоположных концах бассейна

$$2a = \alpha \operatorname{tg} \beta, \quad (3.29)$$

где α – длина бассейна.

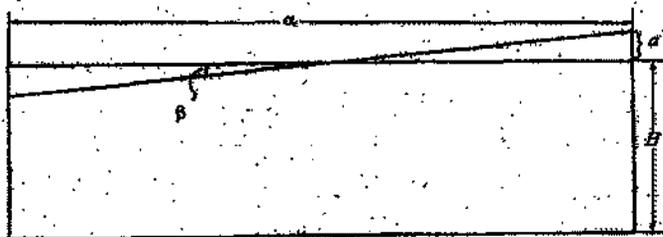


Рис. 3.12. Наклон уровня в прямоугольном бассейне под влиянием горизонтальной составляющей приливообразующей силы.

Заметим, что положение глубинных изобарических поверхностей ничем не отличается от положения свободной поверхности уровня.

А теперь предположим, что действие силы F_1 , вызывающей наклон уровня, прекратилось. Тогда под влиянием силы тяжести изобары выравняются, пройдут через положение равновесия и наклонятся в другую сторону, т. е. возникнут колебания сейшеобразного характера – стоячие свободные волны. Их длина $\lambda = 2\alpha$, а $\tau = 2\alpha/\sqrt{gH}$. Очевидно, что при определенном сочетании α и H период собственных колебаний бассейна может оказаться близким периоду приливообразующей силы (табл. 3.2)

Таблица 3.2.

Соответствующие длины бассейнов (км) и их глубины (м) в случае, когда период их собственных колебаний равен приливному (12,4 ч)

H	100	250	500	1000	2000	3000
α	700	1100	1560	2200	3100	3800

В этом случае может возникнуть резонанс и величина приливных колебаний уровня значительно возрастает.

Под влиянием силы Кориолиса стоячие приливные волны могут трансформироваться таким образом, что образуется своеобразная система приливных течений и колебаний уровня с амфидромической областью в центре бассейна (рис. 3.13).

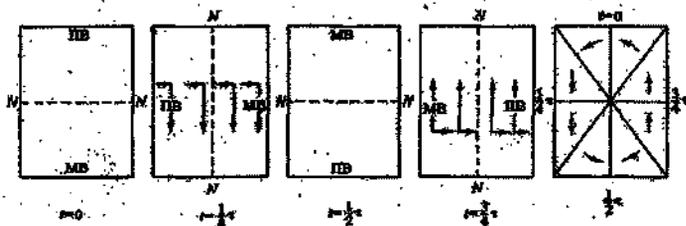


Рис. 3.13. Схема колебаний уровня и приливных течений в прямоугольном бассейне в различные моменты приливного времени.

В результате влияния вращения Земли за приливной период полная волна обегает бассейн в северном полушарии против часовой стрелки, а в южном – по часовой стрелке. Таким образом стоячая волна фактически превращается в поступательную, непрерывно бегущую вдоль берегов бассейна. В центре, вокруг которо-

го она обращается, колебаний уровня нет — это *амфирамическая точка*, или *амфидромия*.

Таким образом, динамическая теория позволила значительно полнее представить и понять реально наблюдаемые приливы Мирового океана, однако и она не сумела объяснить многого в сложном явлении прилива.

Последние годы еще более продвинули динамическую теорию (учет фактора турбулентности), а внедрение в практику быстродействующих ЭВМ позволило рассчитывать приливы не только в отдельных морях, но и в целом для Мирового океана.

3.5.3. Характер распространения приливных волн в Мировом океане

Изучение распространения приливных волн в Мировом океане осуществляется с помощью создания специальных приливных карт. Если на карту нанести положение гребня приливной волны в один и тот же момент времени, то мы получим котидаль. Если на карте провести ряд котидалей для каждого часа лунного времени, то мы получаем котидальную карту, которая легко позволяет представить распространение приливной волны в океане.

Первая в истории учения о приливах котидальная карта для полусуточного прилива в Мировом океане была построена В. Уэйвеллом в 1833 г. Поскольку данных было очень мало (единичные измерения на берегу и островах), в основу построения карты необходимо было положить какое-либо предположение. Наиболее естественной на тот момент представлялась концепция, согласно которой океанические приливы зарождаются в южном кольце, опоясывающем Антарктиду. Возникающие здесь вынужденные приливные волны, следующие за светилом с востока на запад, обгибают южные оконечности Австралии, Африки и Южной Америки и в свою очередь порождают свободные приливные волны. Так, по Уэйвеллу формируются приливы в Атлантическом и Индийском океанах. В Тихом океане Уэйвелл не стал рисовать котидали и ограничился приблизительным указанием времени наступления полной воды только вдоль западного побережья Америки.

После Уэйвелла было сделано несколько попыток построить котидальные карты. Одна из наиболее интересных принадлежит Гаррису (1904 г.). При построении карты Гаррис предположил, что полусуточные приливы в Мировом океане возникают в результате резонансного взаимодействия свободных колебаний в ограниченных областях океана с приливообразующими силами полусуточного периода. Он разбил океан на ряд областей, размеры которых, ограниченные островами, подводными хребтами и т. д., и

средние глубины были бы такими, чтобы период свободных колебаний в них полностью совпадал с периодом вынуждающей силы.

В тех же частях океана, размеры и глубина которых таковы, что периоды их свободных колебаний и вынуждающей силы не совпадают, приливы формируются за счет волн, приходящих из областей резонанса.

Были попытки построения котидальных карт и на основе других предпосылок. Так, Р. Штернек (1920 г.) рассматривал приливы в Мировом океане как результат наложения двух глобальных систем синхронных колебаний.

Однако всегда было заманчиво построить котидальную карту Мирового океана только по данным наблюдений, не связывая себя никакими гипотезами о природе явлений. Впервые это было сделано Г. Дитрихом в 1944 г. (рис. 3.14) и затем Вилленом в 1952 г. По сравнению со своими предшественниками они имели на порядок больше пунктов наблюдений за уровнем, что и позволило им решить эту задачу. За последние годы число пунктов наблюдений еще больше возросло, в настоящее время карта Дитриха несколько уточнена. Так, в Южной Атлантике обнаружена амфидромия с центром $28^{\circ} 9'$ ю. ш. и 18° з. д.

В последние годы построено много новых приливных карт. В основу их расчета и построения были положены уравнения гидродинамики океана. В качестве примера таких расчетов приведем карту, полученную Р. Г. Гордеевым, Б. А. Каганом и В. Я. Ривкиным в 1973 г. (рис. 3.15) и подробно проанализированную в работе Г. И. Марчука и Б. А. Кагана «Океанские приливы» (Л.: Гидрометеиздат, 1977). Как указывается в этой работе, сравнение карт, рассчитанных различными методами, свидетельствует о больших расхождениях между ними. Поэтому следует полагать, что численные решения пока еще не могут претендовать на слишком большую достоверность в смысле описания географии приливов. Однако есть все основания считать, что они способствуют пониманию основных физических закономерностей формирования приливов в Мировом океане. Следуя Г. И. Марчуку и Б. А. Кагану, поясним это на некоторых результатах численных экспериментов по динамике приливов. Эксперименты выполнены авторами на той же модели, с помощью которой получена приливная карта на рис. 3.15.

Сначала остановимся на оценке роли переноса приливной энергии из одного океана в другой. С этой целью океаны отделялись друг от друга барьерами. Оказалось, что наличие меридиональных барьеров, отделяющих бассейны Атлантического, Тихого и Индийского океанов, заметным образом сказыв-



Рис. 3.14. Котидальная карта главной полуосуточной волны в Мировом океане. По Дитриху (1944 г.).
 Цифры на изолиниях указывают поступления полной воды (в средних лунных часах) относительно момента кульминации Луны на
 меридиане Гринвича.

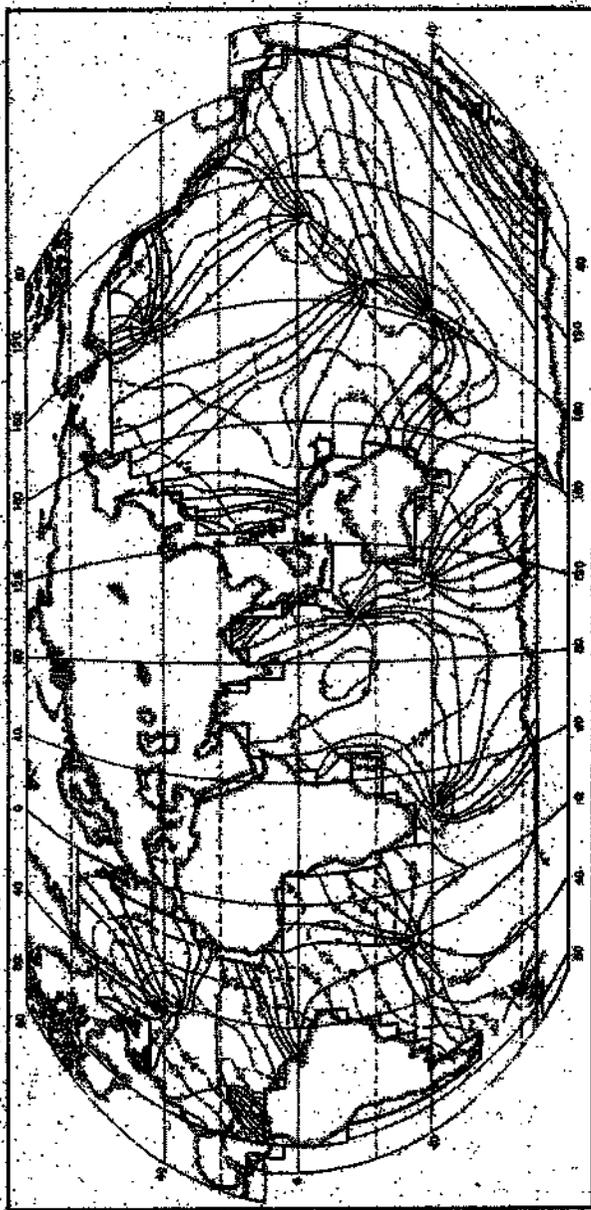


Рис. 3.15. Приливная карта волны в Мировом океане. По Гордееву, Кагану и Ривкиндку (1973 г.).
 Сплошные линии - котлаши, штриховые - изомплогуды. Время поступления полной воды относительно момента кульминации Луны на меридиане Гринвича дается в средних лунных часах, амплитуда прилива - в метрах.

ваются лишь в их окрестностях. Вывод, который следует из этого эксперимента, — приливы в каждом океане формируются в нем самом.

Точно так же не привела к большим изменениям в характере положения котидальных линий и амфидромий и изоляция Южного океана. Это опровергло мнение Уэйвелла, что Южный океан оказывает определяющее влияние на приливы в других океанах.

Была выполнена оценка роли влияния вращения Земли на формирование приливов. Оказалось, что не учет вращения Земли приводит к весьма ощутимым, а в ряде мест кардинальным изменениям характера формирования приливных волн в океане.

В заключение можно заметить следующее: несмотря на то, что приливы в океанах изучают давно, даже физические аспекты этой проблемы еще до конца не известны. Многого предстоит сделать и в изучении географических закономерностей приливных явлений. В частности, весьма важным представляется анализ уровневого режима океана с искусственных спутников Земли.

3.6. Гармонический анализ приливов

3.6.1. Гармоническое разложение потенциала приливообразующей силы

Первую попытку представить потенциал приливообразующей силы рядом гармонических членов предпринял Феррель в 1874 г. Но его разложение не было полным. В 1883 г. разложение потенциала приливообразующей силы было выполнено Дж. Дарвиным. Однако и оно не было полным, и только в 1921 г. А. Дудсон, исходя из классической теории движения Луны, разработанной Э. Брауном, сделал полное гармоническое разложение потенциала приливообразующей силы. Оно содержало 385 строго гармонических членов ряда, 99 членов долгопериодных, 157 членов суточного периода и 129 членов полусуточного.

Известно, что геоцентрические координаты Луны и Солнца являются функциями шести независимых аргументов, которым соответствуют шесть фундаментальных астрономических периодов. Именно они и являлись аргументами разложения Дудсона. Перечислим их в порядке возрастания периодов: t — среднее лунное время; по аналогии с солнечным временем

оно определяется движением фиктивной Луны по круговой экваториальной орбите со скоростью, равной средней скорости настоящей Луны. Напомним, что средние лунные сутки равны 24 ч 50,47 мин, следовательно, период изменения τ равен 1,035 средних солнечных суток, а угловая скорость за одни такие сутки $q_\tau = 347,80925061$ °/сут; S – долгота средней Луны, период ее изменения равен 27,322 суток, а $q_s = 13,17639673$ °/сут; h – долгота среднего Солнца, период изменения равен 8,347 года, а $q_p = 0,11140408$ °/сут; $N' = -N$ (N – долгота восходящего узла Луны), период изменения равен 18,613 года, а $q_N = 0,05295392$ °/сут; P_1 – долгота перигея Солнца, период ее изменения 20940 лет, а $q_{P_1} = 0,00004707$ °/сут.

Рассмотрим основные члены разложения потенциала приливообразующей силы, начиная с полусуточных.

Полусуточные составляющие разложения.

Общее выражение для полусуточных составляющих гармоник приливообразующего потенциала А. Дудсон дал в следующем виде:

$$G_2 = k_2 G \cos^2 \varphi \cos \text{аргумента}, \quad (3.30)$$

где k – коэффициент составляющей гармоник, определяющей ее значение, G – геодезический коэффициент, постоянная величина, равная

$$G = \frac{3 M g r^4}{4 E D_M^3} = 26 \ 160 \ \frac{\text{см}}{\text{с}^2}.$$

Перечислим основные гармоники полусуточного периода:
 M_2 (главная лунная)

$$G_{M_2} = 0,90812 G \cos^2 \varphi \cos 2\tau,$$

период равен 12,421 ч, $q_{M_2} = 28,984104$ °/ч;

S_2 (главная солнечная)

$$G_{S_2} = 0,42286 G \cos^2 \varphi \cos (2\tau + 2S - 2h),$$

период равен 12,00 ч, $q_{S_2} = 30$ °/ч;

N_2 (большая лунная эллиптическая)

$$G_{N_2} = 0,17387 G \cos^2 \varphi \cos (2\tau - S + P),$$

период равен 12,658 ч, $q_{N_2} = 28,439730$ °/ч;

K_2 (лунно-солнечная деклинационная)

$$G_{K_2} = 0,11506 G \cos^2 \varphi \cos (2\tau + 2S),$$

период равен 11,967 ч, $q_{K_2} = 30,082137$ °/ч.

Кроме этих основных полусуточных гармоник, при более детальном анализе приливов рассматривают также гармоники ν_2 (лунная большая эвекционная), μ_2 (лунная вариационная), α_2 (малая лунная эллиптическая), T_2 (большая солнечная эллиптическая) и $2N$ (лунная эллиптическая второго порядка). Значения k в выражениях для этих гармоник изменяются от 0,033 до 0,023, т. е. вполне сравнимы с коэффициентом гармоник N_2 и K_2 .

Суточные составляющие разложения.

Общие выражения для суточных составляющих гармоник приливообразующего потенциала записываются в следующем виде:

$$G_1 = k_1 G \sin 2\varphi \cos \text{аргумента}. \quad (3.31)$$

Перечислим основные гармоники суточного периода:

K_1 (лунно-солнечная деклинационная)

$$G_{K_1} = 0,53050 G \sin 2\varphi \cos (\tau + S),$$

период равен 23,93 ч, $q_{K_1} = 15,041069$ °/ч.

O_1 (главная лунная)

$$G_{O_1} = 0,37689 G \sin 2\varphi \cos (\tau - S),$$

период равен 25,82 ч, $q_{O_1} = 13,943036$ °/ч.

P_1 (главная солнечная)

$$G_{P_1} = 0,17554 G \sin 2\varphi \cos (\tau + S - 2h),$$

период равен 24,07 ч, $q_{P_1} = 14,958931$ °/ч.

Q_1 (лунная большая эллиптическая)

$$G_{Q_1} = 0,07216 G \sin 2\varphi \cos (\tau - 2S + P),$$

период равен 26,86 ч, $q_{Q_1} = 13,398661$ °/ч.

Кроме основных суточных гармоник при более детальном анализе рассматривают еще гармонику j (лунную малую эллиптическую), при которой коэффициент k_1 равен 0,02964.

Долгопериодные составляющие разложения.

Общее выражение для долгопериодных членов разложения записывается в виде

$$G = \frac{1}{2} k_0 G (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos \text{ аргумента.} \quad (3.32)$$

Среди долгопериодных членов разложения выделяется несколько групп, начиная с семисуточных гармоник. Однако самый большой среди них имеет коэффициент 0,00478. Поэтому мы начинаем рассмотрение с группы девятисуточных гармоничных членов, среди которых имеется один член с коэффициентом, на порядок большим по сравнению с семисуточным.

Девятисуточные составляющие разложения.

M_1 (лунная девятисуточная)

$$G_{M_1} = \frac{1}{2} \cdot 0,02995 G (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos (3S - P),$$

период равен 9,11 сут, $q_{M_1} = 1,6424$ °/ч.

В группе 22 гармоники, однако все остальные значения k_0 на порядок меньше.

Полумесячные составляющие разложения

M_f (лунная полумесячная)

$$G_{M_f} = \frac{1}{2} \cdot 0,15642 G (1 - 3 \sin^2 \varphi) \cos 2S,$$

период 13,66 сут, $q_{M_f} = 1,09803$ °/ч.

M_{S_f} (лунно-солнечная полумесячная)

$$G_{S_f} = \frac{1}{2} \cdot 0,06481 G(1-3\sin^2 \varphi) \cos (2S+N'),$$

период равен 14,77 сут, $q_{M_{S_f}} = 1,0659$ °/ч.

Всего в группе 22 члена разложения, однако все остальные k_0 меньше на порядок по сравнению с таковыми для M_f и M_{S_f} .

Месячные составляющие разложения:

M_m (лунная месячная)

$$G_{M_m} = \frac{1}{2} \cdot 0,08254 G(1-3\sin^2 \varphi) \cos (S-P),$$

период равен 27,55 сут, $q_{M_m} = 0,54437$ °/ч.

Девятнадцать остальных членов разложения этой группы имеют малые значения k_0 .

Полугодовые составляющие разложения.

Их всего две. Большая из них S_{sa} (солнечная полугодовая)

$$G_{S_{sa}} = \frac{1}{2} \cdot 0,07287 G(1-3\sin^2 \varphi) \cos 2h,$$

период 182,62 сут, $q_{S_{sa}} = 0,08214$ °/ч.

Годовая составляющая разложения $-S_a$ (солнечная годовая)

$$G_{S_a} = \frac{1}{2} \cdot 0,01176 G(1-3\sin^2 \varphi) \cos (h-P_1),$$

период 365,26 сут, $q_{S_a} = 0,0411$ °/ч.

Многолетняя составляющая $-M_N$ (лунная деклинационная)

$$G_{M_N} = \frac{1}{2} \cdot 0,06552 G(1-3\sin^2 \varphi) \cos N',$$

период 18,61 года, $q_{M_N} = 0,0022$ °/ч, или 0,053 °/сут.

