

Н. И. ЕГОРОВ

Физическая океанография

(Издание второе, дополненное и переработанное)



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1974

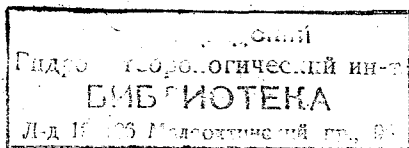
Приводятся основные сведения о физических явлениях и процессах в океане. Излагаются вопросы термики, акустики, оптики океана, перемешивания, устойчивости и динамики вод океана, взаимодействия океана и атмосферы. В отличие от первого издания (1966 г.) книга дополнена материалами по геоморфологии дна, магнитному и электрическому полю океана, радиоактивности вод океана и др.

Рассчитана на специалистов океанологов и лиц, связанных с изучением океана; может быть использована в качестве учебного пособия студентами и аспирантами океанологических специальностей.

The general information on physical phenomena and processes in the ocean is presented. The book deals with the problems of the ocean thermics, acoustics, optics; mixing, stability and dynamics of the ocean water, interaction between the ocean and atmosphere. As distinct from the first edition (1966) the book includes additional materials on the bottom geomorphology, gravitation, magnetic and electric fields of the ocean, radioactivity of the ocean water and others.

The book is intended for specialists in oceanology or anyone concerned with studying the ocean; it also may be used as a manual by students and post-graduates of oceanological specialties.

3090112



ПРЕДИСЛОВИЕ

После первого издания монографии прошло восемь лет. Естественно, что за это время океанография добилась определенных успехов. Поэтому при переиздании возникла необходимость как в дополнении ее новыми вопросами, в частности геолого-геоморфологическими характеристиками океана, так и в переработке глав, составивших первое издание. Практически все главы подверглись определенной переработке и дополнению на основе замечаний и пожеланий, высказанных широким кругом специалистов по первому изданию.

В предлагаемом втором издании, так же как и в первом, основное внимание уделено вопросам физики глубокого моря (океана). При этом рассматриваются те вопросы, которые в настоящее время представляют наибольший практический интерес и разработаны до уровня, позволяющего хотя бы частично практическое использование результатов теоретических и экспериментальных исследований. Вопросы региональной океанографии изложены в той мере, в какой это необходимо для понимания физической сущности излагаемого вопроса, с добавлением характеристик пространственно-временной изменчивости гидрологических элементов и некоторых особенностей режима в прибрежной зоне (зоне шельфа).

Общее построение монографии сохранено в том же виде, как и при первом издании, учитывая то, что как показал опыт, оно отвечает назначению книги.

Основное назначение монографии определяется в первую очередь тем, что на современном этапе изучение Мирового океана является комплексным и к его исследованию привлечено как большое число кораблей в рамках международного сотрудничества, так и широкий круг специалистов различных областей знания, связанных в той или иной степени с изучением океана и его освоением. Последнее обстоятельство вызвало необходимость издания пособия, которое могло бы удовлетворить их запросы. Как известно, в настоящее время океанография изучается студентами метеорологами, гидрологами суши, географами, физиками. Ею интересуются гидрографы, метеорологи, гидрологи суши, штурманы, капитаны судов, работники рыбного хозяйства, портоизыскатели, биологи, геофизики и многие другие специалисты. Указанные категории специалистов, знакомые с общими основами океанографии, стремятся углубить свои знания в этой области.

Для этих специалистов и студентов, естественно, необходима книга, которая позволила бы овладеть необходимыми теоретическими знаниями по океанографии и, в первую очередь, по одному из важнейших ее разделов — физике моря. Однако в изданной до настоящего времени монографической и учебной литературе имеется существенный пробел в этом отношении. Изданная литература либо рассчитана на специалистов-океанологов, либо содержит элементарные сведения по океанографии.

Предлагаемая читателю «Физическая океанография», по мнению автора, должна заполнить указанный пробел. Книга будет полезна и для специалистов-океанологов, так как в ней сделана попытка обобщить в доступной мере те успехи в развитии науки об океане, которые не были до этого освещены в монографической и учебной литературе, а представлены в разрозненном виде в статьях, опубликованных в периодических изданиях. Автор понимает все те трудности, с которыми связано написание такой книги. Она должна быть написана на достаточно высоком научном уровне и на должной математической основе, но не должна быть перегружена специальными вопросами; вместе с тем, она не должна снижаться до уровня элементарного изложения материала.

Указанное содержание монографии определило и ее название «Физическая океанография», введенное Ю. М. Шокальским. Этим названием подчеркивается направленность в сторону освещения физических явлений и процессов, протекающих в океане, в их тесной связи с географией океана. Одновременно необходимо отметить, что не все вопросы освещены с должной полнотой: так, в главе, посвященной морским льдам, не рассматриваются особенности льдообразования в Арктическом и Антарктическом бассейнах, дрейф льдов и их влияние на динамику вод океана. По вопросам морской геофизики даны только общие представления, вопросы динамического взаимодействия океана и атмосферы освещены только применительно к отдельным задачам (волны, течения, уровни). Это обусловлено тем, что указанные вопросы представляют самостоятельный интерес, выходят за рамки настоящей монографии и требуют освещения в специальных изданиях.

Вследствие обширности литературы по океанографии, библиография которой сама по себе может составить многотомное издание, в список литературы включены в основном труды, имеющие характер монографий по отдельным вопросам или разделам океанографии и содержащие достаточно подробный список литературы по данному вопросу, который в состоянии удовлетворить читателя, желающего углубиться в его изучение. Лишь при отсутствии подобного рода трудов приведены оригинальные работы, опубликованные в последние годы в периодических изданиях.

Учитывая трудности, связанные с написанием подобного рода монографии, автор заранее приносит свои извинения за возможные шероховатости, неравномерность в изложении отдельных вопросов и будет весьма признателен всем, кто даст свои замечания и предложения по предлагаемому изданию.

Автор выражает глубокую благодарность академику В. В. Шулейкину, давшему много ценных советов при подготовке второго издания, профессору А. Д. Добровольскому за его внимательный и тщательный просмотр рукописи и сделанные рекомендации, профессору Л. Ф. Титову, который взял на себя труд редактора, доценту М. М. Казанскому, которым написаны первая и четвертая главы, доценту В. Р. Фуксу, оказавшему большую помощь в переработке третьей главы, и всем, кто внес свои замечания и предложения после выхода в свет первого издания.

Первые сведения по океанографии начали накапливаться параллельно с географическими исследованиями и относятся к IX—VIII векам до нашей эры. Однако примерно до XVIII века н. э., т. е. почти на протяжении трех тысячелетий, океанографические сведения носили случайный характер и поступали от мореплавателей, совершавших походы с торговыми и завоевательными целями. Эти походы достигли особенно широкого размаха в конце XV и начале XVI веков, когда за отрезок времени с 1487 по 1528 г., называемый эпохой Великих географических открытий, было открыто более половины поверхности Земли. Параллельно были сделаны и важные океанографические открытия.

В 1492 г. Колумб открыл в Атлантическом океане Северное Пассатное течение. Себастьян Кабот, открывший (вторично после норманнов) в 1497—1498 гг. Лабрадор и Ньюфаундленд, был первым, кто сознательно воспользовался течением Гольфстрим для ускорения плавания на участке мыс Гаттерас—Англия. Ему же принадлежит и честь открытия Лабрадорского течения. Первым кругосветным плаванием Фердинанда Магеллана (1519—1522 гг.) было практически доказано, что все океаны связаны между собой, а Земля является шаром. При этом было определено соотношение суши и океана.

Последующий период, особенно XVIII и XIX века, характеризуется появлением первых специальных океанографических экспедиций, развитием теоретических разработок и исследований в области океанографии. Во время плавания Витуса Беринга и А. И. Чирикова (1728—1741 гг.) вторично (после Семена Дежнева, 1648 г.) был открыт Берингов пролив и обследованы обширные пространства северной части Тихого океана. С 1734 по 1741 г. большие исследования были проведены в морях Северного Ледовитого океана Великой Северной экспедицией с участием Лаптева, Челюскина и др.

С 1768 г. Джеймсом Куком было совершено три плавания, за время которых был обследован Тихий океан от Антарктики до Чукотского моря. Огромное значение для океанографии имели плавания русских моряков и ученых: Крузенштерна, Лисянского, Беллинсгаузена, Лазарева, Коцебу, Ленца, Литке и др. (1803—1826 гг.). Особое значение для становления океанографии как науки имело кругосветное плавание на шлюпе «Предприятие» в 1823—

1826 г. под командованием капитан-лейтенанта Коцебу с участием физика Ленца.