Использование гармонических составляющих разложения потенциала приливобразующей силы значительно упрощает исследование реальных приливов, поскольку можно предполагать, что каждой отдельной гармонике соответствует «свой» частный прилив с соответствующим периодом. Каж-

дый из них можно исследовать отдельно, а для предвычисления реального прилива сложить отдельные гармоники.

3.6.2. Гармонический анализ данных наблюдений за уровнем

Если взять данные наблюдений за уровнем моря через каждый час и построить их на графике, то кривая хода уровня может быть очень неправильной в зависимости от характера приливов в месте наблюдений и влияния других факторов на уровень.

Гармонический анализ, разработанный Дж. Дарвином, своей целью ставит разложение кривой изменения уровня на правильные синусоидальные колебания, т. е. на ряд гармонических колебаний вида

$$R_i \cos(q_i t - \xi_i),$$

где R_i — амплитуда волны; q_i — угловая скорость; t — время; ξ_i — фаза данной волны, определяющая ее высоту в начальный момент времени $t = 0$.

При этом задача сводится к тому, чтобы выделить гармонические колебания, соответствующие гармоническим составляющим разложения потенциала приливообразующей силы. Поскольку амплитуда отдельной гармонической волны в пункте наблюдения зависит как от местных условий, так и от изменяющейся со временем амплитуды соответствующей приливообразующей силы и поскольку мы не в состоянии вычислить из данных наблюдений все гармонические составляющие, соответствующие разложению потенциала силы, амплитуду для отдельных волн Дарвин представил в виде

$$R_i = f_i H_i, \quad (3.33)$$

где H_i — гармоническая постоянная амплитуды, определяемая по данным наблюдений, а f_i — редуцирующий множитель, изменяющий амплитуду в зависимости от изменения амплитуды i -й составляющей потенциала приливообразующей силы. Естественно, что f_i определяется только астрономическими параметрами.

Аналогично фазы волн были представлены в виде

$$\xi_i = -(v_0 + u)_i + g_i, \quad (3.34)$$

где $(v_0 + u)_i$ — астрономическая часть фазы, представляющая часовой угол i -й составляющей потенциала в некоторый начальный момент

мент времени $t = 0$, с учетом поправки на изменение склонения Луны с периодом 18,6 года, которая определяется значением угла u . Гармоническая составляющая фазы g_i выражает отличие фазы i -й волны прилива в данном конкретном месте, полученной из наблюдений, от фазы соответствующей i -й составляющей потенциала.

Таким образом, в задачу гармонического анализа входит определение по данным наблюдений гармонических постоянных H_i и g_i . С этой целью сначала определяют R_i и ξ_i , а затем, получив из таблиц на данный начальный момент времени значения f_i и $(v_0 + u)$, вычисляются

$$H_i = \frac{R_i}{f_i} \text{ и } g_i = \xi_i + (v_0 + u)_i. \quad (3.35)$$

Получить R_i и ξ_i по ряду наблюдений, если задана $q_i = 2\pi/T$ (где T — период i -й гармоники), не представляет труда. Однако вся беда в том, что искомые гармоники различаются между собой по периоду очень незначительно. Поэтому выделение отдельных составляющих из рассмотренных нами в предыдущем разделе групп представляет собой не такую уж простую задачу.

В связи с этим Дарвин предложил особый метод обработки данных наблюдений, позволяющий по выбору исключить из обрабатываемых данных одну из составляющих, близкую по периоду к искомой. Естественно, что исключению должна подлежать составляющая, имеющая наибольшее из сопутствующих искомому значение.

Возможность исключения из суммарной кривой любой «мешающей» волны можно понять из следующих соображений. Допустим, что мы имеем кривую, определяемую формулой:

$$h_t = R_0 + R_1 \cos(q_1 t - \xi_1) + R_2 \cos(q_2 t - \xi_2),$$

где $q_1 \approx q_2$. Снимем с кривой уровня за n периодов волны ординаты в моменты t , отстоящие друг от друга на период основной волны, т. е. в моменты

$$t + \frac{360}{q_1}; \quad t + 2 \frac{360}{q_1}; \quad t + 3 \frac{360}{q_1} \dots$$

Тогда

$$h_{t+\frac{360}{q_1}} = A_0 + R_1 \cos(q_1 t - \xi_1) + R_2 \cos(q_2 t + q_2 \frac{360}{q_1} - \xi_2);$$

$$h_{t+2\frac{360}{q_1}} = A_0 + R_1 \cos(q_1 t - \xi_1) + R_2 \cos(q_2 t + 2q_2 \frac{360}{q_1} - \xi_2);$$

$$h_{t+3\frac{360}{q_1}} = A_0 + R_1 \cos(q_1 t - \xi_1) + R_2 \cos(q_2 t + 3q_2 \frac{360}{q_1} - \xi_2).$$

Выполним сложение правых и левых частей этих выражений

$$\sum_n h_{t+n\frac{360}{q_1}} = nA_0 + nR_1 \cos(q_1 t - \xi_1) + \sum_n R_2 \cos(q_2 t + nq_2 \frac{360}{q_1} - \xi_2).$$

Перепишем последний член правой части в виде

$$\begin{aligned} \sum R_2 \cos(q_2 t + nq_2 \frac{360}{q_1} - \xi_2) &= R_2 \cos(q_2 t + q_2 \frac{360}{q_1} - \xi_2) \times \\ &\times \sum \cos \frac{nq_2}{q_1} 360 - R_2 \sin(q_2 t - \xi_2) \times \sum \sin \frac{nq_2}{q_1} 360. \end{aligned}$$

Суммы дробных синусов и косинусов обращаются в нуль, когда nq_2/q_1 — целое четное число. Как подобрать это число n ?

В течение полного периода искомая волна сместится на $q_1 \frac{360}{q_1}$, а исключаемая — на $q_2 \frac{360}{q_1}$. Относительно друг друга эти волны сместятся на $(q_1 - q_2) \frac{360}{q_1}$. Когда это расхождение достигнет 360° , исключаемая волна пройдет все возможные положения по отношению к искомой. Если этой произойдет через n суток, то

$$n(q_1 - q_2) \frac{360}{q_1} = 360.$$

Отсюда

$$n = \frac{q_1}{q_1 - q_2} \quad (3.36)$$

С помощью формулы (3.36) легко определить, сколько суток ежедневных наблюдений необходимо иметь, чтобы с помощью гармонического анализа вычислить гармонические постоянные основных волн прилива:

Волны		Серия наблюдений	
вычисляемые	исключаемые	полумесячная	месячная
M_2	S_2	14	28
S_2	M_2	15	30
K_2	M_2	15	30
N_2	M_2	13	26
O_1	K_1	13	25
K_1	O_1	14	27
P_1	O_1	14	27

Гармонические постоянные используются не только для предвычисления приливов. На их основе строится и современная классификация приливов по периоду. В качестве критерия классификации обычно используется отношение $H_{K_1} + H_{O_1} / H_{M_2}$.

В табл. 3.3 приводится классификация приливов по данному критерию.

Таблица 3.3

Классификация приливов по А. И. Дуванину

Приливы	
Полусуточные	$0,0 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 0,5$
Смешанные неправильные полусуточные	$0,5 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 2,0$
	$2,0 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 4,0$
Суточные	$4,0 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}}$

3.6.3. Предвычисление приливов

Получив гармонические постоянные по данным наблюдений за ходом уровня, легко рассчитать уровень в любой момент времени по формуле:

$$h = A_0 + \sum_{i=1}^n f_i H_i \cos[q_i t + (v_0 + u)_i - g_i]. \quad (3.37)$$

Однако необходимо заметить, что, хотя гармонические постоянные и называются «постоянными», на самом деле они меняются во времени. Особенно заметно меняются гармонические постоянные в морях с развитым ледяным покровом. Зимой чаще всего наблюдается уменьшение величины приливов и увеличение запаздывания времени их наступления. С учетом этого, гармонический анализ годовых серий данных наблюдений за уровнем мало целесообразен. Более оправдан анализ месячных серий наблюдений.

В настоящее время гармонические постоянные публикуются в специальных справочниках и каталогах. Издаются таблицы приливов для ограниченного числа волн, которые используются в оперативном порядке в целях обеспечения судовождения. Наиболее полно методы предвычисления приливов изложены в монографии А. И. Дуванина «Приливы в море» (Л.: Гидрометеиздат, 1960), которую можно рекомендовать как руководство для практического использования.

3.7. Долгопериодные приливы

Мы уже неоднократно касались вопроса о том, что наряду с полусуточными и суточными приливами в океане должны существовать долгопериодные приливы. Эти приливы имеют иной характер по сравнению с полусуточными и суточными, о чем свидетельствует и отсутствие в выражении (3.32) под \cos аргумента t . С учетом широтного множителя $(1 - 3\sin^2\varphi)$ их можно представить в виде планетарной стоячей волны с пучностями на экваторе и полюсах и узловыми линиями на 35° с. и ю. ш. (рис. 3.16).

Очевидно, что с уменьшением частоты колебаний, т.е. с увеличением периода, реакция океана на приливообразующую силу приближается к статической. Однако какова должна быть та критическая частота, ниже которой все колебания можно считать статическими? Длительное время таковыми считались все приливы долгого периода. Затем в 1960 г. И. Праудмен высказал пред-

положение, что статическими являются приливы, начиная с S_{3a} . Противоречивые мнения высказывались и в последующих исследованиях. Интересно, что в одной из последних работ, посвященных этому вопросу, М. А. Кравчук на основании изучения долгопериодных приливов с применением каналовой теории приводит подтверждение статической природы долгопериодных приливов, в том числе M_f и M_m .

Рассмотрим кратко, как в реальном океане проявляют себя долгопериодные приливы и насколько они соответствуют статической теории.

Исследований, посвященных девятисуточному лунному и солнечному приливам, практически нет. Полумесячный, месячный, полугодовой и многолетний приливы, поскольку они должны быть большими по величине, изучены лучше, особенно в работах И. В. Максимова и его учеников. Как следует из п. 3.6.1, наибольшие значения коэффициента k_0 имеют составляющие полумесячного и месячного периодов. На рис. 3.17 представлено широтное распределение амплитуд полумесячной (M_f) и месячной (M_m) волн прилива. При этом штриховая линия показывает, какие должны быть приливы, если исходить из статической теории, а сплошная построена как осредненная на основании анализа 280 годовых циклов непрерывных наблюдений за колебаниями уровня в разных частях Мирового океана. Из рис. 3.17 следует, что амплитуды полумесячной и месячной волн закономерно изменяются с широтой: близ 35° с. и ю. ш. они равны нулю и, как следует из теории, максимальны на экваторе и вблизи полюсов Земли; при этом фазы колебаний на полюсах и экваторе противоположны. Данные наблюдений показали, что при совпадении фаз данных волн на максимуме и на минимуме объединенная полумесячная и месячная приливная волна изменяет высоту уровня моря в высоких широтах на 10 – 12 см.

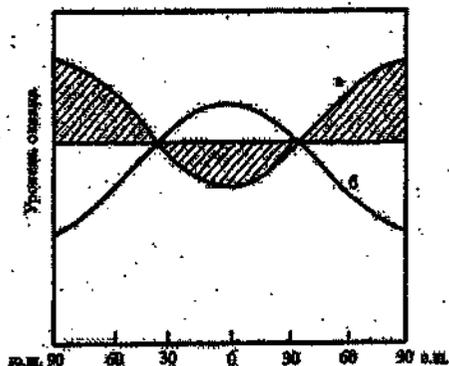


Рис. 3.16. Характер колебания уровня в долгопериодных приливах.

Полугодовые колебания уровня наиболее детально были исследованы В. П. Карклиным на основании анализа данных 112 береговых и островных пунктов наблюдений за уровнем в Атлантическом океане.

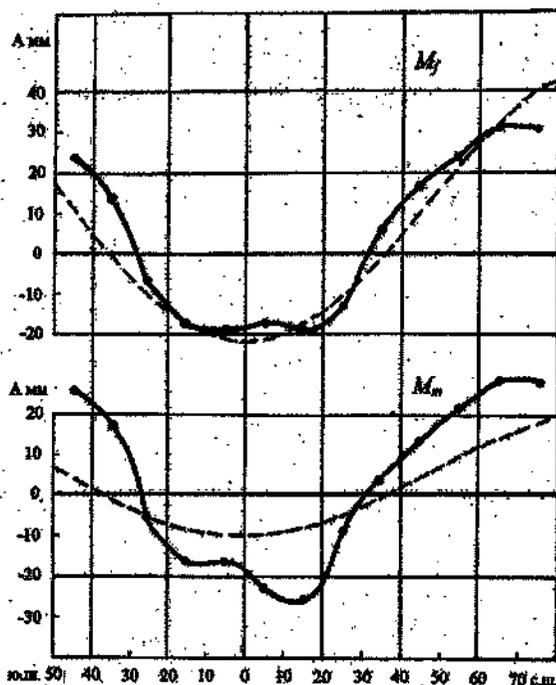


Рис. 3.17. Распределение амплитуд полумесячной и месячной долгопериодных волн прилива по широтам.

Сплошная линия по данным наблюдений, штриховая — по данным статической теории (по И.В. Максимова и В.Н. Воробьеву).

На рис. 3.18 представлено распределение амплитуд полугодовых колебаний уровня в открытой части океана по данным 25 пунктов. Из рисунка следует, что полугодовая вариация среднего уровня океана представляет собой стоячую двухузловую волну с пучностями на полюсах и экваторе и узловыми линиями на 35° с. и ю. ш. Единственное отличие от теории состоит в том, что амплитуды полугодовых колебаний уровня даже на островных станциях оказываются в 2 – 3 раза выше тех, которые следуют из статической теории.

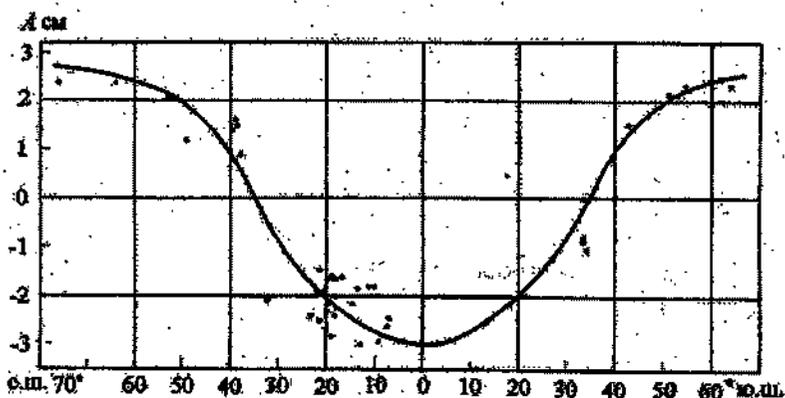


Рис. 3.18. Распределение амплитуд полугодовых колебаний уровня в открытой части Атлантического океана.

По В.П. Карклину.

Многолетний прилив также был зафиксирован в многолетних рядах уровня. Еще в конце прошлого века Дж. Дарвин показал 19-летнюю изменчивость высоты стояния среднего уровня по данным наблюдений в Карачи и Бомбее. Затем И. Розигер, Е. Лисицына и И. В. Максимов нашли небольшие колебания уровня с амплитудой 1 – 2 см во всех пунктах наблюдений в Северной Атлантике.

3.8. Явления приливного типа в океане

К явлениям приливного типа в океане относятся колебания уровня, связанные с движением полюсов Земли и неравномерным вращением Земли. Еще в конце прошлого века было экспериментально доказано, что ось вращения Земли не остается постоянной в теле Земли, а двигается вокруг наименьшей главной оси инерции, а следовательно, и полюса вращения Земли описывают на поверхности Земли небольшой круг около полюса инерции. При этом суммарное движение полюсов складывается из колебаний с периодом 14 месяцев, которые называются *свободной нутацией*, и 12 месяцев, которые названы *вынужденной нутацией*. Амплитуды свободной нутации полюсов могут достигать до $0''{,}30$, т.е. до 9 м, а вынужденные колебания до $0''{,}15$, т.е. 4,5 м. Эти данные получены на основании наблюдений за движением полюсов начиная с 1899 г. Еще Дж. Дарвин заметил, «что, если ось вращения меняет своё положение относительно Земли, океаны должны отвечать на

это тоже своего рода приливом» и далее: «если бы смещения оси были значительны, все континенты затопила бы гигантская волна, но на самом деле они так малы, что волна в океанах еле заметна». Действительно, эти колебания очень незначительны.

Выведем потенциал силы, вызывающий движение полюсов и потому называемый «полюсным приливом».

Потенциал центробежной силы, возникающей при вращении Земли, выражается формулой

$$V = -\frac{1}{2} \omega^2 r^2 \sin^2 \Theta, \quad (3.38)$$

где, как и раньше, ω – угловая скорость вращения Земли, r – радиус Земли, Θ – дополнения до широты, т. е. $\Theta = 90^\circ - \varphi$.

Поскольку в связи с изменением положения полюсов меняется широта, сила, вызывающая прилив, будет определяться изменением этого потенциала, т. е. дифференциалом выражения (3.38) по широте:

$$\frac{dV}{d\Theta} = -\omega^2 r^2 \sin \Theta \cos \Theta = -\frac{1}{2} \omega^2 r^2 \sin 2\Theta. \quad (3.39)$$

Заменяя $d\Theta$ на $\Delta\Theta$ и обозначая dV как W_p , где W_p и есть потенциал силы, приводящей к возникновению полюсного прилива, получим

$$W_p = -\frac{1}{2} \omega^2 r^2 \Delta\Theta. \quad (3.40)$$

Значение $\Delta\Theta$ для каждого пункта наблюдений легко вычисляется по координатам полюса, публикуемым регулярно международной службой движения полюсов:

$$\Delta\varphi = x \cos \lambda + y \sin \lambda,$$

где x – координата положения полюса по меридиану Гринвича, y – по меридиану 270 или 90° з.д., а λ – долгота места наблюдений. Тогда окончательное значение W_p запишется в виде

$$W_p = -\frac{1}{2} \omega^2 r^2 (x \cos \lambda + y \sin \lambda) \sin 2\Theta. \quad (3.41)$$

Учитывая, что периоды как свободной, так и вынужденной нутации велики (12 и 14 месяцев), можно предполагать, что к «полюсному приливу» вполне применимы положения статической теории. Тогда

$$h_p = \frac{W_p}{g} = -\frac{w^2 r^2}{2g} (x \cos \lambda + y \sin \lambda) \sin 2\Theta. \quad (3.42)$$

Если по этой формуле рассчитать величину «полосного прилива» с учетом максимальных колебаний полюса и совпадения по фазе 14-месячных и годовых колебаний, то h_p окажется не более 2 см. Обратим также внимание на множитель $\sin 2\Theta$. Его наличие свидетельствует, что максимальные амплитуды полосного прилива должны наблюдаться на 45° с. и ю.ш. и равняться нулю на полюсе и экваторе. Учитывая, что полюс движется вокруг центра инерции по направлению вращения Земли, мы будем иметь следующую форму волны,двигающейся с запада на восток в момент пересечения полюсом меридиана Гринвича. На 45° с. ш. меридиана Гринвича мы будем иметь подошву волны, а на 45° ю.ш. ее гребень. В то же время на 180° долготы, наоборот, на 45° с.ш. будет гребень волны, а на 45° ю.ш. — ее подошва. Естественно, разность фаз в волне «полосного прилива» должна соответствовать разности долгот пунктов наблюдения.

Изучением «полосного прилива» занималось большое число исследователей. Наиболее полно «полосный прилив» по натурным данным изучил Э. И. Сарухян. Он проанализировал данные 200 пунктов наблюдений за 14 лет. Результаты его исследований в самом обобщенном виде приведены на рис. 3.19 и 3.20.

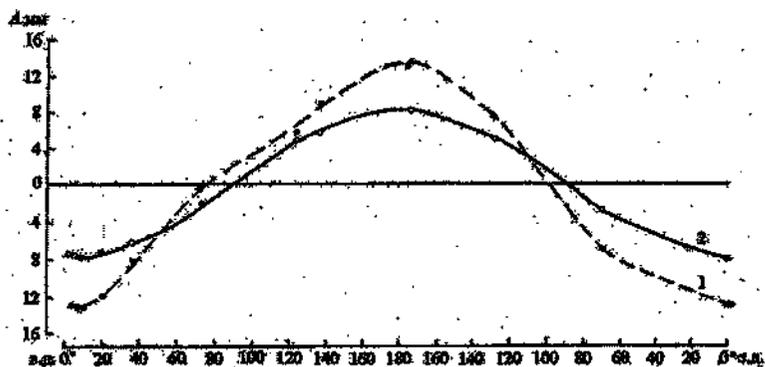


Рис. 3.19. Профиль нутационной волны (амплитуды) в зональной плоскости по результатам анализа наблюдений (1) и по данным теоретических расчетов (2). По Э.И. Сарухяну.

Если посмотреть на рисунки, то видно, что все теоретические закономерности деформации уровенной поверхности как в зональной плоскости, так и в меридиональной полностью подтверждаются результатами анализа уровенных наблюдений в океане. Не плохо соответствуют и величины амплитуд «прилива» теоретически рассчитанным по статической теории.

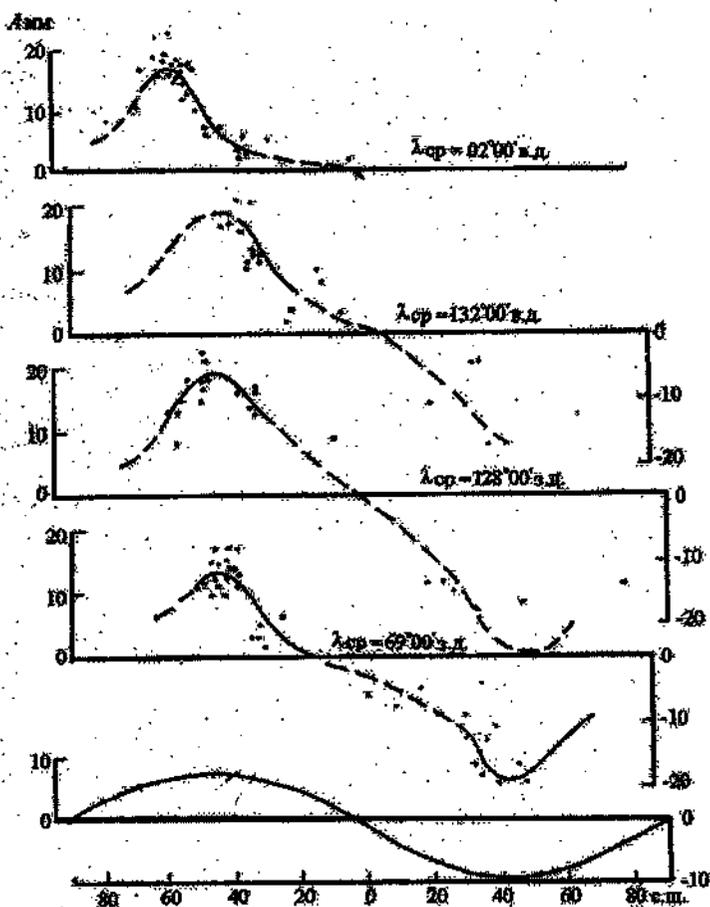


Рис. 3.20. Изменение амплитуды статического «полюсного прилива» с широтой (нижняя кривая) и распределение по широте амплитуды 14-месячных колебаний среднего уровня в различных зонах Мирового океана. По Э.И. Саруханяну.

Наряду с «полосными» в океане могут существовать и «ротационные» колебания уровня, связанные с колебаниями скорости вращения Земли. То, что Земля вращается неравномерно, было показано только в первой половине XX в. В настоящее время в связи с появлением «атомных» стандартов времени скорость вращения фиксируется с очень высокой точностью.

Установлены колебания с полумесячным и месячным периодами, полугодовым и годовым, двухлетние, сорокалетние, вековые колебания и непериодические, скачкообразные изменения скорости вращения.

Колебания скорости вращения Земли приводят к изменениям переменного-широтной части потенциала центробежной силы Земли, которая дается уравнением

$$U_0 = w^2 \frac{r^2}{6} (1 - 3 \sin^2 \varphi). \quad (3.43)$$

Приращение переменного-широтной части потенциала центробежной силы, обусловленное изменением скорости вращения Земли, получим аналогично тому, как это было сделано для случая «плоского прилива». Тогда, обозначив ΔU_0 как W_w , получим выражение для потенциала силы, проводящей к возникновению «ротационного прилива»:

$$W_w = \Delta U_0 = \frac{1}{3} w r^2 (1 - 3 \sin^2 \varphi) \Delta w. \quad (3.44)$$

Если и в этом случае применить статическую теорию, то изменение уровня за счет изменения скорости вращения будет определяться выражением

$$h_w = \frac{W_w}{g} = \frac{1}{3g} w r^2 (1 - 3 \sin^2 \varphi) \Delta w. \quad (3.45)$$

Расчеты, выполненные по этой формуле, показывают, что амплитуды «ротационного прилива» малы и не превышают 5 мм. Характер волны, определяемый множителем $(1 - 3 \sin^2 \varphi)$, полностью соответствует характеру долгопериодных приливов (см. рис. 3.16).

Как «полосный», так и «ротационный» приливы в океане малы, но можно ли ими пренебречь или они могут играть существенную роль в климатических колебаниях системы океан-атмосфера, этот вопрос предстоит решить науке будущего.

3.9. Уровень океана

3.9.1. Понятие о среднем уровне

Рассмотренные нами приливные колебания уровня происходят относительно среднего уровня моря. Напомним, что уровнем поверхности на Земле называют поверхность, нормальную к направлению силы тяжести, т.е. равнодействующей силы притяжения Земли и центробежной силы от ее суточного вращения. Такая поверхность является эквипотенциальной и, следовательно, должна быть поверхностью равновесия жидкости. Отсюда следует, что поверхность Мирового океана, не возмущенная действием всех других сил, должна быть уровнем поверхности, которая получила название *геоида*. Геоид определяет форму Земли и от него ведут отсчеты высот суши и глубин океана.

Однако форма геоида оказалась довольно сложной из-за неравномерного распределения масс внутри планеты. Поэтому на практике за фигуру Земли был принят *референц-эллипсоид*, центр которого совпадает с центром массы твердой Земли, а экваториальный и полярный радиусы равны соответственно 6 378,104 и 6 356,715 км. Отклонения геоида от референц-эллипсоида называют его высотой. В Мировом океане высоты геоида не превышают нескольких десятков метров. Максимальные отрицательные аномалии отмечаются к югу от Индостана и равны -106 м, а положительные, также в Индийском океане, в районе Новой Гвинеи составляют +86 м. Таким образом, различия по высоте в поверхности Мирового океана достигают почти 200 м и наблюдаются в Индийском океане. В Тихом океане эти различия по высоте равны 136 м и в Атлантическом - 120 м.

На геоид налагаются различные возмущения, имеющие очень разнородную природу. Это могут быть кратковременные возмущения, возмущения периодического характера (в том числе приливные), многолетние непериодические и стационарные возмущения. Первые два типа возмущений при осреднении за длительный период отфильтровываются. Многолетние непериодические колебания относительно невелики и их можно не принимать в расчет при определении среднего уровня моря. Стационарные же возмущения, создаваемые сгонно-нагонным действием систематических ветров у поверхности океана, горизонтальной неоднородностью поля атмосферного давления и поля плотности морской воды, а также неравномерным распределением разности между количеством испаряющейся воды и осадков в разных частях океа-

на в сумме с высотой геоида и определяют положение среднего уровня моря.

Наиболее значительные стационарные возмущения уровня возникают из-за горизонтальной неоднородности поля плотности, и по современным оценкам они приводят к различиям геоида по высоте от 1,5 до 2,0 м, т. е. они на два порядка меньше изменений по высоте поверхности самого геоида.

Различия в уровне между областями стационарного высокого и низкого давления не превышают 30 см. Тот же порядок имеют и возмущения уровня под воздействием постоянных сгонно-нагонных ветров у поверхности океана и неравномерным распределением разности между количеством испаряющейся воды и осадков (несколько десятков сантиметров).

Таким образом, в сумме стационарные возмущения высоты геоида не превышают нескольких метров и обычно не выходят за пределы точности определения высот геоида. Поэтому средний уровень моря приближенно можно считать совпадающим с поверхностью геоида.

На практике средний уровень определяется по данным наблюдений за определенный отрезок времени (месяц, год, несколько лет). Как правило, уже месячное осреднение дает достаточно точную оценку среднего уровня, однако обычно средний уровень определяют в среднем за год или даже за 19 лет, что позволяет учесть все возможные приливные неравенства при нахождении среднего уровня моря. Но для приведения глубин на морских картах средний уровень не может быть использован, так как действительный уровень в различные фазы прилива, особенно там, где приливы достигают величин более 0,5 м, может значительно отличаться от среднего. Поэтому на практике вводится понятие нуля глубин, который должен быть не выше самой малой воды в данном районе океана, вызываемой приливом, т. е. наинизший теоретический уровень, определяемый астрономическими причинами. При таком вычислении не принимаются во внимание колебания уровня, вызываемые другими факторами. Поэтому там, где роль других факторов, определяющих возмущения уровня, велика, вводится понятие физического нуля глубин, который определяется как нуль глубины некоторой обеспеченности. Так, при строительстве и эксплуатации морских гидротехнических сооружений за физический нуль глубины, или расчетный уровень, принимается уровень 95 или 98 %-ной обеспеченности.

3.9.2. Кратковременные непериодические колебания уровня

Кратковременные непериодические изменения уровня представляют сравнительно быстрые его изменения, не имеющие выраженной периодичности. К ним прежде всего относятся ветровые нагоны, которые связаны с прохождением атмосферных циклонов и сопровождающиеся одновременно анемобарическими колебаниями уровня.

Колебания атмосферного давления, связанные с прохождением циклонов, создают барические возмущения уровня моря. При этом понижение атмосферного давления на 1 гПа приводит к повышению уровня на 1 см. Однако это простое соотношение выполняется лишь для стационарных условий. В случае быстро перемещающегося атмосферного возмущения, как это всегда бывает в реальных условиях, данное соотношение не выполняется, поскольку одновременное воздействие на уровень касательного напряжения ветра оказывается более существенным. При этом в чистом виде воздействие касательного напряжения поля ветра на уровень противоположно статическому воздействию поля атмосферного давления. Однако в реальных условиях, особенно в условиях средиземноморских морей, взаимодействие ветра и давления значительно усложняется. Проходя над глубоким морем, циклон своим статическим и динамическим воздействием создает длинные волны, причем высота этих волн связана со скоростью движения циклона. Так, если скорость движения циклона меньше фазовой скорости свободной длинной волны, то подъемы уровня в его центре (статический и динамический) усиливают друг друга. Если скорость циклона превышает скорость длинной волны, вместо подъема может наблюдаться понижение уровня. При совпадении скоростей циклона и длинной волны наступает явление резонанса, и высота волны может сильно возрасти. При подходе к берегу и выходе на мелководье такие волны еще более увеличивают свою волну, в результате чего могут возникать наводнения. Известные всем наводнения в Санкт-Петербурге объясняются именно рассмотренным выше механизмом. Действительно, при прохождении циклона над северной частью Балтийского моря в направлении на восток или северо-восток в море образуется длинная волна. Входя в Финский залив, она существенно увеличивает свою высоту вследствие уменьшения глубин. Возникает подпор, препятствующий распространению потока речных вод Невы, и уровень резко повышается. Максимальные наводнения в устье Невы наблюдались в 1824 (424 см) и в 1924 (382 см) годах.

Очень сильные штормовые нагоны наблюдаются в Северном море на побережье Голландии, берегах Черного моря, особен-

бенно у болгарского побережья (рис.3.21), на побережье некоторых российских арктических морей. Длительность высокого подъема уровня редко превышает 2–3 суток, а высоты – 1,0–1,5 м.

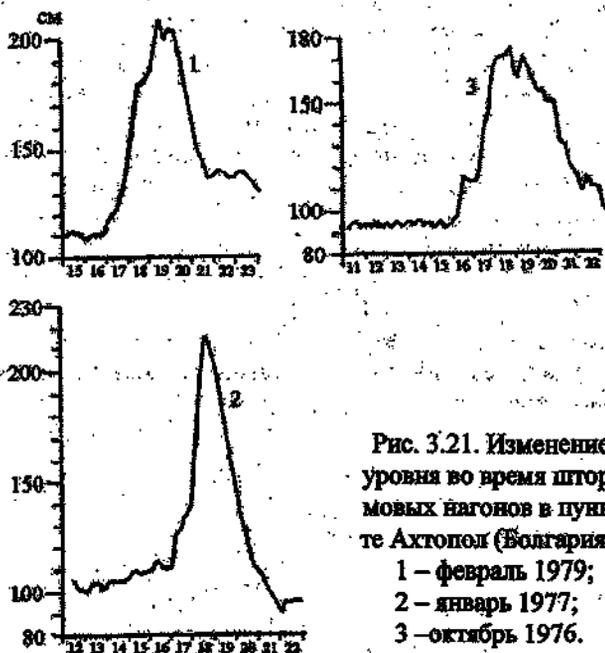


Рис. 3.21. Изменение уровня во время штормовых нагонов в пункте Ахтопол (Болгария):
1 – февраль 1979;
2 – январь 1977;
3 – октябрь 1976.

3.9.3. Сезонные изменения уровня

Уровень океана повсеместно испытывает сезонные изменения. При этом основными определяющими их факторами являются изменения плотности воды, связанные с колебаниями их температуры и солености вследствие изменения элементов теплового и водного баланса в течение года, сезонные изменения в поле давления и ветра. В морях, водообмен которых с океаном стеснен, на сезонный ход уровня определяющее влияние может оказывать изменение стока рек, впадающих в эти моря.

Как показали результаты анализа сезонных колебаний уровня, их амплитуды редко превосходят 10–20 см, а максимальные разности высот не превышают обычно 30–40 см. Оценки отдельных факторов, определяющих сезонный ход, показывают, что они могут меняться от района к району. Так, для Северной Атлантики, как и для многих других районов Мирового океана, в плотностных колебаниях уровня определяющую роль играет измене-

ние температуры воды. Амплитуды таких плотностных колебаний для Северной Атлантики не превышают обычно 8–10 см. Максимальные амплитуды сезонных изменений в поле давления не превосходят, как правило, 6–10 см, и только в области исландского минимума давления они могут достигать больших величин.

На восточном побережье США, особенно у берегов Флориды, сезонные колебания уровня определяются прежде всего муссонной циркуляцией и имеют сгонно-нагонный характер. Сезонные колебания уровня, связанные с муссонной циркуляцией, наиболее выражены в Индийском океане. В зимний период холодный сухой воздух выносятся с материка через Бенгальский залив к экватору, а летом направление потока воздушных масс меняется на противоположное. В результате на побережье Бенгальского залива возникают сезонные сгонно-нагонные колебания, усиливающиеся благодаря сезонным изменениям эффективного испарения. Поэтому здесь отмечаются максимальные сезонные колебания уровня в океане.

В арктических морях, на островах, расположенных на краю шельфа, сезонные изменения атмосферного давления происходят главным образом за счет изменения атмосферного давления. На побережье морей Карского, Лаптевых и Чукотского влияние ветра и атмосферного давления приблизительно одинаково, а на побережье Восточно-Сибирского моря они в большей степени определяются ветром. Сезонные колебания уровня в пунктах наблюдений, расположенных на островах арктических морей, составляют 13–17 см, на большинстве материковых станций 20–30 см, а в Чукотском море достигают даже 40 см. В качестве примера на рис. 3.22 приведен ход сезонных колебаний уровня в трех пунктах, расположенных в Северной Атлантике, Арктическом бассейне и Северной части Тихого океана.

Таким образом, сезонные колебания уровня океана относительно невелики и определяются гидрометеорологическими процессами в каждом конкретном регионе.

3.9.4. Многолетние изменения уровня

Кроме сезонных колебаний уровня на побережье всех морей и океанов наблюдаются колебания среднего за год уровня от одного года к другому (рис. 3.23). Причины этих колебаний многообразны. Это и многолетние колебания интенсивности циркуляции атмосферы, погоды и климата Земли, медленные вертикальные движения земной коры, многолетние приливные явления. Разности уровней за соседние годы редко превышают 30 см и в большинстве случаев лежат в пределах ± 10 см от среднего уровня. Как показывают современные

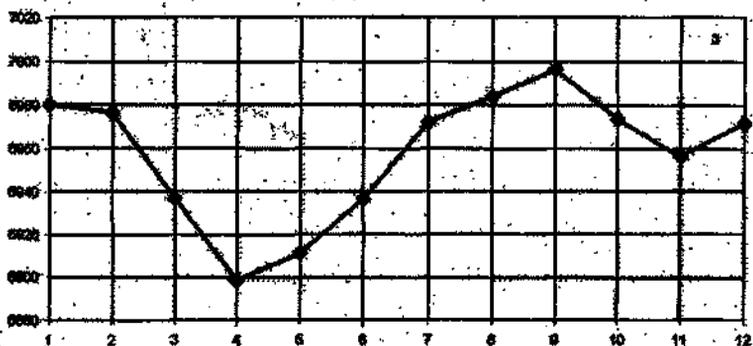
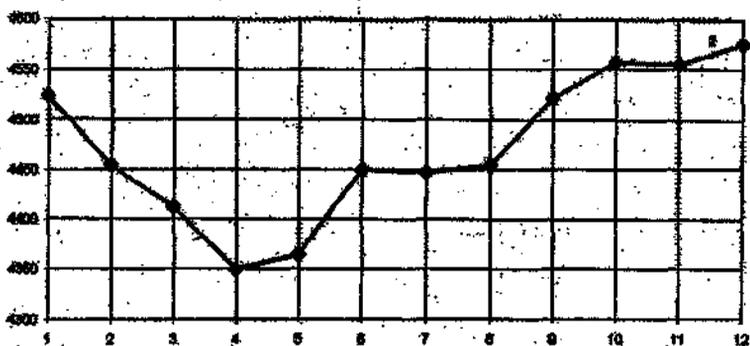
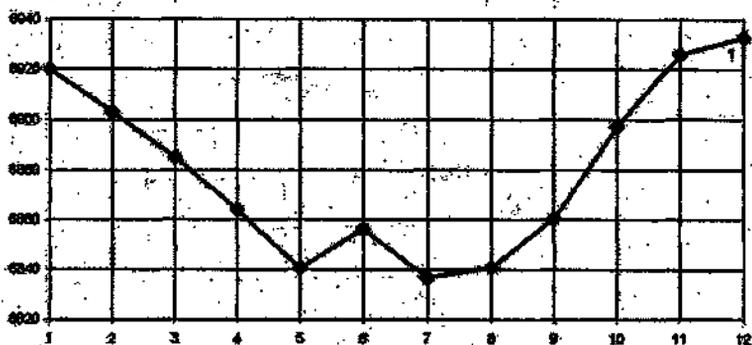


Рис. 3.22. Сезонные изменения уровня в пунктах Галифакс (1), Мурманск (2), Сан-Франциско (3).