В этой экспедиции были применены изобретенные Ленцем батометр и глубометр, произведены наблюдения над удельным весом морской воды и ее прозрачностью.

Как отмечает в своей классической монографии Ю. М. Шокальский: «Труды Коцебу и Ленца 1823—1826 гг. представляют во многих отношениях не только важный вклад в науку, но и действительное начало точных наблюдений в океанографии — чем русский флот и русская наука могут гордиться».

Решающее значение для становления океанографии, как науки, наряду с плаваниями русских экспедиций сыграла специальная океанографическая экспедиция на корвете «Челленджер», снаряженная Англией. За три с половиной года (с 1872 по 1876 г.) судно прошло 68 900 миль, выполнив 362 глубоководных гидрологических станций в Атлантическом, Тихом и Индийском океанах, проведя практически впервые комплексные океанографические исследования. Материалы экспедиции составили 50 томов, над подготовкой которых трудились 70 ученых в течение 20 лет.

Дальнейшим крупным шагом вперед в развитии океанографии явились исследования С. О. Макарова, вначале в Черном и Средиземном морях, а затем в Тихом океане и морях Японском, Охотском и Желтом на корвете «Витязь». В своей известной книге «Витязь» и «Тихий океан» (1894 г.) Макаров дал первую сводку всех океанографических наблюдений в северной части Тихого океана.

К этому времени весьма существенные успехи были достигнуты и в развитии теоретических исследований благодаря работам таких выдающихся ученых как Ломоносов, Ньютон, Лаплас, Томсон (Кельвин), Гельмгольц, Герстнер и др.

В развитии океанографии в начале XX века существенное значение имело создание в 1902 г. Международного Совета по изучению морей. Особое внимание при этом было уделено отысканию Северо-западного прохода и достижению Северного полюса. В 1903—1906 гг. норвежцу Амундсену первому удалось пройти Северо-западным проходом и доказать его существование. 1 апреля 1909 г. американец Пири достиг Северного полюса. Однако, несмотря на достигнутые успехи, к началу XX века результаты океанографических исследований Мирового океана находились все же в начальной стадии развития. Тем не менее достигнутые успехи поставили вопрос о необходимости обобщения накопленных знаний, чтобы, с одной стороны, можно было бы лучше изучить и оценить составлявший содержание океанографии научный материал, а с другой — наметить пути дальнейших исследований. Такими обобщающими трудами по океанографии стали «Учебник по океанографии» О. Крюмеля, 1907—1911 гг., «Гидрология моря» И. Б. Шпиндлера, 1914—1915 гг., «Океанография» Ю. М. Шокальского, 1917 г. Эти классические труды явились важной вехой в развитии океанографии и не потеряли своего значения до настоящего времени. Однако

непосредственные экспедиционные исследования перед первой мировой войной ограничивались преимущественно отдельными районами океанов и морей. Это объясняется, в первую очередь, как развитием судоходства, так и возможностями боевого использования военно-морского флота. Развитие подводного и надводного флотов в первую мировую войну, и особенно после ее завершения, поставили задачи специальных, систематических океанографических исследований не только в морях, но и в открытых районах океанов.

Среди таких исследований прежде всего выделяются глубоководные исследования германской океанографической службы, проведенные с 1925 по 1939 г. на э/с «Метеор» в Атлантике по густой сетке гидрологических разрезов. В тот же период продолжались исследования и других государств, и в первую очередь Советского Союза, по дальнейшему изучению Северного Ледовитого океана с прилегающими к нему морями. К ним относятся экспедиции 2-го Международного полярного года (1932 г.), дрейф станции «Северный полюс» (1937—1938 гг.), дрейф парохода «Седов» (1937—1940 гг.), летная экспедиция И. Черевичного к «полюсу недоступности» и др.

Значение освоения Северного Ледовитого океана и, в первую очередь, Северного морского пути определилось декретом Совнаркома, подписанным В. И. Лениным 10 марта 1921 г., о создании Плавающего морского научного института (Плаvmорнина). Этот декрет положил начало развитию государственных институтов и учреждений, занимающихся и в настоящее время изучением Мирового океана и развитием океанографии как науки.

Как известно, в России до Октябрьской революции не было специальных научно-исследовательских институтов, занимающихся океанографией. Океанографические исследования проводились преимущественно на общественных началах через Географическое общество и по личной инициативе военных моряков.

Наряду с изучением и освоением Северного морского пути, проводились океанографические исследования и во всех других морях, омывающих Советский Союз, возглавлявшиеся и организуемые крупнейшими советскими учеными: Ю. М. Шокальским, Н. М. Книповичем, К. М. Дерюгиным, В. В. Шулейкиным, В. Ю. Визе, Н. Н. Zubовым и другими.

Проведению этих исследований способствовало создание, наряду с Плаvmорнином, преобразованном в 1933 г. во Всесоюзный научно-исследовательский институт морского рыбного хозяйства и океанографии (ВНИРО), других научно-исследовательских морских учреждений и институтов: Института по изучению Севера (ныне Арктический и антарктический научно-исследовательский институт — ААНИИ), Морского отдела Государственного гидрологического института (ныне Государственный океанографический институт — ГОИН), Морской гидрофизической лаборатории Академии наук СССР (ныне Морской гидрофизический институт АН УССР), Лаборатории океанологии АН СССР (ныне Институт океанологии АН СССР).

Особый размах океанографические исследования всего Мирового океана получили после второй мировой войны. Большое значение в этом сыграли исследования, проведенные во время Международного геофизического года (МГГ, 1957—1958 гг.) и во время Международного года геофизического сотрудничества (МГС, 1959—1962 гг.) и положившие начало прочному международному сотрудничеству в изучении Мирового океана. Достаточно сказать, что во время проведения МГГ и МГС в работах участвовало более 70 судов от 17 стран мира.

В этот и последующий периоды не только был собран огромный материал, существенно дополнивший наши знания о Мировом океане, но и произведен ряд открытий, таких, как обнаружение экваториальных глубинных противотечений — Кромвелла в Тихом океане и Ломоносова — в Атлантическом, Антило-Гвинейского противотечения, наибольших глубин в Тихом океане, мощных приливотливных течений в открытых районах океанов и др.

Проведенные исследования существенно продвинули вперед решение вопросов теории течений, волнения, колебаний уровня открытых районов океана, уточнения характера и закономерностей взаимодействия океана и атмосферы, турбулентности, гидрооптики, гидробиологии и др.

Наибольший вклад внесен учеными Советского Союза, который располагает самым мощным флотом океанографических судов. Международное сотрудничество по изучению Мирового океана в настоящее время не только не ослабло, а напротив, возросло по сравнению с МГГ и МГС. Так, например, в 1961—1964 гг. была проведена международная индоокеанская экспедиция, а экспедиция по исследованию мощных и постоянных течений — Гольфстрим и Куроисио продолжает работы и в настоящее время. На 1974 г. запланировано проведение международной экспедиции в тропической зоне Атлантики по изучению взаимодействия океан—атмосфера. Достигнуто соглашение о создании международной глобальной системы изучения Мирового океана, включающей автономные станции и искусственные спутники — ОГСОД (объединенная глобальная система океанографических данных), принципиально согласован вопрос о программе океанографических исследований на ближайшие пятнадцать лет.

Такое координирование исследований, естественно, невозможно без создания соответствующих координирующих международных центров. К ним относятся Межправительственная океанографическая комиссия (МОК), созданная при ЮНЕСКО, и научный комитет океанографических исследований при Международном совете научных союзов. Параллельно проведена большая работа и по созданию международных центров сбора данных. В настоящее время создано три международных центра по сбору и обобщению гидromетеорологической информации: в Нью-Йорке, Москве и Мельбурне. Они являются пока региональными. У нас в Союзе такие центры созданы при Главном Управлении Гидрометслужбы СССР и при Главном Управлении навигации и океанографии

МО СССР. Создание центров, и особенно их развитие и укрепление, является одной из первоочередных задач. Это вполне понятно, если учесть тот огромный поток информации, который поступает только с океанографических судов. Достаточно сказать, что только океанографический флот Советского Союза включает в свой состав несколько десятков крупных океанографических судов: «Академик Курчатов», «Академик Королев», «Профессор Визе», «Профессор Зубов», «Витязь», «Михаил Ломоносов», «Ю. М. Шокальский», научно-исследовательские суда погоды «Пассат», «Муссон» и др.