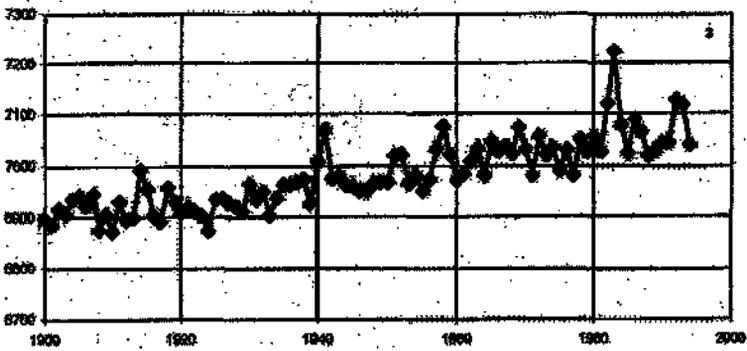
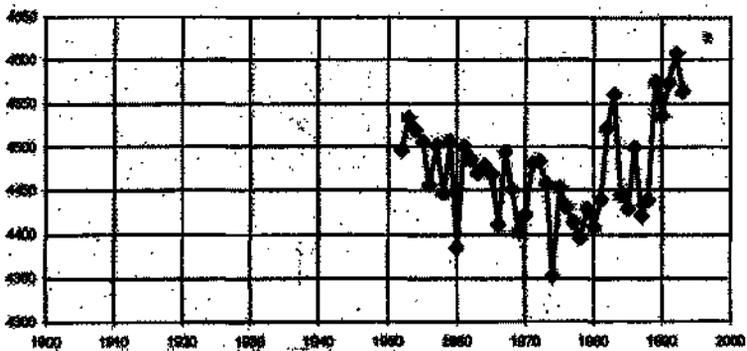
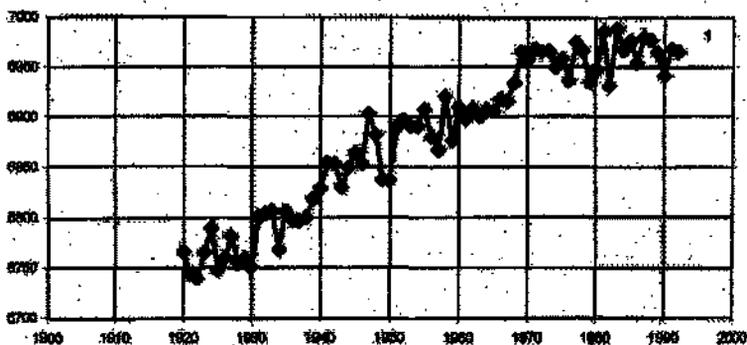


Рис.3. 23. Многолетние изменения уровня в среднем за год в пунктах: Галифакс (1), Мурманск (2), Сан-Франциско (3)

оценки, наибольший вклад в межгодовые изменения уровня вносят изменения в интенсивности циркуляции атмосферы над океаном. Поэтому уровень океана является хорошим индикатором динамических процессов в атмосфере и океане Земли.

Направленные изменения уровня также невелики и в настоящее время не превосходят обычно 5 мм в год. Считается, что глобальный уровень Мирового океана в текущем столетии повышается. По разным оценкам это повышение происходит со скоростью 1,2–1,5 мм в год. Однако, например, оценка повышения уровня в Арктическом бассейне за 1949–1987 гг. по данным 54 пунктов наблюдений показала, что в среднем уровень океана за этот период повышался всего на 0,4 мм в год.

Хотя единой точки зрения на причины повышения уровня не существует, многие ученые склонны считать главным его «виновником» повышение глобальной температуры воздуха. Вследствие этого происходит уменьшение массы ледников на Земле, быстро реагирующих на изменение климата, и увеличение объема воды в Мировом океане. Действительно, многие данные свидетельствуют об уменьшении покровного оледенения Земли в текущем столетии.

4. БИОЛОГИЧЕСКИЕ, МИНЕРАЛЬНЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕСУРСЫ ОКЕАНА

Под ресурсами океана обычно понимают все его элементы, которые уже используются или могут быть использованы в будущем в производственных отраслях и непроизводственной деятельности человека. Понятие это достаточно широкое и отобразить всю структуру ресурсов океана очень сложно. Мы рассмотрим прежде всего уже давно широко используемые биологические ресурсы океана. Резко возросший в последние десятилетия интерес к минеральным ресурсам требует хотя бы краткого их рассмотрения. И, наконец, рассмотрим потенциальные энергетические ресурсы Мирового океана, которые, по оценкам специалистов, огромны и способны заметно снизить экологические последствия бурно развивающейся современной энергетики.

4.1. Биологические ресурсы Мирового океана

Под *биологическими ресурсами* следует понимать запасы животных и растений, которые обитают в морской воде и используются или могут быть использованы в будущем для удовлетворения потребностей человека без ущерба их естественного воспроизводства. Биологические ресурсы океана используются человеком давно и главным образом для удовлетворения своих потребностей в пище, т. е. в животном белке. Заинтересованность в использовании биоресурсов океана постоянно увеличивается вследствие недостаточной обеспеченности животной белковой пищей быстрорастущего населения Земли. Численность населения и объемов уловов изменялись за последние два столетия практически одинаково (рис. 4.1). Однако если оценивать долю морепродуктов в общем пищевом балансе в среднем для человечества, то она все еще очень мала и составляет не более 2 %. Около 98 % всей массы пищевых продуктов производится сельским хозяйством. Тем не менее значение морепродуктов в обеспечении человечества животным белком возрастает. В 80-х годах около 6 % животных белков люди получали из океана. К 2000 г. потребность в белке животного происхождения еще более возрастет, и решить эту проблему только на основе роста производства зерна и соответствующего увеличения поголовья сельскохозяйственных животных достаточно сложно. Поэтому внимание к биологическим ресурсам океана все время возрастает. Развивающиеся страны связывают с освоением биоло-

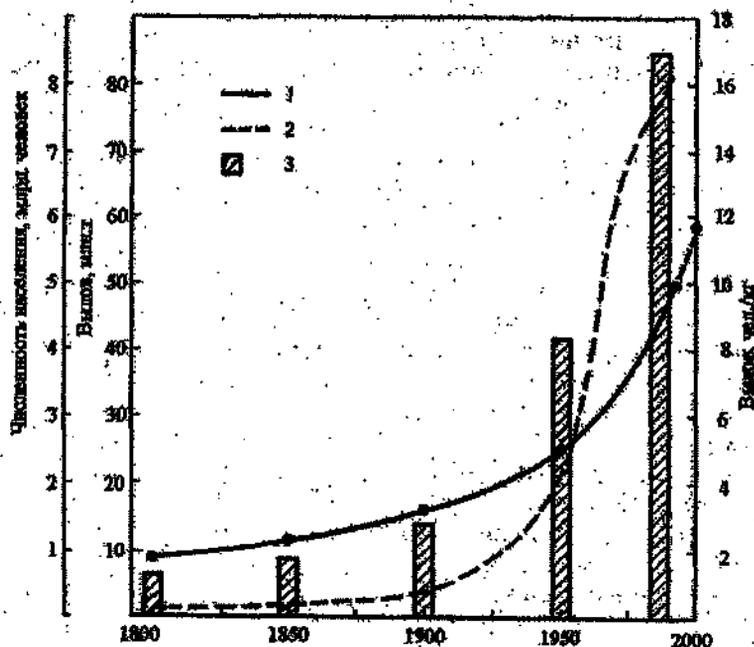


Рис. 4.1. Изменение численности населения (1), объема вылова водных объектов (3), вылов на одного человека (3).

По П. А. Моисееву (1989).

гических ресурсов океана свои надежды на преодоление белкового голода. Уже сейчас для более половины населения развивающихся стран ресурсы моря обеспечивают около 30 % их скудного рациона животного белка. По оценкам специалистов, если считать, что около 25 % белкового обеспечения человека должны давать морепродукты, то в 2000 г. только непосредственно на питание необходимо вылавливать около 90 – 100 млн. т животных из океана. В середине 80-х годов непосредственно на пищевые цели вылавливалось около 60 млн. т. Если рассматривать на еще большую перспективу, то в ближайшие 10 – 20 лет необходимо довести уловы из океана до 150 – 160 млн. т, чтобы полностью обеспечивать питание человечества. Необходимо при этом помнить и о том, что мясо рыб содержит наиболее полноценные белки, широкого ассортимента, легкоусвояемые организмом человека различные микроэлементы и комплекс многих витаминов. Как считают специалисты, многие

продукты питания из морских животных и растений имеют большое медицинское значение, поскольку повышают жизненный тонус и способствуют нормальному развитию человеческого организма. В последние годы создалось и интенсивно развивается весьма интересное направление в медицине, связанное с получением и применением высокоэффективных лечебных препаратов из морских животных и растений.

Таким образом, человечество планирует заметно увеличить использование биологических ресурсов Мирового океана в ближайшие годы. Биологические ресурсы океана, как и сама вода, относятся к возобновимым ресурсам. Но это не значит, что человек может пользоваться ими в любых объемах. Располагает ли Мировой океан потенциальными биологическими ресурсами, которыми без ущерба для их воспроизводства может воспользоваться человек? В оценке биологических ресурсов океана иногда сталкиваются два крайне противоположных направления. С одной стороны, все еще бытует мнение о неистощимости ресурсов, что уже неоднократно приводило и продолжает приводить иногда к временному исчезновению объекта промысла, а иногда и к исчезновению его как вида. С другой — очень часто даются прогнозы о достижении пределов возможного вылова или даже превышении его. Поэтому одним из кардинальных вопросов является значение реальной биологической продуктивности океана и влияния на нее различных изменяющихся факторов среды.

Рассмотрим продуцирование биологических ресурсов в Мировом океане так, как это изложено П. А. Моисеевым (1989 г.).

4.1.1. Первичная продукция

Преобладающая часть органических соединений, используемых морскими животными и бактериями для питания, образуется в процессе фотосинтеза растений, т. е. прежде всего в результате жизнедеятельности фитопланктона и, в значительно меньшей степени, крупных водорослей.

Растительные организмы, используя энергию солнца и минеральные вещества, трансформируют их в ткани растительных организмов при наличии необходимых абиотических и биотических условий. В процессе последующих весьма сложных и многообразных преобразований энергии создаются промежуточные и конечные звенья цепи продуктивности и в том числе рыбы, крупные беспозвоночные и китобразные, т. е. именно те промысловые ресурсы, в эффективном использовании которых заинтересовано человечество.

Процесс создания упомянутых растительных организмов называют *первичным продуцированием* органических веществ, а всю их совокупность — *первичной продукцией*.

Процесс жизнедеятельности, начиная от создания первичной органической продукции путем ассимиляции, служащей основой для всех дальнейших преобразований органического вещества в более сложные структуры, можно представить в виде потока энергии, который проходит через ряд гетеротрофных уровней и, используя свойства живых организмов по трансформации разных видов энергии, создает различные виды биологической продукции. В дальнейшем в результате гибели живых организмов и распада органических веществ круговорот биологических процессов замыкается, возвращаясь к начальным формам неорганической природы и тепловой энергии. Этот путь сопровождается огромными потерями энергии, которые многократно возрастают по мере развития процесса жизнедеятельности и перехода от одного трофического уровня к другому. Объем таких потерь имеет важное значение для понимания потенциальных возможностей океана по продуцированию биологических ресурсов и разработки методов наиболее целесообразного их использования.

В свое время Одум составил приближенную схему потока энергии в пределах любого сообщества (рис. 4.2), которая с небольшими изменениями может быть использована и для океанических бассейнов. Однако следует учесть, что графические соотношения размеров составляющих этой схемы не соответствуют истинным масштабам и соотношениям потоков энергии, размеров потерь, соразмерности объемов продукции на различных трофических уровнях, т. е. она дает представление только о ходе и последовательности процессов.

Используя энергию солнца (1) и биогенные элементы (2), растения в процессе фотосинтеза создают общую первичную продукцию (3), включая органическое вещество, расходуемое при дыхании. В результате фотосинтеза чистая первичная продукция (4) в виде накопленного органического вещества используется в экосистеме различными путями. Значительная часть его разлагается или минерализуется (8), другая часть вовлекается в пищевую цепь и дает новую, уменьшенную в объеме продукцию в виде растительных животных (5), поедаемых хищниками (6 — 7), объем продукции которых уже во много раз меньше, чем на предыдущих трофических уровнях. Во время всех этих процессов происходит

выделение теплоты (10) и мертвого органического вещества (9), частично выносимых за пределы экосистемы.

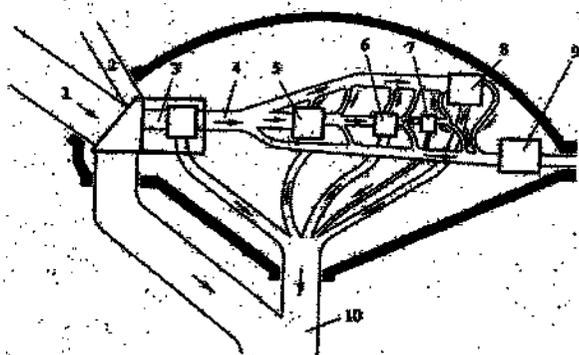


Рис. 4.2. Схема потоков энергии в биологическом сообществе. По П. А. Моисееву (1989).

1 - энергия солнца; 2 - биогенные элементы; 3 - общая первичная продукция; 4 - чистая первичная продукция; 5 - 7 - продукция в виде растительноядных (5), животноводных (6) и хищников (7); 8 - минерализуемое вещество; 9 - мертвое органическое вещество; 10 - выделение теплоты.

При всей условности этой схемы, не предусматривающей, например, многочисленных кормовых тупиков, заканчивающихся на различных трофических уровнях, она довольно показательна.

Как стало очевидным, помимо фитопланктона и крупных растений, в высшей степени активное и масштабное участие в продукционных процессах принимают микрофлора и прежде всего гетеротрофные бактерии. Микрофлора - важный компонент морских экосистем, на долю которого приходится более 60 % (до 80 %) общего потока энергии, проходящего через гетеротрофную часть сообщества, и более 50 % затрат всего сообщества на обмен.

При оценке энергетики океанических экосистем бактериальная продукция должна учитываться так же, как и первичная продукция, так как она имеет огромное значение для всех биопродукционных процессов в океане и особенно для продукции объектов низких трофических уровней - зоопланктона (в том числе криля) и массовых мелких мезопелагических рыб.

Общая схема потоков энергии в экосистеме Мирового океана весьма сложна и даже в самом упрощенном виде имеет

многочисленные взаимосвязанные передачи энергии с большими ее потерями (рис. 4.3).

Схематическое изображение таких потоков показывает, что при оценке продукции растений и бактерий в $40,6 \cdot 10^{21}$ Дж/год ($970 \cdot 10^{15} - 7,5 \cdot 10^{18}$ ккал/год) после многочисленных трансформаций образуется всего 320 – 350 млн. т традиционных промышленных объектов, что соответствует $7,5 \cdot 10^{18}$ Дж/год ($1,18 \cdot 10^{18}$ ккал/год).

Таким образом, энергетический объем продукции водных объектов, промышленовой эксплуатацией части которой занимается человек, в 540 раз меньше первичной продукции, а если это сопоставление отнести к объему фактически добываемой рыбы и других водных объектов ($0,09 \cdot 10^{15}$ ккал/год), то окажется, что человечество пока использует всего лишь 0,018 % энергии, свойственной первичной (+ бактериальной) продукции океана.

Обобщая данные о продуктивности различных биологических сообществ в основных районах мира, Одум пришел к выводу о весьма низкой продуктивности многих районов океана, сопоставимых с весьма низкопродуктивными наземными экологическими системами (табл. 4.1).

Таблица 4.1

Распределение экологических систем по продуктивности

Тип экологической системы	Средняя продуктивность, г/м	
	за день	за год
Пустынные и полупустынные районы с травяным покровом	0,5	150
Воды открытых океанов и глубоких озер	1,0	300
Шельф океанических вод, мелководные озера и пруды, смешанные леса, влажные луга и обычное сельское хозяйство	0,5 – 5,0	
Коралловые рифы, эстуарии, минеральные источники, земноводные и наземные сообщества на аллювиальных почвах, вечнозеленые леса и выращиваемые сельскохозяйственные экологические системы	5,0 – 20,0	1800 – 7000
Максимальная интенсивность, которая может быть достигнута в короткие периоды в наиболее продуктивных природных и выращиваемых экологических системах	До 60,0	До 20 000

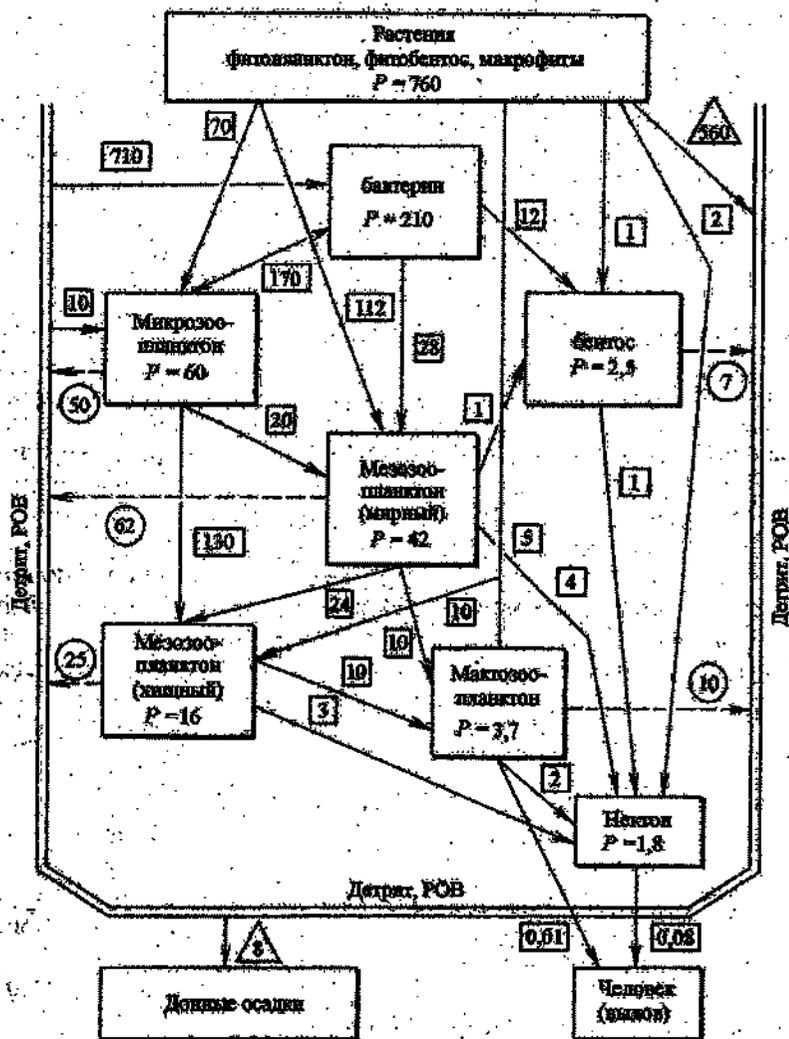


Рис. 4.3. Схема потоков энергии (в 10^{15} Дж в год) в экосистеме Мирового океана. По Ю. И. Сорокину (1977).