Естественно, уровень развития океанографии (так же как и других наук), достигнутый к настоящему времени, потребовал определенного разделения ранее бывшей единой науки об океане на частные науки. К сожалению, единого и общепринятого деления пока нет. Более того, до 1973 г. не было и общепринятого термина самой науки о Мировом океане, которая исторически называлась океанографией. Позднее был введен термин — океанология.

В 1973 г. был введен ГОСТ 18451-73, где даются следующие определения океанологии и океанографии.

Океанология — совокупность научных дисциплин, изучающих различные аспекты природы Мирового океана: физические, химические, биологические, геологические.

Океанография — наука, изучающая физические и химические свойства водной среды, закономерности физических и химических процессов и явлений в Мировом океане в их взаимодействии с атмосферой, сушей и дном.

В отношении деления океанографии на частные науки, по-видимому, следует высказать некоторые соображения, учитывая слишком большое количество терминов, появившихся за последние 15—20 лет.

По нашему мнению, современную океанографию, как единую науку о водной оболочке Земли — Мировом океане, можно подразделить на следующие частные науки: физику моря — изучающую общие закономерности физического состояния и динамику вод океана на основе приложения законов термо-гидромеханики с учетом современного уровня развития математики и результатов лабораторных и натуральных исследований;

региональную океанографию — изучающую конкретные характеристики (параметры) вод Мирового океана в различных его районах, на основе натуральных наблюдений с учетом выводов физики моря;

морские гидрологические прогнозы — разрабатывающие методы прогноза океанографических параметров и их комплексов с учетом физики моря и региональной океанографии;

практическую океанографию (морская гидрометрия) — занимающуюся разработкой методов и технических средств океанографических исследований.

Так как процессы, происходящие в океане, неразрывно связаны с процессами, происходящими в атмосфере и литосфере, то вполне

естественным является выделение таких частных наук, как морская метеорология, исследующая особенности атмосферных процессов над океаном, и морская геология (геология моря), занимающаяся изучением рельефа и грунтов дна, морских берегов, т. е. «чаши» океана.

Определенную роль в формировании водных масс и их динамики играют биологические процессы. Однако в данном случае большее значение имеют сами физические свойства морской воды и ее динамика с точки зрения условий существования растительного и животного мира океана. Поэтому биологию моря (морскую биологию) целесообразнее отнести к биологической, а не к океанографической науке.

В этом аспекте и морскую метеорологию, и геологию моря также можно отнести соответственно к метеорологии и геологии.

В океанографической литературе последних лет можно встретить дополнительно к указанным выше частным наукам и другие, как-то: гидрохимия (химия моря), гидрооптика (оптика моря), гидроакустика (акустика моря), которые, по нашему мнению, являются составной частью физики моря.

Заслуживает особого внимания термин «морская геофизика», определяющий частную науку, включающую исследование геофизических полей океана: магнитных, электрических и гравитационных и рельефа дна, а также приложение методов изучения твердой оболочки к изучению Мирового океана (например, геофизические методы изучения океана). Так как установившегося определения морской геофизики нет, следует иметь в виду, что указанный термин применяется как в методическом, так и в чисто научном планах.

За последние годы все чаще применяется термин «океанография» в широком смысле слова, — как наука о процессах и явлениях, происходящих не только в водной оболочке Земли — гидросфере, но и примыкающих к ней литосфере и атмосфере.

Естественно, такое деление океанографии на частные науки и характеристика смежных наук носят условный характер и приведены с целью содействия всем лицам, интересующимся океанографией, оказать помощь при изучении Мирового океана по литературным источникам, т. к. последние пока пестрят многообразием терминологии.

ГЕОЛОГО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОКЕАНА

§ 1. Основные категории подводного рельефа

Общие принципы деления Мирового океана. Суша земного шара не является монолитом. Она состоит из отдельных огромных массивов (материалов) и более мелких глыб (островов), окруженных со всех сторон солеными водами Мирового океана. Этот глобальный бассейн, занимающий $361 \cdot 10^6$ км² (70,7% поверхности Земли), условно разделяют на более или менее самостоятельные крупные части — океаны, сообщаемые между собой.

Деление Мирового океана складывалось исторически и производится по-разному. Наиболее объективно, очевидно, деление по обособленности его отдельных частей островами и подводными возвышенностями, или иначе — по геоморфологическим признакам. Однако все еще нет полной ясности в том, на сколько частей следует делить Мировой океан.

Б. Варениус (1650 г.) закрепил в своих трудах представление о пяти океанах: Северном Ледовитом, Атлантическом, Тихом, Индийском и Южном. Это деление было принято в 1845 г. Лондонским географическим обществом и сейчас удерживается во многих странах.

О. Крюммель (1878 г.), а позднее Ю. М. Шокальский (1917 г.), исходя из чисто морфометрических соображений, считали, что существуют только три океана: Атлантический, Тихий и Индийский.

В Советском Союзе с 1935 г. принято выделять четыре океана: Северный Ледовитый, Атлантический, Тихий и Индийский.

Н. Н. Зубов (1956 г.) считает обоснованным подразделять Мировой океан по гидрометеорологическим признакам на восемь океанов: Северный Ледовитый, Северный Атлантический, Северный Индийский, Северный Тихий, Южный Тихий, Южный Индийский, Южный Атлантический и Южный (или Антарктический).

За рубежом довольно широко принято деление на семь следующих океанов: Арктический, Северная Атлантика, Южная Атлантика, Северный Тихий, Южный Тихий, Индийский и Антарктиче-

ский. Однако Международное гидрографическое бюро в Монако не признает существования Антарктического океана. Установленная им система разделения Мирового океана соответствует традиционной классификации, принятой в «Извещениях мореплавателям», и мало соответствует естественным границам между океанами и океанами и морями.

Основные данные по морфологическим характеристикам отдельных океанов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные морфологические характеристики океанов

Океан	Площадь с морями, млн. км ²	% от Мирового океана	Объем с морями, тыс. км ³	Глубина, м		Где измерена наибольшая глубина
				средняя	наибольшая	
Тихий	179 679	50	723 699	4028	11 034	Марианская впадина Впадина Пуэрто-Рико
Атлантический	93 363	25	337 699	3926	8 385	
Индийский	74 917	21	291 945	3897	8 047	
Северный Ледовитый	13 100	4	16 980	1205	5 449	
Мировой океан	361 059	100	1 370 323	3795	11 034	

Часть каждого океана, так или иначе ограниченная берегами материков, островами и повышениями дна (порогами), называется морем. Моря делятся по их расположению на средиземные, окраинные и межкостровные.

Средиземные моря глубоко вдаются в сушу и с океаном соединены одним или несколькими сравнительно узкими проливами. Различают средиземные внутриматериковые моря (например, Белое, Балтийское, Черное) и межматериковые (например, Средиземное, Карибское). Гидрологический режим средиземных морей значительно отличается от режима прилегающей части океана.

Окраинные, или краевые, моря сравнительно неглубоко вдаются в сушу и отделены от океана либо большими полуостровами, либо грядами островов (например, Охотское, Коралловое, Тасманово море). Гидрологический режим окраинных морей ближе к режиму прилегающей части океана, чем режим средиземных.

Межкостровные моря отделяются от океана островами (например, моря Банда, Сулу).

В зависимости от числа проливов, соединяющих море с океаном или с другими морями, можно выделить однопроливные (Белое, Азовское, Красное, Адриатическое), двухпроливные (Черное, Мраморное, Средиземное) или многопроливные моря. К последним относится большинство окраинных и межкостровных морей.

Можно делить моря на мелководные и глубоководные. Глубина первых не превышает нескольких сотен метров, и располагаются

они обычно в пределах материковой отмели. Поэтому их часто называют морями материковой отмели (шельфовые моря, или моря шельфа)¹. К ним относятся Баренцево, Северное, Белое, Балтийское.

Глубоководные моря значительно глубже — до нескольких тысяч метров (Охотское, Японское, Черное, Красное, Средиземное). Их образование связано с резкими деформациями земной коры, и располагаются они, как правило, в поясах разлома земной коры. Такие моря часто называют провальными.

Существует, кроме того, деление морей по особенностям их гидрологического режима — наличию или отсутствию приливов; льдов, большой или малой солености и т. д.

Заливом, или бухтой, принято называть часть океана или моря, вдающуюся в сушу, но не отделенную от него подводным порогом.

Различают заливы океанские и морские. В зависимости от строения берегов и происхождения они имеют различные, зачастую местные названия — лагуны, лиманы, губы, фьорды и т. д.