P – продукция; цифры в квадратах – потребление организмами следующего трофического уровня; цифры в кругах – не усвоенная пища; цифры в треугольниках – не потребленная продукция; РОВ – растворенное органическое вещество.

Продуктивность обширнейших открытых океанических районов настолько мала, что не отличается от пустынных и полупустынных наземных ландшафтных зон (всего около $0,1 \text{ г/м}^2$ в день), а относительно продуктивные воды шельфа существенно уступают не только сельскохозяйственным культурам, но и многим наземным естественным растительным сообществам – вечнозеленым лесам и растительности, произрастающей на благоприятных почвах. Трудно представить, чтобы какая-либо экологическая система сохраняла темп продуктивности выше 25 г/м^2 в день в течение нескольких лет. Одум отмечает, что большая часть поверхности нашей планеты – открытый океан, пустынные или полупустынные земли, а также территории, занятые снегом и льдами, – относится к категории низкой продуктивности.

В то же время многим районам океана свойственна исключительно высокая продуктивность. Так, например, в зонах коралловых рифов животные и растения, обладающие эффективными механизмами циркуляции питательных веществ, обеспечивают высокий уровень продуктивности, превышающий таковой сельского хозяйства.

Это положение подтверждается изображением степени эффективности утилизации солнечной энергии при фотосинтезе наземных растений и морских водорослей с учетом площадей, занимаемых различными экосистемами (рис. 4.4).

В обоих случаях максимум утилизации не превышает $0,3 \%$ солнечной энергии, но на суше резко преобладают (более 50%) поверхности с высокой степенью

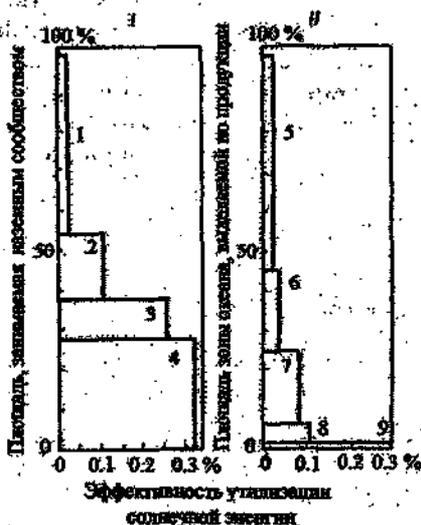


Рис. 4.4. Эффективность утилизации солнечной энергии при фотосинтезе сухопутных растений (I) и морских водорослей (II).

1 – пустыни и льды; 2 – нагорья; 3 – пологие земли; 4 – леса; 5 – олиготрофные; 6–8 – перифитные; 9 – эвтрофные.

(свыше 0,1 %) ее использования, в то время как в океане они занимают менее 5 % акватории. В 1985 г. была опубликована карта первичной продукции планктона Мирового океана (Кобленц-Мишке, 1985). При использовании ею, как указывает П. А. Моисеев, показатели продукции углерода следует увеличить в 2,5 – 3,0 раза, однако общие закономерности распределения первичной продукции в океане она характеризует достаточно объективно (рис. 4.5).

Карта свидетельствует о том, что наиболее благоприятными для развития фитопланктона являются прибрежные участки океана, а также некоторые его открытые районы, которым свойственно преобладание подъемов вод над их опусканием. В Тихом океане это прежде всего районы, расположенные у берегов Центральной и Южной Америки, Японии, Курильских островов и Камчатки, вдоль канадско-американского побережья. В Атлантическом океане выделяются районы, прилегающие к берегам Западной Африки и прежде всего приуроченные к юго-западному побережью этого материка, а также расположенные у восточных берегов Южной Америки. В Индийском океане наиболее высокопродуктивными являются районы действия муссонных ветров в северо-западной его части, Бенгальском заливе и в водах, омывающих Индонезийский архипелаг. В открытом океане повышенным уровнем первичной продукции выделяются районы интенсивного подъема глубинных вод и прежде всего экваториальной и антарктической дивергенции, линии полярного фронта, окраины циклонических областей, районы интенсивного зимнего конвективного перемешивания. В то же время в антициклонических океанических областях, в пределах которых происходит опускание поверхностных вод, наблюдается низкий уровень первичной продукции.

Наиболее продуктивные прибрежные и неритические воды, в пределах которых продукция углерода более 2 тыс. мг/м² в день, занимают всего 2,5 % площади океана, а если добавить сюда воды средней продуктивности (600 – 1000 мг С/м² в день), то окажется, что 37 % океана занято водами средней и повышенной продуктивности, а 63 % – водами низкой продуктивности. Огромные океанические пространства площадью почти 130 млн. км², т. е. почти равные поверхности Тихого океана, характеризуются крайне низкой продуктивностью.

Суммарная годовая первичная продукция Мирового океана составляет $60 \cdot 10^9$ т С в год, или 455 мг С/м² в день.

Полагая, что для перехода от углерода к массе вещества фитопланктона может быть принят коэффициент 21,1, а также



Рис. 4.5. Распределение средней годовой первичной продукции в Мировом океане.

По О. И. Кобленц-Милшке (1985 г.).

1) $< 100 \text{ мг С}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$; 2) $100 - 150$; 3) $150 - 200$; 4) $250 - 500$; 5) $> 500 \text{ мг С}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$.

исключая некоторое количество углерода, выносимого реками и получаемого из атмосферных осадков, можно считать, что годовая продукция фитопланктона в Мировом океане составляет более 1200 млрд. т (в сырой массе).

В настоящее время человечество не использует огромные запасы фитопланктона в океане. Возможно, такая проблема станет перед человечеством в ближайшем будущем, поскольку доказана, например, пищевая ценность одноклеточных диатомовых водорослей. Но следует помнить, что для получения 1 т сырого планктона надо профильтровать 1 млн. т воды, что требует очень больших затрат.

Высшая водная растительность в океане — макрофиты — продуцирует массу, равную всего 0,7 — 0,9 млрд. т, т. е. на несколько порядков меньше по сравнению с фитопланктоном. Макрофиты не имеют определяющего значения и в процессах дальнейшего создания органического вещества в океане. Тем не менее, в отличие от фитопланктона, миллионы жителей нашей планеты, особенно на Тихоокеанском побережье Азии, употребляют крупные водоросли в пищу, используют их на корм домашнему скоту, в качестве удобрений, лекарственных средств, сырья для получения поташа и йода, соды, как ингредиенты хлеба, конфет и т. д.

4.1.2. Зоопланктон

Зоопланктон — следующее звено в трофической системе морских организмов. Он питается в основном фитопланктонными организмами, а также бактериями и в значительной степени приурочен к поверхностным горизонтам. Так, например, 98,4 % численности копепод наблюдается в слое фотосинтеза, т. е. на глубинах менее 100 м. Биомасса зоопланктона оценивается приблизительно в 20 — 25 млрд. т, а годовая продукция — до 60 млрд. т. Наивысшую продукцию зоопланктона дают boreальные моря Атлантического и Тихого океанов за счет главным образом крупных копепод (рис. 4.6). В Южном океане велики скопления криля и каланусов. В тропических районах высокопродуктивными зонами являются воды прибрежных и экваториальных апвеллингов, зоны фронтов и локальные фронты около океанических банок и островов. Таким образом, распределение зоопланктона в океане и его продуцирование определяется прежде всего первичной продукцией и особенностями продуцирования собственно зоопланктонных организмов, а тем самым в определяющей степени океанологическими процессами.



Рис. 4.6. Распределение биомассы зоопланктона в Мировом океане в слое 0 – 100 м.
По М. Е. Виноградову, Э. Л. Шукшиной (1985 г.).

1) < 25 мг/м³; 2) 25 – 50; 3) 50 – 100; 4) 100 – 200; 5) 200 – 500; 6) > 500 мг/м³.

Зоопланктон – ведущее звено в питании рыб, кальмаров и даже таких крупных млекопитающих, как киты. Человек до недавнего времени не использовал зоопланктон в собственном питании, однако в последние годы некоторые из его компонентов и прежде всего антарктический криль приобретают самостоятельное промысловое значение.

4.1.3. Бентос

подавляющее большинство обитателей бентоса – это прикрепленные, зарывающиеся или малоподвижные животные. К *зообентосу* относятся многочисленные представители моллюсков (брюхоногие, двусторчатые, усоногие), ракообразных, иглокожих, червей, губок, гидроидов, оболочников (аспидии) и других групп животных. Об исключительном разнообразии животного мира дна океана и прежде всего его шельфовой зоны свидетельствуют данные о количестве свойственных ему видов донных животных. Всего в настоящее время известно около 185 тыс. видов животных (без рыб), обитающих на дне или у дна. Из этого количества абсолютное большинство – более 180 тыс. видов – обитатели в зоне шельфа и лишь около 2000 видов располагается на глубинах более 2000 м, из них 200 – 250 видов встречены глубже 4000 м. Более 98 % всех видов морской донной фауны приурочено к мелководным районам океана. На шельфе находится и около 60 % всей биомассы бентоса, еще 30 % – в пределах глубин материкового склона (200 – 3000 м) и лишь 10 % – на 77 % остальной площади Мирового океана. Наиболее высокие биомассы животного бентоса свойственны бореальным, приарктическим и приантарктическим районам, существенно снижаясь по мере продвижения к экватору. Для многих зон шельфа субарктическо-бореальных районов, накрытых водами с отрицательными температурами, характерно особое богатство кормовой донной фауны (Баренцево море, шельф Западной Камчатки, восточная часть Берингова моря и др.). В зоне соприкосновения с дном малоподвижных холодных вод оседает наибольшее количество детрита, и именно здесь оказываются наиболее благоприятные условия для развития детритособирающих животных, представляющих основу кормового бентоса. Говоря о бентосе и его значении для питания рыб, следует указать, что среди составляющих его животных очень большая часть их, прежде всего губки, баянусы, крупные моллюски, звезды, мшанки, горгоны, не являются кормовым бентосом. Они – конечное звено в пищевой цепи, консументы, потреб-

ляющие органические вещества, которое при другом использовании могло бы повысить полезную продуктивность океана.

Общий объем биомассы зообентоса оценивается в 10 млрд. т, а его продукция — в 3,3 млрд. т. Биомасса животного бентоса, способного участвовать в качестве корма в продуцировании важных для человека организмов, составляет не более 3 — 4 млрд. т, а годовая продукция кормового бентоса 1,5 — 2,0 млрд. т.

Различные представители зообентоса давно используются в питании человека. Это знаменитые устрицы, мидии, морские гребешки, разнообразные ракообразные (крабы, langoustes, омары), иглокожие (трепанги) и даже черви (полихеты) и кишечно-полостные (сифонидные медузы). Представители зообентоса используются также в ювелирной промышленности (жемчуг и перламутр), в сельском хозяйстве (известковая мука из раковин моллюсков), в медицине, технике и т. д.

4.1.4. Нектон

Наиболее широко используются человеком нектонные животные. Это крупные представители морской фауны, обладающие способностью активно перемещаться в воде на значительные расстояния. Нектон в основном представлен рыбами, млекопитающими, головоногими моллюсками (главным образом кальмарами) и высшими ракообразными (наиболее многочисленные из них — креветки).

В Мировом океане биомасса животных превосходит биомассу растений более чем в 18 раз, тогда как на суше растительная масса преобладает над животной в 2000 раз. Однако в морской воде растения дают несколько сот поколений. В итоге годовая продукция флоры в десятков раз превосходит продукцию фауны. Продукция нектона в 300 раз меньше первичной продукции и почти в 20 раз меньше продукции зоопланктона и зообентоса. Общая масса и продукция населения Мирового океана представлена в табл. 4.2.

Таким образом, обзор продукционных процессов, происходящих в Мировом океане, позволяет очень ориентировочно оценить возможности океана в обеспечении человечества морепродуктами. О масштабах биологических процессов в океане можно судить на основании ряда сопоставлений. Так, мировое производство мяса теплокровных животных составляет около 140 млн. т, а ежегодная продукция рыб, китов и крупных беспозвоночных составляет 4 млрд. т, т. е. почти в 30 раз превышает продукцию животноводства всех стран мира. В то же время если считать, что общий объем продукции традиционных объектов

промысла (без мезопелагических рыб и криля) составляет 320 – 380 млн. т, то с учетом использования ее многими консументами, а также сложности или невозможности изъятия этого объема применяемыми ныне орудиями и методами лова по разным причинам, современный уровень вылова (около 80 млн. т) можно рассматривать как значительный, и дальнейшее его увеличение потребует решения ряда сложных проблем.

Таблица 4.2

Общая масса и продукция населения Мирового океана
(в массе сырого вещества), млрд. т. По П.А. Моисееву

Население океана	Биомасса	Продукция
Продуценты		
Фитопланктон	10 – 12	> 1200
Фитобентос	1,5 – 1,8	> 0,7 – 0,9
Микрофлора (бактерии и простейшие)	–	40 – 50
Консументы		
Зоопланктон	5 – 6	60 – 70
Зообентос	10 – 12	5 – 6
Нектон	6	4
В том числе:		
Криль	2,2	0,9
Кальмары	0,28	0,8 – 0,9
мезопелагические рыбы	1,0	1,2
крупные рыбы	1,5	0,6
Общая биомасса		
Водоросли	20 – 25	> 1 200
Микрофлора	–	40 – 50
Животные	25	70 – 80

Оценки П. А. Моисеева, которые основывались на различных подходах к определению потенциально возможного изъятия из океана морепродуктов, с учетом общей продукции океана, сводятся к следующему. Вероятный вылов традиционных морских объектов может составить около 120 млн. т, т. е. на 40 млн. т более современного. Если же включить в него мелких массовых представителей нектона и прежде всего мезопелагических рыб и антарктический криль, то общий вероятный улов может увеличиться в 2 – 3 раза.

4.1.5. Современное использование биологических ресурсов океана

В океане насчитывается 16 тыс. видов рыб, но в промысле зарегистрировано около 800 видов и только около 150 видов отлавливаются более или менее эффективно. Первое место в мировом улове занимают сельдь, сардина, анчоус, скумбрия, мойва, ставрида, треска, кефаль, макрелещуки и т. д. Наибольшему промышленному воздействию из морских животных подвергается собственно рыба и прежде всего наиболее многочисленные и крупные ее представители. До настоящего времени наиболее массовым обитателям океанов — мелким мезопелагическим рыбам и антарктическому крилю — внимания уделялось мало, их вылов немногим превышал 0,5 млн. т.

Морские рыбы устойчиво составляют преобладающую (85 — 90 %) часть мирового вылова. С 1950 по 1986 г. уловы рыбы возросли в 4,5 раза и, как уже указывалось, в настоящее время составляют около 80 млн. т. В 4,5 раза за этот период увеличился вылов беспозвоночных (около 10 млн. т), особенно моллюсков и ракообразных. Примерно в 10 раз возросла добыча морских водорослей и во много раз уменьшилась добыча морских млекопитающих и прежде всего китов (с 2,1 до 0,1 млн. т). Общая схема распределения главных видов рыб и других животных в Мировом океане и степень использования этих ресурсов по данным ФАО приведены на рис. 4.7.

Промысел основных традиционных объектов лова во многих океанических районах и прежде всего в прибрежной зоне северного полушария ведется с достаточно высокой, а подчас даже чрезмерной интенсивностью. Поэтому размер современного вылова во многих случаях может рассматриваться как близкий или даже однозначный показатель полезной рыбопродуктивности.

Полезная рыбопродуктивность всего Мирового океана (по оценке на 1985 г.) составляла 210 кг/км^2 . Если исключить из подсчетов совершенно не благоприятные для обитания промысловых объектов весьма холодные арктические и антарктические районы, то она окажется равной 240 кг/км^2 . Данные по отдельным океанам и их отдельным районам приведены в табл. 4.3. При рассмотрении этих данных следует учитывать, что границы океанов и собственно их площади приведены в этой таблице, исходя из принятой ФАО практики районирования Мирового океана. Поэтому как границы между океанами, так и их площади несколько не со-

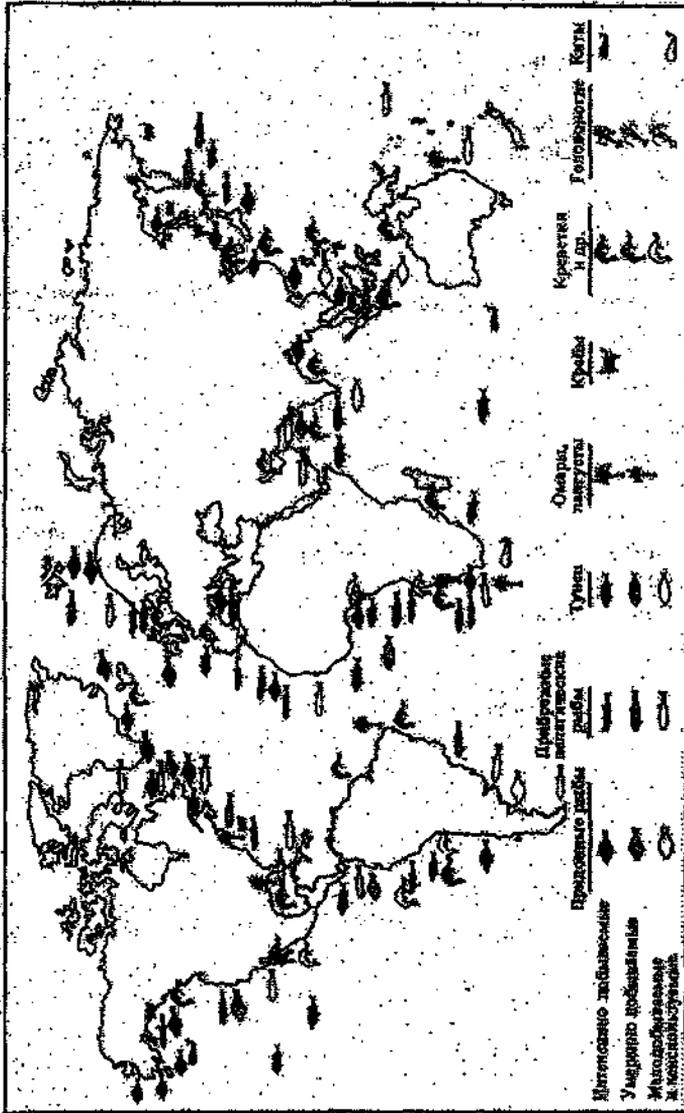


Рис. 4.7. Распределение главных видов промысловых рыб и других морских животных в Мировом океане и степень использования этих ресурсов. По данным ФАО – С. Нешоба (1991 г.).

ответствуют классическому делению Мирового океана по географическим широтам. Так, существенно уменьшена площадь арктических морей за счет включения в Атлантический океан Баренцева, Норвежского и Белого морей и других достаточно «отепленных» районов Северного Ледовитого океана. Граница между Атлантическим и Индийским океанами сдвинута к востоку и т. д.

Как видно из табл. 4.3, наиболее высоким уровнем рыбопродуктивности отличаются северо-западная (1150 кг/км^2) и юго-восточная (590 кг/км^2) части Тихого океана, а также северо-восточная (640 кг/км^2) и северо-западная (500 кг/км^2) части Атлантического океана. С этими районами связано наличие теплых океанических течений, фронтальных зон и зон апвеллингов. Рыбопродуктивность прибрежных участков этих районов оказывается еще более впечатляющей, достигая соответственно 1580 , 2850 , 1110 и 675 кг/км^2 .

Высокие и относительно устойчивые показатели выхода рыбопродукции обеспечивают несколько наиболее биопродуктивных районов океана, в пределах которых осуществляется интенсивный промысел, достаточно точно использующий запасы всех или большей части обитающих здесь традиционных объектов. На огромных пространствах океанической пелагиали рыбопродуктивность очень невысокая, поэтому наращивание промысловых усилий в открытых районах океана не приводит к заметному увеличению средней полезной рыбопродуктивности.

Графическое изображение современной рыбопродуктивности Мирового океана (рис. 4.8) — это почти зеркальное отражение схемы распределения первичной продукции и зоопланктона. Зоны наиболее высокой продуктивности приближаются к береговой линии континентов, обеспечивая максимальные плотности в районах узких шельфов и крутых склонов Южного полушария, расположенных в восточных частях Атлантического и Тихого океанов и омываемых сравнительно холодными течениями приантарктического происхождения, а также в северном полушарии у восточных побережий Японии и США. Высокая рыбопродуктивность свойственна также обширным мелководьям северо-востока Атлантики и севера Тихого океана. Центральные океанические районы отличаются резко пониженной рыбопродуктивностью, перекликающейся с низким уровнем первичной продукции этих обширных, но крайне низкопродуктивных участков океана.

Таблица 4.3

Полезная рыбопродуктивность (1985 г.) Мирового океана (без водорослей). По П. А. Монсееву (1989 г.)

Район ФАО	Океан, район										Полезная продуктивность, кг/км ²								
	общая			шельфа (0-200 м) и неритической зоны			верхней части (200-1000 м) склона		дальнее - неритической зоны		общий		донных объектов		металлических объектов и нефтяных зон		океаническо-металлических объектов		
	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
1	2																		
Северный Ледовитый океан	7,34	3,40	1,52	2,64	1,3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Атлантический океан	102,38	10,45	6,26	23,43	68,5	24,4	2,1	20,9	1,4	240	125	650	680	20					
21 Северо-западный	5,21	1,25	0,68	2,76	1,20	2,8	0,3	2,5	-	500	160	600	675	-					
27 Северо-восточный	16,88	3,65	2,34	6,63	6,60	10,8	0,5	10,2	0,1	640	85	1050	1150	15					
31 Западно-центральный	14,68	1,19	0,96	2,99	10,5	2,3	0,2	11,6	0,5	155	100	380	430	50					
34 Восточно-центральный	13,98	0,45	0,35	3,53	10,0	2,8	0,4	1,9	0,5	210	500	570	675	50					
35 Средиземное и Черное моря	2,98	0,70	0,66	2,20	-	1,9	0,2	1,7	-	630	285	270	635	-					
41 Юго-западный	17,76	2,63	0,82	2,13	13,0	1,7	0,2	1,3	0,2	95	60	270	320	15					

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
47	Юго-восточный	18,59	0,29	0,29	1,24	17,0	2,1	2,1	1,6	0,2	110	500	1250	1440	12
48	Антарктический	12,30	0,30	0,25	2,75	9,4	0,2	-	-	-	160	-	-	-	-
	Индийский океан	72,30	4,54	2,55	9,06	58,7	4,4	0,8	3,0	0,8	60	120	190	250	10
51	Западный	30,20	2,06	1,10	4,24	23,9	2,5	0,3	1,9	0,3	80	90	250	300	12
57	Восточный	29,48	2,13	1,36	3,20	24,1	1,9	0,5	1,1	0,3	60	110	185	280	12
58	Антарктический	12,62	0,30	0,08	1,62	10,7	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	Тихий океан	179,05	8,11	6,25	40,94	130	45,7	4,6	37,7	3,4	255	320	680	770	26
61	Северо-западный	20,48	2,58	2,12	11,90	6,0	23,8	2,4	21,4	1,0	1150	510	1470	1640	17
67	Северо-восточный	7,50	0,98	0,25	3,52	3,0	2,9	0,3	2,6	-	390	240	490	555	-
71	Западно-центральный	33,53	3,0	2,0	10,53	20,0	6,2	1,2	4,0	1,0	130	240	300	390	50
77	Восточно-центральный	57,47	0,40	0,30	7,07	20,0	2,6	0,2	2,1	0,3	50	280	160	190	6
81	Юго-западный	33,21	0,51	1,20	3,70	29,0	0,5	0,1	0,1	0,2	12	60	25	45	7
87	Юго-восточный	16,47	0,44	0,28	3,03	13,0	-	0,2	8,6	0,9	590	280	1600	1585	70
88	Антарктический	10,39	0,20	0,10	1,19	9,0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	Мировой океан	361,07	26,50	16,58	76,07	238,5	76,0	7,5	63,1	5,4	210	175	560	635	21
	То же, без Арктики и Антарктики	318,42	22,30	14,67	67,87	228,5	76,0	7,5	63,1	5,4	240	200	640	725	24

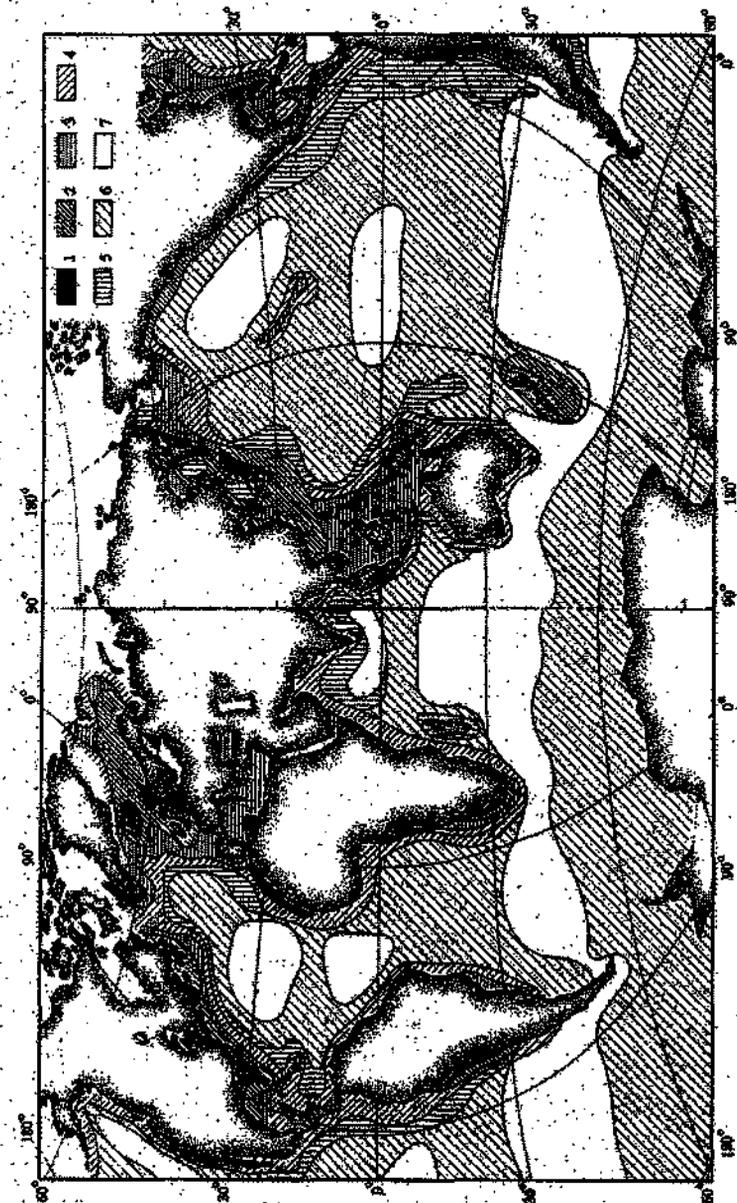


Рис. 4.8. Рыбопродуктивность Мирового океана (1985 г.). По П. А. Морсеву (1989 г.).
 1) > 3000 кг/км²; 2) > 1000; 3) > 500; 4) > 200; 5) > 100; 6) > 10; 7) < 10 кг/км².

Некоторые районы и прежде всего Фолклендско-Патагонский шельф и участки, прилегающие к Австралии и Новой Зеландии, характеризующиеся ныне низкой рыбопродуктивностью, в дальнейшем при развитии промысла будут иметь значительно более высокие показатели съема продукции с единицы площади.

4.2. Минеральные ресурсы океана

Проблема обеспечения человечества минеральными ресурсами — одна из главных в мировой экономике. По целому ряду ресурсов уже намечился дефицит, по ряду других он может возникнуть в ближайшем будущем. Поэтому во многих странах все большее внимание уделяется ресурсам, расположенным на дне морей и океанов, тем более что обеспеченность ресурсами на Земле очень неравномерна и многие страны зависят от импорта сырья. Большое беспокойство в последнее время вызывает проблема обеспечения топливно-энергетическими ресурсами и прежде всего нефтью и газом.

4.2.1. Морские ресурсы нефти и газа

О морских месторождениях нефти знали давно. Еще в первой половине XIX в. в районе Баку в 20 — 30 м от берега соорудили колодцы, изолированные от воды, и черпали нефть из неглубоко залегающих горизонтов. В 1870 г. близ города Идзумосаки у берегов Японии был намыт остров для строительства нефтяных вышек. В 1891 г. на калифорнийском побережье началось бурение наклонных скважин, уходящих на расстояние 200 м от берега. Однако до 60-х годов развитие добычи нефти со дна моря шло медленно. Максимальные глубины поисковых и эксплуатационных скважин, как правило, не превышали 10 — 15 м. В 60-е годы в море начали размещаться платформы со стационарной опорой на дно на значительном расстоянии от берега. В 1960 г. действовало 70 плавучих буровых установок, а в 1985 г. — более 700, из них примерно 63 % составляли самоподъемные буровые установки и 24 % — полупогруженные буровые платформы.

Дальнейшее развитие техники и технологии позволило организовать полностью автономное производство, с отрывом от берега и уходом за пределы шельфа. В настоящее время эксплуатационные работы ведутся на глубинах до 1000 м и более, а разведочное бурение ведется до глубины 3000 м. Уже в середине 80-х годов доля «морской» нефти в ее общей добыче составила около

30 %, а доля газа около 20 %. По-видимому, уже в начале XXI в. половина нефти и газа будет поступать из недр Мирового океана.

География морской добычи нефти быстро расширяется и меняется (рис. 4.9). Если в 1970 г. 34 % добычи приходилось на долю Венесуэлы, 30 % — США и 26 % — государств Персидского залива, то уже к началу 80-х годов на первое место вышли государства Персидского залива. Главными нефтедобывающими странами в Западной Европе стали Великобритания и Норвегия. Активно начали добывать нефть Мексика, Индонезия, страны Юго-Восточной Азии, Китай.

Наиболее богатые месторождения нефти сосредоточены в районе Персидского залива, для которого характерен и очень высокий дебит скважин. Это обеспечивает большую годовую добычу при малом числе скважин и низкую себестоимость нефти. Одним из наиболее старых и освоенных районов морской добычи нефти и газа является акватория Мексиканского залива. Крупная нефтегазовая провинция находится в Северном море, где в 70-е и 80-е годы был достигнут небывалый рост добычи нефти и газа.

Крупнейшим и перспективным районом добычи нефти стал шельф у берегов Западной Африки. Развивается нефтегазовая промышленность стран Латинской Америки. Нефтяной и газовый бум наблюдается на месторождениях у берегов Индонезии, Китая и Индокитая. Очень богаты углеводородами шельфовые зоны Австралии, Канады, Аляски, Баренцева моря и других арктических морей России.

Таким образом, будущее обеспечение человечества углеводородным сырьем связано прежде всего с освоением его запасов в Мировом океане. По всей акватории Мирового океана выявлено более 700 осадочных бассейнов, перспективных на нефть и газ. Нефтяные пласты обнаружены на больших глубинах, получены определенные доказательства наличия нефти на шельфе Антарктиды.

4.2.2. Твердые полезные ископаемые на дне океана

Твердые полезные ископаемые, извлекаемые из моря, пока что играют значительно меньшую роль в мировой экономике, чем нефть и газ. Однако и здесь наблюдается тенденция к развитию добычи, стимулируемая истощением аналогичных запасов на суше и их неравномерным распределением на Земле. Наибольшее значение после нефти и газа имеют россыпные месторождения металлоносных минералов, алмазов, строительных материалов и янтаря. По отдельным видам сырья морские россыпи имеют преобла-

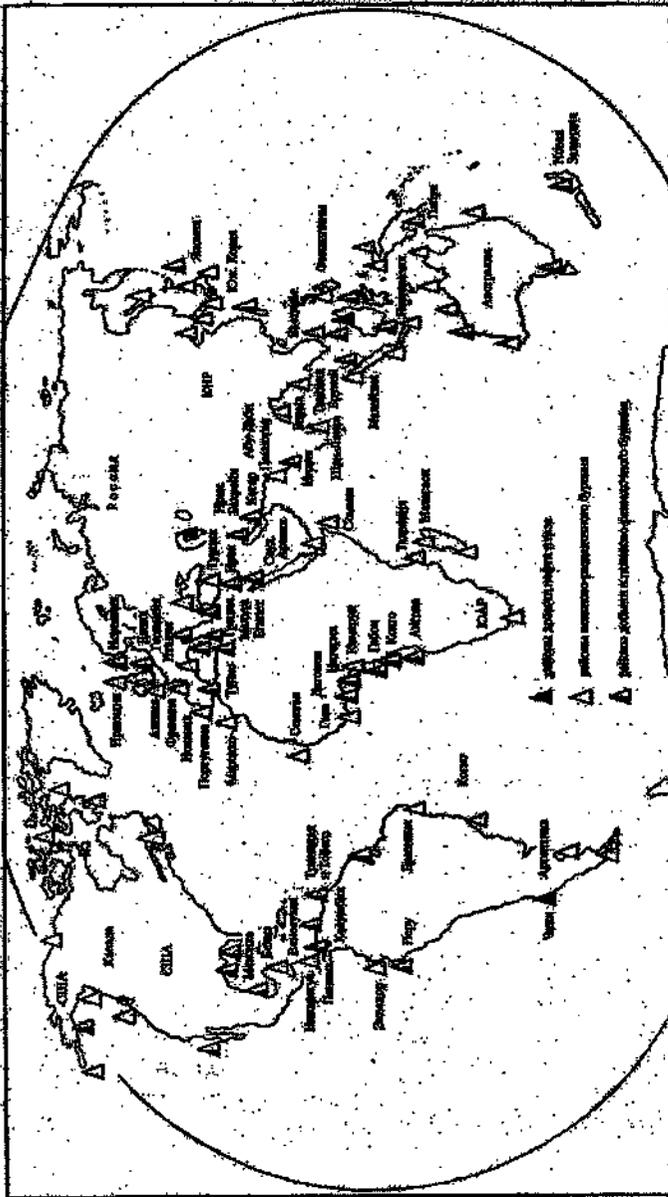


Рис. 4.9. Районы добычи нефти и газа, поисково-разведочного бурения на шельфе.
По С. Б. Слевичу (1988).

дающее значение. Так, они поставляют на мировой рынок 100 % циркония и рутила и около 80 % ильменита. Два последних минерала служат главным источником получения титана. Около 40 % касситерита (источника получения олова) также добывается из прибрежных россыпей. Ведущее место в добыче россыпных металлоносных минералов занимает Австралия, вдоль восточного побережья которой россыпи тянутся на полторы тысячи километров, и США. Богатые россыпи этих минералов найдены у берегов Новой Зеландии, Индии, африканского побережья, у Мадагаскара. Большое количество касситеритового концентрата добывается у берегов Индокитаю, Индонезии. Добыча олова из морских россыпей превышает 10 % мировой добычи этого металла.

На юго-западном побережье Африки более полвека эксплуатируются алмазные пески. Средний выход алмазов здесь в несколько раз выше, чем на южноамериканских месторождениях суши.

Золотоносные пески морских побережий, особенно Золотого Берега вблизи города Ном на Аляске, известны еще со времен «золотой лихорадки». В 60-х годах были открыты новые россыпи золотоносных песков в этом районе с содержанием золота 15 г/м^3 . Известны золотоносные пески вдоль побережий Калифорнии, Панамы, Чили, Турции, Египта, Юго-Западной Африки. На Аляске в заливе Гудньюс с глубины 30 м разрабатываются платиновые пески с содержанием платины до 10 г/м^3 . В США до 90 % платины добывается с морского дна.

Интенсивно со дна прибрежных участков добываются строительные материалы — гравий, песок, глина, ракушечник. И даже такое распространенное на Земле сырье, как каменный уголь и железная руда, в ряде стран добывают из недр морского дна (уголь — Япония, Великобритания и др., железная руда — Канада и др.).

Из подводных месторождений ежегодно добывается более 2 млн. т серы. В США, например, около 15 % всей добываемой серы получают со дна моря.

4.2.3. Извлечение макро- и микрокомпонентов из морской воды

В морской воде практически содержится почти вся таблица элементов Менделеева. Поэтому морскую воду часто называют «тощей рудой» и из нее издревле добывали полезные элементы. Сейчас ее часто называют «рудой будущего», учитывая все растущие перспективы извлечения из нее минеральных богатств.

Наиболее древним промыслом минеральных ресурсов морской воды является добыча поваренной соли. Еще в третьем тысячелетии до н. э. соль в Китае получали из морской воды. Сейчас из морской воды получают приблизительно одну треть мирового потребления поваренной соли. Добыча поваренной соли происходит, как правило, древним способом, с использованием солнечной энергии в осадочных бассейнах. Для получения 1 млн. т соли требуется испарить примерно 120 млн. т морской воды.

Концентрация магния в морской воде в 300 раз меньше, чем в земных рудах, однако производство магния из воды обходится дешевле. Впервые магний из морской воды стали добывать в Англии. Затем крупные заводы по производству магния из морской воды были построены в США, Франции и целом ряде других стран. Сейчас более 40 % потребляемого в мире магния получают из морской воды.

Освоена добыча калия из морской воды, этого ценного продукта для сельского хозяйства. В настоящее время помимо Японии, которая добывает из морской воды более 10 тыс. т калия в год, таким же образом калий получают в Англии, Италии и ряде других стран.

Морская вода является перспективным сырьем для получения брома, поскольку из минералов суши бром практически не извлекается. Его можно получать либо из морской воды, либо из солевых отложений высохших морей. Впервые бром из морской воды был выделен в 1926 г. в Калифорнии. Сейчас большая часть потребляемого в мире брома добывается из морской воды.

Таким образом, к настоящему времени освоено и в промышленных масштабах осуществляется производство из морской воды большинства макрокомпонентов, представляющих интерес для промышленности и сельского хозяйства.