Имея дело с географическими номенклатурными терминами, следует учитывать, что здесь многое сложилось исторически. Нередко районы с очень похожими характеристиками называют порозному: то морями, то заливами, то проливами. Так, например, такие океанические заливы, как Персидский, Мексиканский, Гудзонов и другие, по режиму относятся к морям, тогда как Аравийское море лучше было бы называть заливом и т. д. Также условны границы не только отдельных океанов, но и морей, заливов и проливов.

Гипсографическая кривая. Еще совсем недавно дно океанов и глубоких морей представляли в виде относительно ровной поверхности, поскольку редкая сеть промеров и точный характер тросовых (проволочных) измерений ограничивал возможность изучения подводной топографии. Поэтому классификация и терминология подводного рельефа основывалась на представлениях, полученных при рассмотрении весьма упрощенных и редких изобат (линий равных глубин). Эта система изучения океана может быть охарактеризована как батиметрическая.

Подсчитав площади, занятые на Земле различными ступенями высот и глубин, Лаппаран в 1883 г. построил гипсографическую кривую, которая характеризовала обобщенный профиль земной коры. С некоторыми изменениями эта кривая повторялась позже различными авторами (например, Э. Коссина, 1933; В. Степанов, 1959). «До сих пор еще сохранилась традиция, — пишет О. К. Леонтьев, — говорить об основных чертах рельефа дна Мирового океана, исходя из анализа гипсографической кривой». Основными элементами рельефа, как следует из кривой рис. 1.1, являются: материковая отмель, материковый склон, ложе океана, глубоководные желоба.

¹ Shelf (англ.) — полка, горизонтальная плоскость.

Современные исследования подводного рельефа, в которых широко применяются эхолоты — самописцы и геофизическая аппаратура, произвели подлинную революцию в утвердившихся представлениях об океане. На смену прежней батиметрической системе пришла система геоморфологическая, или структурная. В основу ее положен комплекс новых методов и средств глубоководных исследований, дающий возможность получать не только подробные сведения о рельефе океанского дна, но и кое-какую информацию

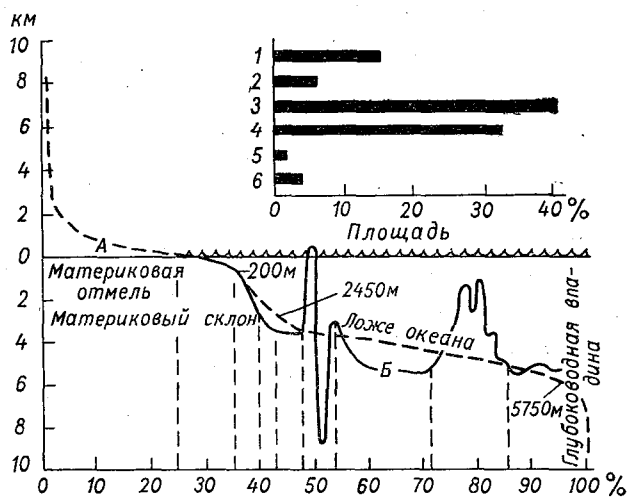


Рис. 1.1. Гипсографическая кривая (А) и обобщенный профиль дна океана (Б) (по О. К. Леонтьеву, 1968).

Диаграмма сверху (по Э. Венку, 1971) показывает, какой процент площади океанического дна занимают: шельф и материковый склон (1), материковое подножие (2), абиссальные равнины и холмы (3), океанические хребты и поднятия (4), желоба (5), вулканические хребты и конусы вулканов (6).

о структуре коренных пород, возрасте рельефа и рельефообразующих процессах.

На дне океанов обнаружены грандиозные горные системы — срединные океанические хребты и их рифтовые долины, зоны океанических разломов, глубоководные желоба, обширнейшие абиссальные равнины и др. Исходя из этого, очевидно, пришло время внести коррективы в гипсографическую кривую, исключив из нее часть площади с глубинами 4—6 км и нарастив за счет ее площадь с глубинами 2—3 км. По-видимому, это приведет к более плавному спаду кривой, начиная с глубин 2 км. Однако «здесь нельзя ограничиваться лишь новыми численными характеристиками старых понятий, — говорит О. К. Леонтьев, — необходим пересмотр и качественного содержания этих понятий».

На материках толщина коры достигает 30—40 км, увеличиваясь под горными хребтами до 80 км. Под Атлантическим и Индийским

океанами вертикальная протяженность ее уменьшается до 15—10 км, а в центральной части Тихого океана до 5—4 км. Материковая кора имеет сложное строение и состоит из трех слоев: осадочного, гранитного, базальтового. На подводной окраине материка (шельф, материковый склон, материковое подножие) продолжают геологические структуры суши, причем толщина коры здесь уменьшается, а гранитный слой, утоньшаясь, выклинивается при переходе через материковый склон. Таким образом, океанская кора совершенно лишена гранитного слоя.

Общая площадь подводной окраины материков составляет около 73,6 млн. км², или почти 20% площади дна Мирового океана.

Материковая отмель и ее основные черты. Материковая отмель, иногда ее называют также континентальным плато, или шельфом, занимает 7,5% общей площади Мирового океана и представляет собой затопленную океаном окраину современной суши. Некоторые моря целиком или большей своей частью лежат в пределах этой зоны. В сторону океана она обычно заканчивается более или менее резким перегибом — бровкой, являющейся верхней границей материкового склона.

Ширина шельфа и глубина на его бровке в разных местах различны. Например, у Африканского материка шельф почти отсутствует, у берегов Калифорнии его ширина всего 10 км, а шельф Евразии достигает ширины 1000 км; в Австралии, к северу от южного тропика, имеется достаточно широкий шельф, отсутствующий к югу от этой линии. У восточного берега США шельф в несколько раз шире, чем у западного.

В глобальном масштабе глубина бровки шельфа меняется от 20 до 550 м, в среднем составляя 133 м; ширина шельфа изменяется от нуля до 1500 км, в среднем 78 км.

Материковые отмели подразделяются на трансгрессионные, расположенные на платформах, абразионные, располагающиеся на неустойчивых геологических структурах, и сбросовые.

Трансгрессионная отмель образуется при медленных колебательных движениях равнинных участков земной коры. Для нее характерны поэтому большая ширина и большое число форм рельефа наземного происхождения, аналогичных формам соседней суши, а также форм, созданных современными процессами. Тектонические формы рельефа обычно сильно завуалированы последующими процессами, сначала наземными, а затем и морскими.

Наиболее крупными формами рельефа в пределах трансгрессионной отмели являются впадины со сравнительно большими глубинами. Они часто имеют вытянутую форму. Наиболее глубокие — тектонические — впадины обычно сочетаются, кроме того, с древними складчатými сооружениями. Так, например, Новоземельская впадина в Карском море приурочена к складчатой области Новой Земли. Ландсортская и другие впадины Балтийского моря — к складчатости Скандинавского полуострова и т. д.

Отчетливо прослеживается на трансгрессионных отмелях эрозионно-расчлененный¹ и ледниковый унаследованный рельеф: подводные речные долины, фьорды, курчавые скалы, моренные нагромождения и т. п. Хорошо заметны и современные процессы рельефообразования, создающие такие, в частности, аккумулятивно-денудационные формы, как подводные песчаные гряды (например, гряды в юго-западной части Северного моря), прибрежные подводные бары (забурунья на севере, загребы на Черном и Азовском морях) и отдельные банки.

Абразионная отмель² образуется там, где океан соприкасается с молодыми складчатыми структурами. Поверхность абразионной отмели всегда сильно сглажена. Только в отдельных местах встречаются повышения дна, сохранившиеся потому, что они сложены более прочными породами, чем окружающие. Нередко такие останцы поднимаются выше уровня моря в виде отдельных скал (кекур). Ширина абразионной отмели, как правило, очень невелика. Она зависит от прочности горных пород, подвергающихся абразии, от ее продолжительности, т. е. от продолжительности стояния уровня моря, и от ее интенсивности, определяемой режимом волнения. Бровка абразионной отмели очень извилиста.

Сбросовая отмель³ образуется при резких вертикальных перемещениях отдельных участков земной коры в районах глыбового (сбросового) расчленения. Ее поверхность может иметь большие уклоны и располагаться в виде ступеней лестницы, при этом ступени могут иметь разный уклон. Пространство сбросовой материковой отмели характеризуется рельефом с резкими изменениями глубины, т. е. тектоническими формами. Формы унаследованного наземного рельефа и созданные современными процессами имеют второстепенное значение и не изменяют общего облика рельефа. Ширина сбросовой материковой отмели обычно невелика. Бровка прямолинейная или угловатая.

Таким образом, различны не только ширина и глубина материковой отмели, но и грунт и рельеф дна, то исключительно ровный, то изобилующий подводными опасностями и узкими желобами — затопленными долинами рек. Нередко подводные продолжения рек простираются до больших глубин, выходя за пределы материковой отмели. У внешнего ее края встречаются крутостенные глубокие ущелья — каньоны, идущие по материковому склону.

Разнообразие рельефа материковой отмели заставляет с особой тщательностью производить промерные работы. Чем детальнее будет промер, тем больше будет точность морских карт и,

¹ Эрозия (лат.) — разъедание — разрушение и снос горных пород водными потоками (реками). Иногда этот термин используют и более широко, например ледниковая эрозия, ветровая эрозия и т. п.

² Абразия (лат.) — соскабливание — разрушение и снос горных пород морским прибоем.

³ Сброс — смещение пластов горных пород вдоль вертикальной или крутонаклонной трещины. Величина смещения может достигать 1-2 км.

3109661

следовательно, тем менее будут вероятны случаи навигационных аварий судов.

Материковая отмель (шельф) играет исключительную роль в режиме самого океана и деятельности человека в океане. Это зона интенсивного судоходства, рыбного промысла, промысла животных, биохимической переработки водорослей и добычи нефти, природного газа, серы, золота, алмазов и др. По сути дела, это еще один материк, площадь которого соизмерима с территорией Африки. Почти треть населения Земли живет вблизи этой прибрежной зоны Мирового океана.

В зоне шельфа отмечаются сгонно-нагонные колебания уровня и течения. Здесь усложняются и усиливаются приливы и приливные течения. В замкнутых его участках развиты, кроме того, сейши. Глубины шельфа являются почти пределом проникновения солнечной радиации в толщу океана, а также распространения зимнего конвективного перемешивания. Воды шельфа от поверхности до дна всегда находятся в движении и перемешиваются как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Благодаря постоянной аэрации морских глубин и речному стоку, выносящему с суши огромные массы органического вещества, в водах зоны шельфа происходит интенсивное развитие органической жизни. Исключение представляет лишь зона арктических морей, большую часть года покрытая льдами.

В прибрежной зоне некоторых морей со дна моря бьют подводные пресные источники. Источники эти многочисленны и широко распространены в карстовых районах, там где берега и прилегающие участки дна сложены известняками. Источники издавна используются жителями Южной Франции, Италии, Индонезии, побережья Персидского залива, Кубы, Австралии для водоснабжения. Такие подводные «острова» пресной воды известны в СССР на Черном море в районе Гагры и у Крымского берега, западнее Байдарских ворот.

Материковый склон и его основные формы. Материковый склон начинается у внешнего края материковой отмели. Угол наклона его меняется от 3 до 20°. У берегов вулканических и коралловых островов, а также вблизи берегов, сложенных коренными породами, угол наклона может достигать 40—45°. Такие большие уклоны наблюдаются в фьордах Норвегии и Мурмана, в Бискайском заливе. Средние углы наклона материкового склона составляют 3—6°.

Материковый склон играет важную роль в развитии земной коры. Наибольшее количество очагов землетрясений, охватывающих побережья всех морей и океанов, приходится, как правило, на область материкового склона. При этом часто происходят резкие движения морского дна, вызывающие катастрофические изменения подводного рельефа и глубин.

С активными геологическими новообразованиями связано появление глубоководных впадин, заполненных горячей рапой. Так, например, в 1964, 1965 и 1966 гг. в Красном море были обнаружены и обследованы впадины «Дискавери», «Атлантис-2» и «Чейн» (по

названиям работавших здесь судов). Температура воды в этих бассейнах с глубиной до 2042 м достигает почти 56°, а соленость — почти 300‰.

Материковый склон отличается сложным строением. Для него характерны многочисленные уступы и обрывы, грандиозные скалы и гребни. Отдельные гребни и скалы материкового склона достигают поверхности океана, и вершины их образуют острова материкового склона. Иногда такие острова отделяются от материков очень глубокими морями. Примерами островов материкового склона могут служить Гренландия, Мадагаскар, острова Малайского архипелага, Тайвань, Сардиния, Корсика и многие другие.

Поверхность материковых склонов изрезана и изрыта огромными подводными каньонами и узкими ложбинами с крутыми хребтами между ними.

Каньоны были открыты русскими моряками еще в 80-х годах прошлого столетия. Сейчас они обнаружены во всех морях и океанах вдоль берегов самого различного строения. В отличие от речных долин подводные каньоны имеют очень большой угол падения по продольному профилю. Крутизна склонов каньонов нередко достигает 20—30°. Есть и еще более крутые участки, вплоть до отвесных. Характерно, что каньоны встречаются обычно группами. Известны только отдельные случаи единичных подводных каньонов. Вопрос о происхождении каньонов является спорным. Существует мнение, что они представляют собой глубокие трещины и расколы земной коры на материковом склоне, образовавшиеся при неравномерных вертикальных движениях и идущие в различных направлениях.

Материковое подножие. В последние годы выявлен еще один важный элемент рельефа подводной окраины материков — материковое подножие. Оно представляет собой наклонную, нередко слабоволнистую равнину, окаймляющую основание материкового склона. Пока это наименее изученный крупный элемент рельефа дна.

Океанские котловины. Между внешним краем подводных окраин материков и срединноокеаническими хребтами на глубинах не менее 3,5—4 км, а нередко и 6—7 км, располагается дно океанической котловины. Оно, как показали работы американских геофизиков, разделяется на три категории геоморфологических областей (провинций). Это ложе океана (абиссальное дно), океанические поднятия и группы подводных гор. На ложе океана обнаружены абиссальные равнины и зоны абиссальных холмов, занимающие наиболее глубокие части океана¹.

Ложе океана. Абиссальная равнина определяется как область океана, где поверхность дна плоская, а уклон менее 1 : 1000. Абиссальные равнины распространены повсеместно и располагаются у основания материкового подножия. Они были открыты

¹ Наряду с подводной окраиной материков и ложем океана начали выделять переходную зону — зону максимального расчленения рельефа и наиболее интенсивного проявления тектонических процессов. Изучение этой зоны только начинается.

после второй мировой войны. Рельеф абиссальных равнин настолько выровнен, что обычно профили с небольшим превышением вертикального масштаба не дают представления о характере поверхности. На ложе океана, примыкающем к подводным окраинам материков, обнаружены наиболее плоские поверхности Земли. Эти абиссальные равнины, очевидно, были созданы отложениями суспензионных потоков.

Непогрёбенные участки ложа океана представлены абиссальными холмами. Они имеют высоту от нескольких до нескольких сотен метров и ширину от нескольких сотен метров до нескольких километров. Происхождение этих холмов до сих пор не ясно.

Океаническое поднятие представляет отдельную большую (измеряемую по горизонтали сотнями километров) форму рельефа, возвышающуюся над окружающим дном на несколько сотен метров, не связанную со срединноокеаническим хребтом и с материковым подножием. Рельеф океанического поднятия меняется от выровненного до сильно расчлененного. К океаническим поднятиям относятся Бермудское и Угловое (к югу от Ньюфаундлендской банки) в Северной Атлантике, Рио-Гранде в Южной Атлантике и подобные им безымянные формы рельефа в Индийском и Тихом океанах.

От абиссального дна (ложе океана) океанические поднятия в виде обширных возвышенностей отделяются сериями уступов.

Подводная гора — отдельное более или менее изолированное подводное возвышение морского дна, круговое или эллиптическое в плане, с превышением рельефа не менее 1 км и относительно крутыми склонами. Этот термин введен недавно. Раньше подводные горы обозначались общим термином «банка». Теперь под банками понимаются подводные возвышения преимущественно на материковой отмели. Примерами подводных гор, по укоренившейся традиции до сих пор называемых банками, являются банка «Метеор» (центральная часть Атлантического океана) и банка Стюарт (Южно-Китайское море).

Подводные горы располагаются среди различных глубин, вплоть до 6000 м. Подобно океанским островам они поднимаются со дна глубоких морей, и многие из них лежат вдали от побережий материков.

Известно более 1200 подводных гор во всех океанах: из них около 200 заснято для выяснения конфигурации, приблизительно у 50 подняты грунтовыми приборами породы со дна. Все они, за исключением 5, типичные вулканы, часть которых заключена в известковый чехол.