Все большее внимание привлекает извлечение из морской воды и целого ряда микроэлементов, так как многие ценные элементы сейчас получают из бедных, труднообогатимых руд, запасы которых быстро истощаются. Огромное преимущество морских вод как источника минеральных веществ состоит в его практической неисчерпаемости. Так, запасы золота в водах Мирового океана оцениваются в 6 млн. т, серебра — 500 млн. т, урана — 5 млрд. т (запасов урана на суше всего около 800 тыс. т).

Промышленное извлечение микроэлементов из морской воды встречает ряд технических трудностей, но они преодолеваются. Ярким примером разрешения этих трудностей является

введение Японией в эксплуатацию в 1986 г. первого в мире завода по получению урана из морской воды. Его мощность — 10 кг металла в год. В основе извлечения урана лежит сорбционный метод.

Однако добывать другие микроэлементы, в том числе золото и серебро, из морской воды пока что не выгодно. Но все время идет поиск новых методов извлечения ценных микроэлементов. Не исключено, что такие методы в скором времени будут разработаны. Перспективно получение микроэлементов из концентрированных рассолов. В Красном море в зоне подводных гидротерм, где горячие рассолы поступают в море из рифтовых разломов морского дна, концентрации большинства элементов в тысячи раз выше, чем в обычной морской воде. Высокие концентрации микроэлементов встречаются также в рифтовых долинах срединных океанических хребтов.

4.2.4. Железомарганцевые конкреционные руды

Огромные пространства дна океанов покрыты своеобразными рудными образованиями — железомарганцевыми конкрециями и корками, обладающими по сравнению с донными осадками повышенным содержанием не только Mn и Fe, но и Ni, Cu, Co, Zn, Mo, а также и ряда других элементов (рис. 4.10). Железомарганцевые конкреции имеют наибольшее распространение на дне Тихого океана, значительно меньше их в Индийском и Атлантическом океанах. В Северном Ледовитом океане за пределами шельфов конкреции не найдены.

Встречаются конкреции и в некоторых мелководных морях, но мелководные конкреции отличаются от глубоководных незначительным содержанием цветных металлов и с экономической точки зрения не заслуживают внимания.

Самые ценные и перспективные месторождения расположены на дне Тихого океана, где выделяются две крупные зоны: северная и южная. Концентрация конкреций на дне колеблется от 1 до 50–70 кг/м², в среднем — 7–10 кг/м². Запасы железомарганцевых конкреций только в указанных рудных зонах Тихого океана достигают $3,4 \cdot 10^{11}$ т, в том числе марганца — $7,1 \cdot 10^{10}$ т, никеля — $23 \cdot 10^9$ т, кобальта — $1,0 \cdot 10^9$ т, меди — $1,5 \cdot 10^9$ т.

В целом, в полиметаллических конкрециях, запасы которых оцениваются в 2–3 трлн. т, кобальта в 5 тыс. раз



Рис. 4.10. Распространение железомарганцевых конкреций на дне океанов. По Л. П. Безрукову (1979).
 1 - конкреции отсутствуют или встречаются редко; 2 - высокая концентрация редко; 3 - высокие концентрации часто; 4 - ось срединно-океанических хребтов.

больше, чем на суше, марганца в 4 тыс. раз, никеля — в 1,5 тыс. раз, алюминия — в 200 раз, меди — в 150 раз, молибдена — в 60 раз, свинца — в 50 раз и железа — в 4 раза.

Опытная разработка железомарганцевых конкреций началась еще в 70-е годы. Наиболее активно проблемами промышленной разработки конкреций и получения из них металлов занимаются США и Япония. Однако и другие промышленно развитые страны планируют добычу железомарганцевых конкреций со дна океана уже в ближайшем будущем.

4.2.5. Фосфоритовые конкреции

Фосфориты найдены на дне всех трех основных океанов и приурочены или к шельфам и верхним частям материковых склонов, или к подводным горам (рис. 4.11).

На окраинах океанов фосфориты представлены преимущественно конкреционными образованиями и локализованы главным образом в пяти фосфоритоносных провинциях: Восточно-Атлантической, Западно-Атлантической, Калифорнийской, Перуано-Чилийской и Новозеландской.

Мировые потенциальные запасы фосфатного сырья оцениваются в сотни миллиардов тонн. Потребность в фосфоритах непрерывно повышается, но в основном удовлетворяется за счет месторождений суши. Тем не менее, ряд стран, не имеющих месторождений на суше (Япония, Австралия, Перу, Чили и др.), активно включаются в добычу фосфоритного сырья со дна моря. Добываются фосфориты и в США в районе Калифорнии с глубин 80 — 330 м.

Таким образом, сырьевые кладовые океана пока что только начинают активно использоваться, за исключением нефти, газа, поваренной соли, магнезия и некоторых минералов. Однако перспективы использования минеральных богатств океана огромны. Во многом степень их использования будет зависеть от скорости исчерпания минерального сырья на суше и развития новых технологий, которые позволят получать аналогичные продукты из морских глубин, сравнимые по цене с теми, которые получают из сырья, добываемого на суше. Эти процессы движутся в одном направлении, и мы неизбежно будем свидетелями все большего и большего вовлечения сырьевых минеральных запасов океана в мировую экономику.

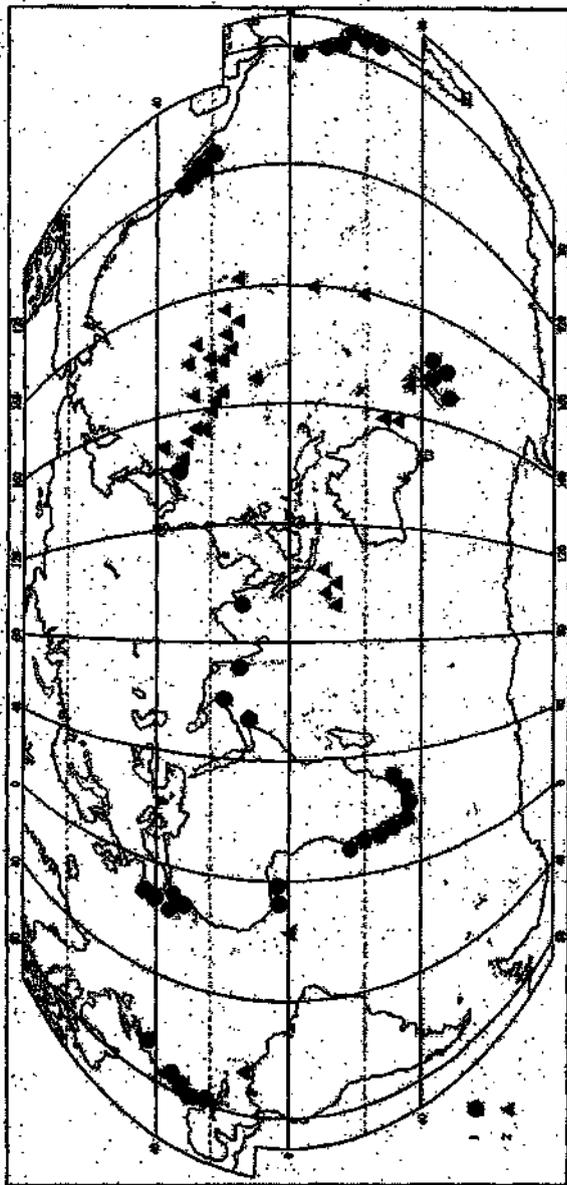


Рис. 4.11. Распространение фосфоритов на дне океанов.

По Г. Н. Батурину, Л. Н. Безрукову (1971).

1 — фосфориты на подводных окраинах материков; 2 — фосфориты на подводных горах.

4.3. Использование энергии океана и физических свойств морских вод в энергетике

В настоящее время человечество потребляет около $(93,8 - 4,0) \cdot 10^{20}$ Дж энергии. Лишь небольшая доля энергии поступает из возобновляемых источников энергии – ГЭС, установок, использующих энергию ветра, солнечной радиации, сжигания биологического сырья и т. д. Основное количество энергии мы получаем, сжигая уголь, нефть и природный газ. В мире примерно 45 % энергии получается при сжигании нефти, 32 % – угля и 21 % приходится на газ. Потенциальные ресурсы этой «большой тройцы» постоянно сокращаются, особенно ресурсы нефти и газа. По оценкам специалистов, нефти и газа, даже при самых оптимальных методах использования в будущем, хватит человечеству не более чем на 50 лет. Это заставляет искать альтернативные возобновляемые источники энергии. И внимание ученых и специалистов энергетиков все больше обращается на использование энергии океана.

4.3.1. Использование физических свойств морской воды

В 1871 г. французский инженер Ж. Клод выдвинул идею, а еще через 10 лет французский физик д'Арсонваль обосновал возможность применения существующего в океане градиента температуры воды между поверхностными и придонными слоями для получения электроэнергии.

Принцип действия термоградиентной установки состоит в следующем: поверхностная теплая вода океана используется для испарения жидкости, имеющей невысокую температуру испарения (пропан, аммиак, пробутан и др.). Полученный таким образом пар вращает турбины, а затем охлаждается уже холодной глубинной водой океана до жидкости и снова подается в испарительную установку (рис. 4.12). Хотя конструктивно термоградиентная электростанция (ТГЭС) проста, но ее техническое воплощение достаточно сложное дело и строительство ее очень дорого. Тем не менее, первая ТГЭС была построена еще в 1927 г. в бухте Матансас у берегов Кубы. Вторая ТГЭС была построена французами в 50-х годах у берегов Африки вблизи Абиджана. Это была небольшая станция, и проработала она короткое время. Но на основе этого эксперимента были разработаны схемы ТГЭС большой мощности. В начале 80-х годов экспериментальные установки были созданы японскими компаниями: первая на о. Науру, а вторая на о. Амани в Японском море.

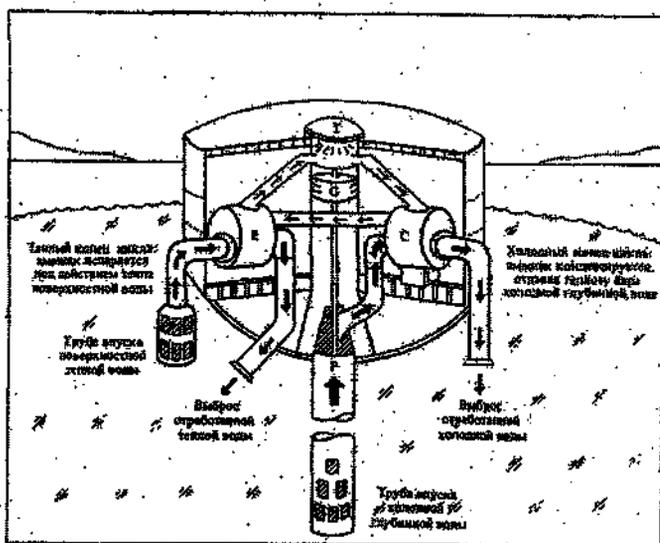


Рис. 4.12. Одна из возможных конструкций установки по преобразованию тепловой энергии океана в электрическую.

По С. Нешибе (1991).

Как показали расчеты, наиболее эффективны термоград-
иентные установки, работающие при перепаде температур 23 – 25 °С.
Но можно создавать и станции, работающие при перепаде темпе-
ратур 18 – 23 °С. Естественно ТТЭС выгодно располагать на ост-
ровах или побережье тропической зоны, не имеющей материковой
отмели (рис. 4.13). В настоящее время проекты таких электростан-
ций имеются во Франции, Японии, США, Бразилии, Индонезии.
Однако пока существуют обычные, более дешевые (в 5 – 6 раз)
источники энергии, строительство таких электростанций отклады-
вается на будущее. Но потенциал этого источника энергии очень ве-
лик. Даже если эффективность его использования будет менее 1 %,
то и в этом случае потенциал термальной энергии океана превыша-
ет потенциал всех горючих ископаемых. Кроме того, в ряде случа-
ев можно обойтись без непосредственного производства электро-
энергии. Учеными был предложен и уже испытан ряд схем исполь-
зования градиента температуры в океане непосредственно в систе-
мах кондиционирования, для длительного хранения пищи, такой

как мука, зерно, при температурах замерзания, типичных для океанического дна и т. д.

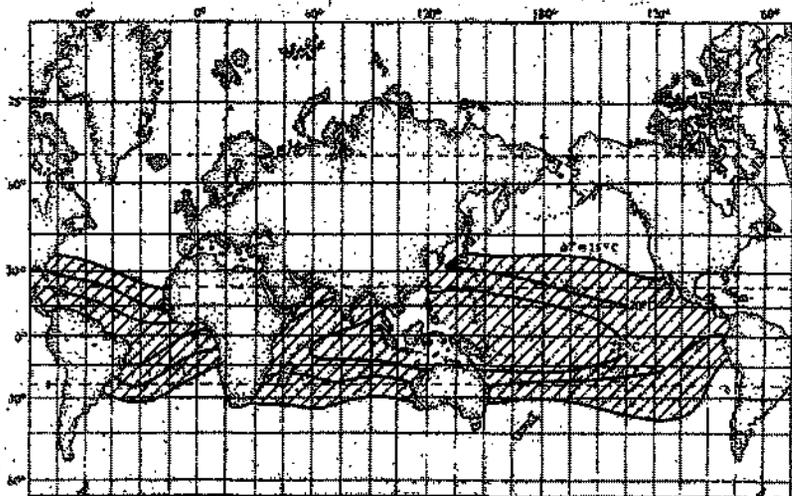


Рис. 4.13. Расположение экваторов, где разность температур между поверхностью и 1000 м глубиной отвечает требованиям работы ТГЭС. По данным Национального центра океанографических данных США.

4.3.2. Энергия волн океана

Кинетическая энергия волн является возобновляемым ресурсом. Волновая мощность оценивается в $2,7 \cdot 10^{12}$ Вт, что составляет около четверти потребляемой в настоящее время энергии. Первые попытки использования волновой энергии океана относятся к 20-м – 30-м годам текущего столетия. В 1921 г. в Алжире прошло испытание устройства, основанного на использовании вертикальных перемещений воды. В 1929 г. на берегу Средиземного моря была создана установка, которая приводилась в действие энергией волн. Подобные попытки использовать энергию волн осуществлялись и позднее. С конца 1985 г. в Норвегии начала действовать первая промышленная волновая электростанция мощностью 850 кВт.

Волновая энергия размещена неравномерно в Мировом океане. Эффективное ее использование возможно лишь в отно-

сительно немногих районах Мирового океана. По-видимому, по самым оптимистическим оценкам, можно использовать не более трети общей волновой энергии, а с учетом коэффициента полезного действия волновых энергетических установок их реальный вклад в обеспечение энергией человечества вряд ли может составить более 2 – 4 % от современного уровня потребления энергии. Тем не менее во многих странах существуют проекты использования волновой энергии, в том числе в Японии, США, Швеции, Австралии. В бывшем Советском Союзе существовал проект строительства волновой электростанции на Каспийском море в районе Дербента. Но пока существующие проекты волновых электростанций дороги (примерно в 10 раз дороже по сравнению с тепловыми и атомными станциями), и потому перспективы ближайшего использования волновой энергии океана не очень обнадеживающие.

4.3.3. Приливная энергия океана

Значительно лучше технически разработаны проекты использования электроэнергии за счет разности уровней во время приливов и отливов. Потенциал приливной энергии Мирового океана оценивается от 1 до $6 \cdot 10^{12}$ Вт, т. е. от 10 до 50 % потребляемой в постоянное время энергии. Однако значительные приливы наблюдаются в не очень многих местах на побережье океана. По оценкам специалистов, существует всего от 25 до 30 мест, где могут быть построены приливные электростанции. Это те районы побережья, где высота прилива превышает 5 м. С учетом этого, а также если предположить, что в каждом из этих мест будет извлекаться от 20 до 30 % энергии приливов (это очень оптимистичные оценки), общая мощность энергии за счет приливных электростанций составит от одного до нескольких процентов от уровня современного потребления энергии. По самым оптимистичным оценкам в XXI в. приливные электростанции дадут человечеству до 10 % потребляемой энергии. Такие электростанции целесообразно строить в тех районах, где отсутствуют другие источники энергии и строительство приливных плотин не принесет заметного экологического вреда. Мнение о том, что такие станции экологически чисты, далеко не бесспорно.

Первая приливная электростанция (ПЭС) была построена в Англии вблизи Ливерпуля в 1913 г. Ее мощность составляла 635 кВт. В 1967 г. во Франции вступила в строй ПЭС мощностью 240 МВт. Через год вблизи Мурманска начала работать

Кислогубская ПЭС мощностью 400 кВт. Американские и канадские специалисты разработали проект и начали строительство ПЭС мощностью 600 тыс. кВт в заливе Фанди, известном своими самыми большими приливами на Земле. Ряд приливных электростанций небольшой мощности построен в Китае. Однако пока еще строительство мощных ПЭС очень дорого и экономически не оправдано. Тем не менее, это один из наиболее реальных путей использования в ближайшее время энергии океана для энергообеспечения человечества.

4.3.4. Использование энергии морских течений

Одним из направлений развития энергетики океана может стать строительство электростанций, использующих энергию морских течений. По оценкам, только механическая энергия течений (без учета переносимого тепла) оценивается в $3,5 \cdot 10^{14}$ Вт, что почти в 30 раз превышает мощность современного потребления энергии. Только один Гольфстрим в наиболее мощной своей части мог бы обеспечивать человечество энергией, если бы удалось использовать эту энергию. Если установить в толще Гольфстрима винты турбины диаметром 80 м, то при скорости течения 2 м/с с каждого винта можно получить $2,4 \cdot 10^7$ Вт энергии. Расположив такие генераторы в ряд по 12 штук через милю на протяжении 350 миль, удалось бы получить около 10 % всей потребляемой ныне энергии. Сколь бы ни сомнительным выглядел такой проект, его инженерные проработки проведены. Существует проект использования энергетического потенциала Флоридского течения, предусматривающий сооружение 200 турбин на глубине 120 м, которые обеспечат мощность $2,5 \cdot 10^{10}$ Вт, что составляет более 2 % потребляемой ныне энергии. Опытная модель турбины длиной 1 м успешно работала в водах Мексиканского залива на глубине 15 м. Однако широкое использование энергии течений – дело будущего. Необходимо прежде всего повысить КПД существующих преобразователей этого вида энергии и решить целый ряд технических проблем.

В заключение следует сказать, что существует целый ряд других предложений использования энергии океана. Создаются и обсуждаются проекты строительства электростанций, основанных на создании искусственного перепада морской воды в узких проливах, на использовании градиента солености и т. д.