Общее количество обнаруженных подводных гор (включая гайоты — столовые горы, плоские вершины которых удалены от поверхности воды на 900—1000 м) составляет, вероятно, лишь малую часть существующих. Предполагается, что в Тихом океане число их достигает 10^4 , а во всем Мировом океане — $2 \cdot 10^4$. Большинство подводных гор группируется в линии или пучки (приблизительно по 10—100); они сильно напоминают вулканические архи-

пелаги тихоокеанского бассейна, например, острова Самоа и Гавайские.

Срединноокеанический хребет — поднятие земной коры, сложенное полностью вулканическими породами — базальтами. Ось его приурочена к срединной линии океана. Хребет зигзагообразно изломан и состоит из множества коротких отрезков.

Срединноокеанические хребты имеются во всех океанах и подобно гигантскому шву длиной более 40 тысяч миль опоясывают весь земной шар. Вдоль гребней хребтов проходят похожие на трещины долины — именно здесь в настоящее время образуются новые участки океанического дна. Быстрое разрастание дна (до 16 см/год) характерно главным образом для Тихого океана, медленное (1—10 см/год) — для Атлантического. Зона разрастания может продолжаться и в пределах материков. В этом случае она образует вытянутые расселины, например Красное море, которое вместе с Аденским заливом сейчас рассматривают как зародыши будущих океанов. В пределах гребня хребта выделяются следующие геоморфологические провинции:

1) рифтовая долина — глубокое ущелье в виде осевой трещины значительной протяженности шириной 15—30 миль и глубиной 1—3 км;

2) рифтовые горы, образующие склоны рифтовой долины;

3) высокое раздробленное плато, окаймляющее рифтовые горы.

Дно рифтовой долины расчленено. В наиболее широких местах долины со дна поднимаются горы высотой в несколько сот метров.

Эти формы характерны, например, для Исландии, которая представляет надводную часть Срединно-Атлантического хребта. Центральный рифт шириной 45 км на ее северном конце пересекает остров в направлении, параллельном оси хребта. Боковые стороны рифта образованы ступенчатыми сбросами. Есть такие сбросы и в пределах дна рифта; в других местах дно рифта покрыто множеством продольных трещин. По трещинам изливается лава, которая захороняет под собой близлежащие горы, долины и разломы, или же образует низкие вулканы. Двумя сотнями таких молодых вулканов, извергающихся примерно один раз в каждые 5 лет, усеяно дно рифтовой долины.

Глубоководные желоба с поразительно плоским дном и крутыми стенами представляют собой самые большие океанические пучины. Выше отмечалось, что разрастание океанического дна сопровождается перемещением плит земной коры. При столкновении двух плит край одной из них может изогнуться вниз и погрузиться в астеносферу (зона размягченного вещества). В этом случае образуются глубоководные желоба, такие, как Марианский и Тонга в Тихом океане. Для таких желобов характерно удивительное постоянство размеров. Так, например, желоб Тонга имеет глубину порядка 10 000 м и ширину до 7 км на протяжении почти 700 км. В районе Курило-Камчатской впадины обнаружены глубины, превышающие 9000 м (максимальная 10 542 м). Эти глубины в виде узкой щели, шириной около 5 км, тянутся на 500 с лишним километров.

Глубоководные желоба чаще всего располагаются с внешней стороны островных дуг. Наибольшее число обнаруженных глубоководных желобов (25 из 30) находится в Тихом океане, там же находятся максимальные глубины; первое место среди них занимает Марианская впадина, где удалось измерить глубину более 11 км (11 034 м).

§ 2. Основные категории грунтов дна океана

Морским грунтом называется отложение в виде осадка на дне океанов и морей продуктов разрушения горных пород суши и остатков отмерших животных и растительных организмов. Некоторую роль в образовании глубоководных грунтов играют вулканический пепел и космическая (метеоритная) пыль.

Частицы, составляющие осадки морского дна, либо откладываются на месте своего образования, либо приносятся из других районов. По происхождению и вещественному составу они минеральные (минерогенные), органические (биогенные) и хемогенные, образующиеся в результате химических процессов, протекающих в толще воды или на дне моря.

М. В. Кленова указывает, что «осадки морского дна являются своеобразной проекцией всех процессов в море и потому представляют собой чрезвычайно сложный объект. Отдельные компоненты осадка не всегда находятся в равновесии друг с другом, что ведет к интенсивному изменению физического состояния и химического состава исходного материала. Сложная система морского осадка непрерывно соприкасается с придонной морской водой, непрерывно доставляющей одни вещества и уносящей некоторые продукты химических реакций». Морское дно является, таким образом, лабораторией, где активно создаются и разрушаются все новые и новые порции вещества.

Океанические отложения подразделяются на материковые, или терригенные, и глубоководные, или пелагические, образующиеся вдали от суши.

Состав грунта материковой отмели и материкового склона определяется составом пород, слагающих морские берега. В основном (на 80—90%) грунты этих областей дна образованы материковыми отложениями неорганического происхождения, причем их мощность и состав с удалением от берега испытывают определенные изменения. В недалеком прошлом считалось, что мощность отложений по направлению к открытому морю уменьшается, уменьшается также и крупность частиц, слагающих грунт, и изменяется их характер. Обычно вблизи берега, сложенного твердыми породами, располагаются валуны и гальки, дальше — гравий и сначала крупный, потом все более и более мелкий песок с примесью ила, еще дальше ил с примесью песка и, наконец, тончайший ил с диаметром частиц обычно менее 1/200 мм, которые исключительно медленно оседают в условиях почти полного спокойствия, какие могут существовать только вне пределов действия волн или сильных течений.

Современные исследования показали, что такая простая картина наблюдается очень редко и что размер зерен в осадках не связан с расстоянием от берега. Большинство шельфов покрыто крупнозернистыми песками, обычно окрашенными примесями железа. Эти пески содержат пустые раковины моллюсков. Битая раковина или ракушечный песок особенно обильны на внешнем крае шельфа.

По К. О. Эмери, единственной зоной, где действительно наблюдается последовательное уменьшение размеров частиц от побережья в сторону открытого моря, является полоса между берегом и глубиной 10—20 м, иными словами, зона, достаточно мелководная для того, чтобы здесь сказывалось регулирующее воздействие волнения. Более удаленные от берега области шельфа слишком глубоки, чтобы туда попадали современные пески, и в то же время сюда не поступают самые тонкие частицы (алевритовые и глинистые), которые в виде суспензии выносятся в глубоководные части океана и прежде чем осесть на его дно, проходят громадные расстояния.

Общепринятой классификации грунтов, которая бы одновременно обнимала осадки сравнительно мелководных районов и глубоководные отложения, до настоящего времени не имеется. Причина этого, по словам В. А. Снежинского, кроется в недостаточной изученности глубоководных отложений океанов, из-за чего эти «отложения не удалось еще вместить в сравнительно подробно разработанную классификацию грунтов материковой отмели и отчасти материкового склона». Классификация прибрежных грунтов и отложений материковой отмели основана на принципе разделения грунтов по их механическому составу, т. е. по величине слагающих их частиц. В свою очередь, величина частиц определяется главным образом степенью подвижности воды в месте образования донных отложений, которая зависит от рельефа морского дна и различных гидрометеорологических и гидробиологических факторов.

Пелагические отложения в основном состоят из ила, содержащего остатки известковых или кремниевых скелетов зоо- и фитопланктона, или из тонкой красной глины.

Поскольку карбонат кальция легче растворим, чем кремний, известковый ил в среднем встречается на дне океана на меньших глубинах (1800—3600 м), чем кремниевый ил (3600—4000 м).

Из разного рода глубоководных органических илов наибольшее распространение имеют глобигериновый, птероподовый, диатомовый и радиоляриевый. Своим названием они обязаны микроскопическим животным и растительным организмам, скелетики которых имеют преобладающее значение в образовании данного ила.

Глобигериновый ил состоит из скопления скорлупок одноклеточных животных глобигеринид. Из рода глобигеринид особенно массового развития достигают фораминиферы. Они обитают главным образом в теплых морях. В подавляющем большинстве их скелеты состоят из извести, реже из кремнезема. Насчитывается около 1200 ныне живущих видов фораминифер, из них 26 видов планктонных, которые развиваются в огромных количествах. Этот

ил имеет розоватый или палевый цвет. Больших глубин океана достигает сравнительно небольшое количество скелетиков фораминифер, так как большинство из них успевает раствориться в морской воде ранее, чем упадет на дно.

К группе известковых илов относится и птероподовый ил, который тоже является осадком теплого моря. В образовании этого ила участвуют глобигериниды и разные моллюски, морские бабочки — птероподы.

Глобигериновый ил встречается преимущественно в Атлантическом океане, в восточной части Тихого (к югу от экватора) и западной части Индийского океана, где глубины сравнительно невелики. Самая полярная область залегания глобигеринового ила расположена в виде узкой полосы между Исландией и Норвегией, где на поверхности океана проходит одно из продолжений Гольфстрима. Глобигериновым илом покрыто около 30% ложа Мирового океана. Что касается птероподового ила, то он большого пространственного распространения не имеет.

Радиоляриевый ил образован по преимуществу кремниевыми скелетиками теплолюбивых простейших одноклеточных животных — радиолярий, насчитывающих около 4400 видов. Цвет радиоляриевого ила красноватый, коричневый или, изредка, желтоватый. Так как кремнеземные скелетики растворяются медленнее, чем известковые, то радиоляриевые илы встречаются на очень больших глубинах: от 4300 до 8200 м.

Радиоляриевый ил характерен для тропических частей Тихого и Индийского океанов. В Атлантическом океане этого ила нет вовсе. Радиоляриевым илом занято около 3% всего ложа Мирового океана.

Диатомовый ил по сравнению с другими илами имеет более сложный состав. В нем преобладают остатки кремниевых двухстворчатых скелетиков диатомовых водорослей, обитающих преимущественно в умеренных и холодных зонах океана. В северном полушарии насчитывается немного более 300 видов планктонных диатомовых. Как правило, диатомовый ил находится на глубинах от 1000 до 3500 м, но в отдельных местах встречается и глубже (до 6000 м). Цвет его соломенно-желтый.

Диатомовый ил особенно развит в антарктической области и вдоль южных берегов Алеутского архипелага в Тихом океане. Диатомовым илом покрыто свыше 6% поверхности океанского ложа.

В перечисленных глубоководных илах содержание неорганических составных частей колеблется примерно от 20% (птероподовый ил) до 40% (радиоляриевый ил).

Среди глубоководных отложений первое место занимает так называемая красная глина шоколадно-бурого цвета, выстилающая ложе океана. М. В. Кленова называет этот осадок коричневого цвета глубоководным глинистым илом, или глубоководной глиной.

Глубоководная глина в основном состоит из частиц неорганического происхождения (вулканического и космического) диаметром меньше 0,001 мм. Полагают, что она образовалась в ре-

зультате подводного выветривания, т. е. вследствие разложения под действием морской воды продуктов вулканических извержений. Особенно большую площадь этот грунт занимает в Тихом океане.

О том, как распределяются глубоководные отложения на дне Мирового океана, дает представление табл. 2.

Таблица 2

Распространение глубоководных осадков в океанах

Осадок	Океан			
	Атлантический, %	Индийский, %	Тихий, %	Мировой, млн. км ²
Глобигериновый ил	53,4	53,3	26,5	128,54
Птероподовый ил	0,4	0,1	0,2	0,73
Глубоководная (красная) глина	15,2	16,1	47,0	100,21
Радиоляриевый ил	—	2,3	5,5	10,11
Диатомовый ил	5,0	17,0	5,9	25,86

Скорость отложения глубоководных осадков обычно много меньше, чем материковых. Красная глина накапливается на дне океана со скоростью менее 1 м за миллион лет. Илы накапливаются быстрее — в среднем 10 м за миллион лет.

За долгую геологическую историю океанов на их дне местами отложился слой осадков около 6 км толщиной. Это больше, чем высота Казбека или Эльбруса.

Непрерывное выпадение осадков на дно океана должно нести на себе определенные следы событий геологической истории Земли. Если бы можно было собрать полный последовательный ряд образцов из всего разреза осадочного покрова, то по изменению его окраски и химического состава отложений представилось бы возможным с помощью изотопного анализа установить главные климатические изменения, периоды горообразования и сильной вулканической деятельности. Но на дне океана происходит движение воды, достаточное для перемещения и переотложения материала, оседающего сверху. Это обстоятельство затрудняет определение возраста осадков. Кроме того, наличие придонных течений обуславливает растворение некоторых частей обломочного материала. Если оно будет происходить очень интенсивно по отношению к радиоактивным химическим веществам, поступившим из атмосферы (космическая пыль), то нарушится равновесие, необходимое для вычисления возраста. Жизнедеятельность морских организмов, живущих на морском дне, также обязательно приводит к постоянному вертикальному перемешиванию верхнего слоя осадков, что еще больше запутывает вопрос о характере осадконакопления. Имеются и другие процессы, которые нарушают залегание осадков в океане во много раз сильнее, чем все вместе взятые или медленные

движения воды. Это подводные оползни и стремительные суспензионные (мутьевые) потоки, перемещающие огромные количества рыхлого материала к подножию материкового склона и подводных горных хребтов. Вынос на глубины океана больших масс мелководных осадков приводит к выравниванию дна и нарушает нормальную стратификацию морских отложений. Таким образом, старое представление о неторопливом «снегопаде» осадочного материала, который год за годом ложится на дно океана, сохраняя в себе следы изменений окружающей обстановки, должно быть несколько пересмотрено. Слои осадков перемешиваются, попадая на дно, и вовсе не создают такую четкую картину, как, например, слой льда в фирновом бассейне, что легко обнаружить при бурении.

§ 3. Гравитационное поле океана

Гравитационное поле представляет собой поле ускорений силы тяжести, для которого существует устойчивое соответствие между координатами любой точки земной поверхности или околоземного пространства и значением силы тяжести в этой точке.

Сила тяжести определяется как сила, действующая на единицу массы вследствие земного гравитационного притяжения. Численно она равна ускорению тела при свободном падении. Ее средняя величина составляет приблизительно 980 см/с^2 и измеряется в галах¹ или более мелких единицах — миллигалах. Миллигал примерно равен 10^{-6} силы тяжести (g).

Сила тяжести изменяется с широтой от 978 галов на экваторе до 983 галов на полюсах. Она меняется также с изменением высоты над уровнем моря. В атмосфере это изменение составляет 0,3086 мгл на 1 м изменения высоты.

Ускорение силы тяжести, измеренное последовательно в одной и той же точке, не является абсолютно постоянным, а изменяется в течение суток в результате приливов. Приливные изменения силы тяжести достигают $\pm 0,15$ мгл (максимальная величина 0,4 мгл) и имеют период около 12 часов.

Гравитационное поле может быть выражено через потенциал². Потенциал силы тяжести W состоит из потенциала притяжения V и потенциала центробежной силы U

$$W = V + U. \quad (1.1)$$

Поверхности равных значений потенциала силы тяжести называются эквипотенциальными и обладают тем свойством, что в любых точках этих поверхностей сила тяжести нормальна к ним.

¹ Гал — единица силы тяжести, определяемая тем ускорением, которое сообщает сила, равная 1 дине, 1 грамму вещества в поле земного притяжения. Название в честь Галилея. Размерность Гала $\left[\frac{\text{дин}}{\text{г}} \frac{\text{см}}{\text{с}^2} \right]$.

² Потенциалом силы называется функция, частные производные которой по данной координате равны проекции силы на эту координату.

Гравитационное поле Земли принято представлять в виде суммы теоретического значения силы тяжести γ , вычисленного при допущении однородности распределения вещества в теле Земли и однородности формы ее поверхности, и аномалии Δg , характеризующей неравномерную плотность земной коры.

Для сравнения истинного наблюдаемого значения силы тяжести g_n с нормальным γ они приводятся к поверхности, принимаемой за геод. Значения g и γ , определенные для геоида, обозначим через g_0 и γ_0 , тогда разность этих значений определит аномалию силы тяжести

$$\Delta g = g_0 - \gamma_0. \quad (1.2)$$

Когда наблюдаемая величина больше теоретической — положительная аномалия, когда меньше — отрицательная.

Приведение наблюдаемых значений g_n к поверхности сравнения называется редукцией силы тяжести. Основой метода редукции является перенос силы тяжести по вертикали из точки наблюдения на выбранную поверхность сравнения с учетом влияния внешних и внутренних масс.

Когда гравиметрические измерения проводятся с подводного снаряда, находящегося на некоторой глубине ($-z$), наблюдаемое значение силы тяжести принято редуцировать на поверхность моря. Поправка в этом случае состоит из двух частей: поправки за глубину и поправки за притяжение толщи воды над пунктом наблюдения.

Обычно при изучении гравитационного поля Земли рассматриваются два вида аномалий: аномалия Фая и аномалия Буге. Аномалия Фая — это разность между наблюдаемым и нормальным значениями силы тяжести на физической поверхности Земли. Аномалию Буге в первом приближении можно рассматривать как аномалию, исправленную за влияние рельефа. Вариации аномалии Буге от точки к точке вызываются вариациями плотности в толще пород под земной поверхностью, и поэтому имеется связь между этими аномалиями и геологической структурой. Данное обстоятельство является основой гравиметрического метода геофизической разведки.