При разработке новых технических и технологических решений возобновляемый океанский источник энергии, без сомнения, уже в недалеком будущем станет на службу человечеству.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Алимов А. Ф.* Введение в продукционную гидробиологию. — Л.: Гидрометеоиздат, 1989. — 152 с.
2. *Атлас океанов.* Т.1 — 3. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 1980.
3. *Бюден К.* Физическая океанография прибрежных вод. — М.: Мир, 1988. — 324 с.
4. *Бубнов В. А.* Циркулирующая вода экваториальной зоны Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1990. — 280 с.
5. *Бурков В. А.* Общая циркуляция Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 254 с.
6. *Давидан И. Н., Лопатухин Л. И.* На встречу со штормами. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 136 с.
7. *Дарвин Д. Г.* Приливы и родственные им явления в солнечной системе. — М.: Наука, 1965. — 250 с.
8. *Дуванни А. И.* Приливы в море. — Л.: Гидрометеоиздат, 1960. — 389 с.
9. *Жуков Л. А.* Общая океанология. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 376 с.
10. *Зубов Н. Н.* Динамическая океанология. — Л.: Гидрометеоиздат, 1947. — 430 с.
11. *Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С.* Синоптические вихри в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 263 с.
12. *Крыжановский Р. А.* Ресурс будущего. — М.: Мысль, 1986. — 173 с.
13. *Лакомб А.* Физическая океанография. — М.: Мир, 1974. — 495 с.
14. *Лебедев В. А.* Граничные поверхности в океане. — М.: Изд. МГУ, 1986. — 192 с.
15. *Максимов И. В.* Геофизические силы и воды океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 448 с.
16. *Максимов И. В., Сарухьян Э. И., Смирнов Н. П.* Океан и космос. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 216 с.
17. *Мандев О. И.* Нулевая динамическая поверхность Мирового океана. — М.: Изд. МГУ, 1962. — 219 с.
18. *Марчук Г. И., Казан Б. А.* Океанские приливы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 296 с.
19. *Моисеев П. А.* Биологические ресурсы Мирового океана. — М.: ВО Агропромиздат, 1989. — 368 с.
20. *Монин А.С.* Прогноз погоды как задача физики. — М.: Наука, 1969. — 184 с.
21. *Монин А.С., Каменкович В. М., Корн В. Г.* Изменчивость Мирового океана. — М.: Гидрометеоиздат, 1974. — 262 с.
22. *Нейман Г.* Океанические течения. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 257 с.
23. *Некрасов А. В.* Приливные волны в окраинных морях. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 247 с.
24. *Нешива С.* Океанология. — М.: Мир, 1991. — 414 с.
25. *Никифоров Е. Г., Шнайхер А. О.* Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного ледовитого океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 270 с.
26. *Океанология.* Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. — М.: Наука, 1978. — 456 с.
27. *Океанология.* Физика океана. Т.2. Гидродинамика океана. — М.: Наука, 1978. — 456 с.

28. *Океанология*. Химия океана. Т.1. Химия вод океана. — М.: Наука, 1979. — 519 с.
29. *Океанология*. Геология океана. Осадкообразование и магматизм океана. — М.: Наука, 1979. — 416 с.
30. *Петри А., Уокер Д.* Система океан-атмосфера. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 195 с.
31. *Прокутинский А. Ю.* Колебания уровня Северного Ледовитого океана. — СПб.: Гидрометеоиздат, 1993. — 216 с.
32. *Саркисян А. С.* Численный анализ и прогноз морских течений. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 123 с.
33. *Сауханян Э. И., Смирнов Н. П.* Водные массы и циркуляция Южного океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 288 с.
34. *Слепач С. Б.* Океан: ресурсы и хозяйство. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 191 с.
35. *Степанов В. Н.* Мировой океан: динамика и свойства вод. — М.: Знание, 1974. — 256 с.
36. *Степанов В. Н.* Океаносфера. — М.: Мысль, 1983. — 270 с.
37. *Стомяк Г.* Гольфстрим. — М.: Изд. иностр. лит-ры, 1963. — 178 с.
38. *Трешников А. Ф., Баранов Г. И.* Структура циркуляции вод Арктического бассейна. — Л.: Гидрометеоиздат, 1972. — 158 с.
39. *Фёдоров К. Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 296 с.
40. *Филипп О. М.* Динамика верхнего слоя океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 318 с.
41. *Шокальский Ю. М.* Океанография. — Л.: Гидрометеоиздат, 1959. — 538 с.
42. *Штоман В. Б.* Экваториальные противотечения в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1948. — 156 с.
43. *Шулейкин В. В.* Физика моря. — М.: Наука, 1968. — 1083 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Амфидромия	155
Аномальные приливы	140
Антарктическое Циркумпольное течение	55, 57
Бентос	196
Биологические ресурсы	184
Вихри	
внутритермохалинные	72
открытого океана	70
фронтальные	69
Волны	
анемобарические	79, 178
ветровые	79
внутренние	114
вынужденные	79
гравитационные	72
длинные	91
инерционные	78
капиллярные	78
короткие	79
приливные	79
поверхностные	79
поступательные	79
Росби	78
свободные	79
сейсмические	79, 120
стоячие	79, 108, 118
Гармонический анализ приливов	160
Гидростатическое давление	10
Глубина трения	34
Годограф скорости	35, 37, 38, 41
Гольфстрим	59
Группы волн	95
Динамическая глубина	10
Динамическая теория приливов	149
Динамический метод	24

Железомарганцевые конкреции	210
Зоны	
дивергенции	45
конвергенции	45
фронтальные	45
Зоопланктон	194
Инерционный период	20
Искапаемые дна океана	207
Классификация приливов	
Колесания уровня	
вековые	181
кратковременные непериодические	178
многолетние	181
сезонные	180
Коэффициент	
поверхностного трения	13
турбулентного трения	17
Котидальная карта	155
Курсоно	61
Микрофлора	188
Нектон	197
Неравенства приливов	
долгопериодные	148
паралактическое	147
суточное	141
тропическое	146
фазовое	144
Нулевая поверхность	26
Общая циркуляция океана	
Океанические фронты	
Климатические	73
Синоптические	73
Основные течения	46, 56

Первичная продукция	186
Приливной эллипсоид	134
Приливообразующая сила	126, 130
Приливы	
долгопериодные	169
квадратурный	144
полусуточный	138
сизигийный	144
«сплошной»	172
смешанный	139
суточный	138
Потенциал приливообразующей силы	128
Ресурсы нефти и газа	205
Рефракция волн	110
«Ротационные» колебания уровня	175
Рыбпродуктивность	199
Сгонно-нагонные явления	42
Сейши	118
Северо-Атлантическое течение	60
Силы	
Вязкости	15
горизонтального градиента давления	14
инерционная	18
Кориолиса	14
центробежная	18
увлечения ветром	
Средний уровень	176
Статическая теория приливов	132
Теория Экмана	
для глубокого моря	29
для мелкого моря	36
Течения	
бароградиситные	14
геострофические	21
градиентные	14, 39
гиробизидные	71
дрейфовые	13, 29
инерционные	19

стоковые	14
Трансарктическое течение	66
Трохоидальная теория волн	83
Фитопланктон	186
Фосфоритовые конкреции	212
Циркуляция вод океана	45
Цунами	120
Шкала степени волнения	114
Экваториальные противотечения	62
Элементы	
волн	80
прилива	135
Эллипсоид вращения	134
Энергетические установки	
Волновые	217
морских течений	217
приливные	216
термоградиентные	214
Энергия волн	89, 93

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
1. Течения и циркуляция вод океана	9
1.1. Основные силы, действующие в океане	9
1.1.1. Внутренние силы	9
1.1.2. Внешние силы	12
1.1.3. Вторичные силы	14
1.2. Инерционные течения	19
1.3. Геострофические течения	21
1.3.1. Наклон изобарических поверхностей в течениях	21
1.3.2. Наклон изостерических поверхностей в течениях	23
1.3.3. Динамический метод расчета геострофических течений	24
1.4. Теория дрейфового установившегося течения	29
1.4.1. Теория Экмана для глубокого моря	29
1.4.2. Теория Экмана для мелкого моря	36
1.4.3. Развитие дрейфовых течений	38
1.5. Теория градиентных течений	39
1.6. Сгонно-нагонные явления в прибрежной зоне	42
1.7. Циркуляция вод океана	45
1.7.1. Основные циркуляционные системы	45
1.7.2. Особенности трансформации циркуляции вод с глубиной	51
1.7.3. Краткая характеристика течений Мирового океана	54
1.8. Особенности циркуляции вод в экваториальной зоне Мирового океана	61
1.9. Циркуляция вод Северного Ледовитого океана	66
1.10. Вихри в океане	67
1.11. Океанические фронты	73
2. Волны в океане	77
2.1. Классификация волн и их основные элементы	77
2.2. Основы трохонидальной теории волн	82
2.3. Энергия трохонидальной волны	88
2.4. Элементарная теория длинных волн	90
2.5. Группы волн	94
2.6. Возникновение и развитие ветровых волн	96
2.7. Зависимость ветровых волн от скорости ветра, продолжительности его действия и разгона	101
2.8. Статистические характеристики ветровых волн	103

2.9. Трансформация ветровых волн при подходе к берегу	106
2.10. Наблюдаемые высоты волн в океане	110
2.11. Внутренние волны	113
2.12. Сейши	117
2.13. Цунами	119
3. Приливы в океане	122
3.1. Основные физические закономерности формирования приливов	122
3.1.1. Приливы и силы, приводящие к их движению	122
3.1.2. Потенциал приливообразующих сил	126
3.1.3. Приливообразующая сила	129
3.2. Основы статической теории приливов	131
3.3. Общая характеристика приливов	135
3.3.1. Основные элементы и термины	135
3.3.2. Классификация приливов	137
3.3.3. Географические закономерности приливных колебаний уровня	140
3.4. Неравенства приливов	142
3.4.1. Суточное неравенство прилива	142
3.4.2. Фазовое (полумесячное) неравенство приливов	143
3.4.3. Тропическое неравенство прилива	145
3.4.4. Параллактическое месячное неравенство прилива	147
3.4.5. Долгопериодные неравенства прилива	148
3.5. Понятие о динамической теории приливов	149
3.5.1. Недостатки статической теории приливов	149
3.5.2. Динамические представления в теории прилива	150
3.5.3. Характер распространения приливных волн в Мировом океане	155
3.6. Гармонический анализ приливов	159
3.6.1. Гармоническое разложение потенциала приливообразующей силы	159
3.6.2. Гармонический анализ данных наблюдений за уровнем	164
3.6.3. Предвычисление приливов	168
3.7. Долгопериодные приливы	168
3.8. Явления приливного типа в океане	171
3.9. Уровень океана	176
3.9.1. Понятие о среднем уровне	176
3.9.2. Кратковременные непериодические колебания уровня	178
3.9.3. Сезонные изменения уровня	179

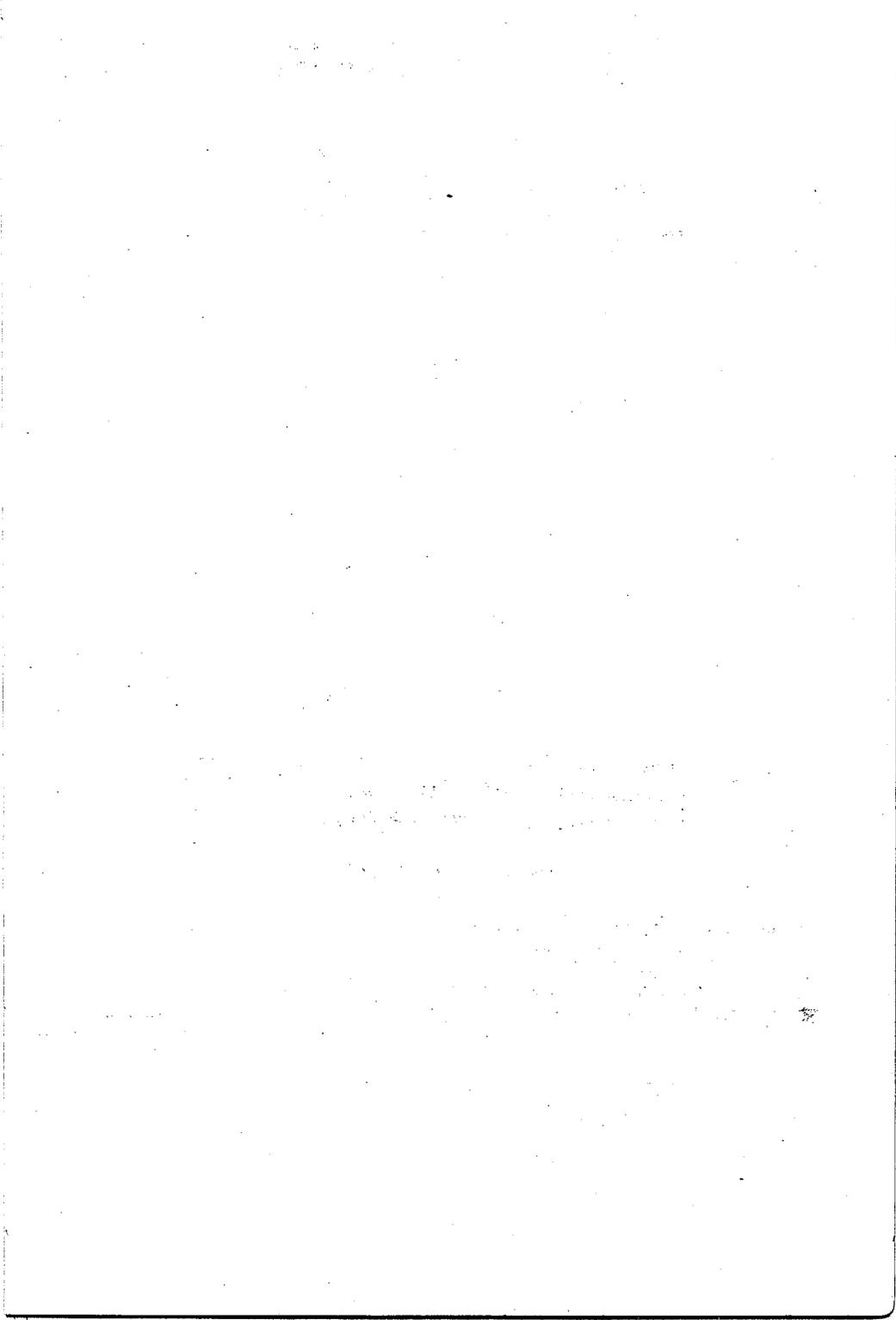
3.9.4. Многолетние изменения уровня	180
4. Биологические, минеральные и энергетические ресурсы океана	184
4.1. Биологические ресурсы Мирового океана	184
4.1.1. Первичная продукция	186
4.1.2. Зоопланктон	194
4.1.3. Бентос	196
4.1.4. Нектон	197
4.1.5. Современное использование биологических ресурсов океана	199
4.2. Минеральные ресурсы океана	205
4.2.1. Морские ресурсы нефти и газа	205
4.2.2. Твердые полезные ископаемые на дне океана	206
4.2.3. Извлечение макро- и микрокомпонентов из морской воды	208
4.2.4. Железомарганцевые конкреционные руды	210
4.2.5. Фосфоритовые конкреции	212
4.3. Использование энергии океана и физических свойств морских вод в энергетике	214
4.3.1. Использование физических свойств морской воды	214
4.3.2. Энергия волн океана	216
4.3.3. Приливная энергия океана	217
4.3.4. Использование энергии морских течений	218
Литература	219
Предметный указатель	221

CONTENTS

Foreword	3
Introduction	5
1. Currents and water circulation	9
1.1. Principal forces acting in the ocean	9
1.1.1. Internal forces	9
1.1.2. External forces	12
1.1.3. Secondary forces	14
1.2. Inertial currents	19
1.3. Geostrophic currents	21
1.3.1. Slope of isobar surface of the currents	21
1.3.2. Slope of isosteric surface of the currents	23
1.3.3. Dynamic calculation method for geostrophic currents ..	24
1.4. Theory of steady drift currents	29
1.4.1. Ekman's theory of the deep sea	29
1.4.2. Ekman's theory of the shallow sea	36
1.4.3. Development of drift currents	38
1.5. Theory of gradient currents	39
1.6. Set-down and set-up in the coastal zone	42
1.7. Circulation of the water	45
1.7.1. Principal circulation systems	45
1.7.2. Features of water circulation transformation with depth	51
1.7.3. An outline of the World Ocean currents	54
1.8. Features of water circulation in the equatorial zone of the World Ocean	61
1.9. Water circulation in the Arctic Ocean	66
1.10. Ocean vortices	67
1.11. Oceanic fronts	73
2. Ocean waves	77
2.1. Classification of waves and their principal components	77
2.2. Trochoidal theory wave	82
2.3. Energy of the trochoidal wave	88
2.4. Fundamental theory of the long waves	90
2.5. Wave trains	94
2.6. Formation and development of wind waves	96
2.7. Dependence of wind waves on wind velocity, duration of its influence and fetch	101
2.8. Statistical characteristics of wind waves	103
2.9. Transformation of wind waves approaching coast	106
2.10. Observed heights of ocean waves	110

2.11. Internal waves	113
2.12. Seiches	117
2.13. Tsunami	119
3. Ocean tides	122
3.1. Principal physical regularities in tide formation	122
3.1.1. Tides and tide-producing forces	122
3.1.2. Tide potential	126
3.1.3. Tide-producing force	129
3.2. Fundamentals of the static theory of tides	131
3.3. General characteristics of tides	135
3.3.1. Principal constituents and notion	135
3.3.2. Classification of tides	137
3.3.3. Geographical regularities in the tidal level oscillations ..	140
3.4. Tide inequality	142
3.4.1. Diurnal inequality	142
3.4.2. Phase (semimenstrual) inequality	143
3.4.3. Tropic inequality	145
3.4.4. Parallaxic monthly inequalities	147
3.4.5. Long-period tidal inequalities	148
3.5. The notion of the dynamic theory of tides	149
3.5.1. Limitation of the static theory of tides	149
3.5.2. Dynamic notions in the theory of tides	150
3.5.3. Pattern of propagation of tidal waves in the World Ocean	155
3.6. Harmonic analysis of tides	159
3.6.1. Harmonic expansion of tide-generating potential	159
3.6.2. Harmonic analysis of level observation information	164
3.6.3. Tide prediction	168
3.7. Long-period tides	168
3.8. Tide-resembling phenomena in the ocean	171
3.9. Sea level	176
4. Biological, mineral and pover resources of the ocean	184
4.1. Biological resources of the World Ocean	184
4.1.1. Primary production	186
4.1.2. Zooplankton	194
4.1.3. Benthos	196
4.1.4. Nekton	197
4.1.5. Contemporary utilization of the biological resources of the ocean	199
4.2. Mineral resource of the ocean	205
4.2.1. Sea resources of oil and gas	205

4.2.2. Solid minerals on the ocean floor	206
4.2.3. Extraction of macro- and microcomponents from sea water	208
4.2.4. Manganese nodules	210
4.2.5. Phosphorite nodules	212
4.3. Use of the ocean energy and physical properties of sea water in power industry	214
4.3.1. Utilization of the physical properties of sea water	214
4.3.2. Energy of ocean waves	216
4.3.3. Tidal energy of the ocean	217
4.3.4. Utilization of the energy of sea currents	218
References	219
Subject index	221



Учебное издание

Владимир Николаевич ВОРОБЬЕВ
Николай Павлович СМИРНОВ

ОБЩАЯ ОКЕАНОЛОГИЯ
Часть II. Динамические процессы

Редакторы: О.Д. Рейнгерц, И.Г. Максимова
Компьютерный набор: Н.В. Викторова
Компьютерная верстка: В.А. Хаустов

ЛР № 020309 от 30.12.96

Подписано в печать 25.06.99 г. Формат 60х90 1/16
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ.л. 14,4
Уч.-изд.л. 15,2 Тираж 500. Зак. Р-22
РГТУ. 195196, СПб, Малоохтинский пр., 98.
Отпечатано ВСОК ВМФ