Гравитационное поле можно представлять либо в изоаномалах (Фая, Буге или других в зависимости от применяемой редукции), либо в изогалах (линиях равного значения силы тяжести).

Для построения карт гравитационного поля Земли проводится мировая гравиметрическая съемка. Основным методом такой съемки является относительное определение силы тяжести в различных точках Земли. При этом измеряются разность или отношение силы тяжести в этих точках относительно других так называемых опорных пунктов гравиметрической сети земного шара, в которых известны абсолютные значения силы тяжести.

Довольно подробно покрыты гравиметрическими съемками Европа, Северная Америка, Австралия и часть Азии. Остальная суша, за исключением части Антарктиды, покрыта небольшим

числом гравиметрических пунктов, дающих лишь в общих чертах представление о гравитационном поле.

Акватории Мирового океана изучены особенно слабо. Отсутствие до недавнего прошлого морских гравиметрических приборов и методов точного координирования места судна в океане делало практически невозможным изучение гравитационного поля в океане с целью получения его количественных географических характеристик. В настоящее время существуют методы и приборы для измерения силы тяжести в океане как с поверхности, так и с различных глубин.

§ 4. Магнитное поле океана

Элементы земного магнетизма. Земля представляет собой гигантский магнит. В первом приближении геомагнитное поле, которое является суммой нескольких полей, имеющих различные причины, можно уподобить полю гигантского стержнеобразного магнита (магнитного диполя), расположенного под углом $11,5^\circ$ к географической оси вращения Земли. Поэтому географические и магнитные полюсы не совпадают друг с другом.

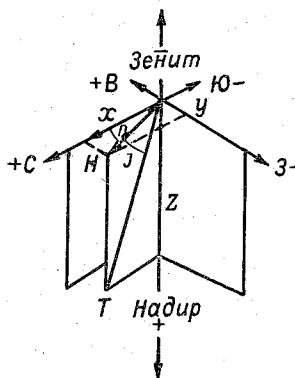


Рис. 1.2. Элементы земного магнетизма.

Около северного географического полюса расположен южный магнитный полюс, а около южного географического — северный. Для упрощения магнитные полюсы принято именовать одинаково с географическими. Силовые магнитные линии выходят из области южного магнитного полюса и устремляются к северному магнитному полюсу, огибая земной шар и охватывая большие пространства вне его.

Характеристикой земного магнитного поля служит вектор напряженности поля и его составляющие. Вектор напряженности T (полная сила земного магнетизма, приложенная к единице положительной магнитной массы) в любой точке магнитного поля Земли всегда направлен по касательной к магнитной силовой линии.

Магнитное поле Земли имеет наибольшую величину напряженности в районах магнитных полюсов ($0,6—0,7 \text{ Э}^1$) и наименьшую — на магнитном экваторе ($0,25 \text{ Э}$).

Для рассмотрения элементов земного магнетизма обратимся к рис. 1.2, на котором направление магнитной стрелки совпадает с направлением магнитной силы T .

¹ Эрстед (Э) — единица напряженности магнитного поля. Она соответствует действию силы, равной 1 дине ($\frac{1}{981}$ г, т. е. почти 1 мг), на положительную единицу магнитной массы. Поскольку земные магнитные поля весьма слабы, их обычно измеряют в гаммах (γ); $1\gamma = 10^{-5} \text{ Э}$.

Для составляющих вектора T по осям координат примем обозначения:

- X — северная составляющая;
- Y — восточная составляющая;
- Z — вертикальная составляющая.

Вертикальная составляющая меняется от нуля на магнитном экваторе до $0,7 \text{ Э}$ на магнитных полюсах.

Особо выделяется проекция вектора T на горизонтальную плоскость — так называемая горизонтальная составляющая H . Составляющая H меняется от нуля на магнитных полюсах до $0,4 \text{ Э}$ на магнитном экваторе.

Угол между плоскостью истинного (географического) меридиана и плоскостью магнитного меридиана называется склонением и обозначается D . Положительным этот угол считается тогда, когда магнитный меридиан отклонен вправо от географического меридиана. Склонение может изменяться на земной поверхности в пределах 360° .

Угол между векторами H и T называется наклоном и обозначается I . Он положителен, когда T направлен вниз от горизонтальной плоскости. Наклонение изменяется на земной поверхности в пределах 180° .

Параметры D, I, H, X, Y, Z называются элементами земного магнетизма. Их можно рассматривать как координаты конца вектора T в различных системах координат.

X, Y, Z — координаты конца вектора T в прямоугольной системе координат;

Z, H, D — координаты конца вектора T в цилиндрической системе координат;

H, D, I — координаты конца вектора T в сферической системе координат.

Следует отметить, что напряженность магнитного поля, а следовательно, и все элементы земного магнетизма не остаются постоянными во времени. Элементы земного магнетизма, т. е. горизонтальная слагающая магнитного поля Земли, склонение и наклонение определяются в каждом пункте наблюдений.

По данным наблюдений над элементами земного магнетизма в различных пунктах земной поверхности составляют карты изогон (линий равного склонения), изоклин (линий равного наклоения), изодинам (линий равного горизонтального, вертикального или полного напряжения). Геомагнитное поле подвергается вековым, суточным и другим изменениям.

Изолинии постепенно, из года в год, меняют свое положение, меняется и место магнитных полюсов. Северный магнитный полюс (находится в Канаде) мигрирует со скоростью 8 км в год, южный (на Земле Адели) — $12,2 \text{ км}$ в год.

О вековом ходе геомагнитного поля над океанами известно пока мало.

Изменения магнитного поля во времени называют вариациями. Они меняются в зависимости от широты места (чем больше

широта, тем больше вариации), сезона года (возрастают в осенние и весенние периоды). Кроме того, вариации существенно зависят от характера местных условий, что особенно важно для океана. На шельфе, у островов, а тем более на материке, вариации будут различными, поскольку будет различной структура земной коры. Существенное влияние на вариации оказывают и водные массы (магнитогидродинамический эффект, обусловленный морскими течениями). Наконец, в районе магнитных аномалий вариации будут больше.

Вариации охватывают широкий спектр частот: от вековых вариаций до вариаций с периодом долей секунды. Если вековые изменения имеют свои основные причины внутри Земли, то большинство кратковременных изменений вызывается внешними источниками, влияющими на состояние ионосферы.

Все вариации геомагнитного поля сопровождаются соответствующими системами электрических токов в морях и океанах.

При проведении измерений магнитного поля с целью составления карт вариации выступают в роли помех, которые следует удалять с наибольшей тщательностью для повышения точности и надежности магнитного картирования.

Магнитные аномалии. Если бы Земля представляла собой однородно намагниченное тело с магнитной осью, параллельной оси ее вращения, можно было бы вычислить значения «нормальных» элементов земного магнетизма в любой точке ее поверхности. Расхождения между этими «нормальными» значениями напряжения горизонтальной составляющей и наблюдаемым фактически представляют собой магнитную аномалию.

Аномальное магнитное поле отражает пространственное распределение ферромагнитных минералов, входящих в состав магнитоактивного слоя земной коры и, возможно, верхней мантии. Величина напряженности аномального поля в любой точке земной поверхности или над ней обусловлена влиянием множества возмущающих тел, которые характеризуются различными размерами, формой, глубиной залегания, ориентировкой и намагниченностью слагающих пород. Несмотря на наличие определенных геологических закономерностей, геометрические и физические признаки источников аномалий столь разнообразны, что обуславливаемое ими аномальное магнитное поле в пространственном восприятии выступает в той или иной степени как случайное. Следовательно, рассмотрение аномального магнитного поля, как случайного, имеет физико-геологические основания, заложенные в самой природе аномалии.

«Магнитные аномальные карты, — писал академик А. Д. Архангельский, — являются своеобразным рентгеновским снимком, позволяющим видеть то, что скрыто глубоко под покровом осадочных пород и что иным способом мы видеть не в состоянии».

Использование аномального магнитного поля, получаемого в результате магнитных съемок (наземных, наледных, морских, воздуш-

ных, космических), для исследования строения нижних горизонтов земной коры и мантии началось совсем недавно.

Установлено, что магнитное поле в океанах резко аномально. Сильные аномалии обычно связывают с линиями разлома земной коры и с геологическими структурами больших глубин.

В местах магнитных аномалий изменяются электрическое поле и, очевидно, некоторые свойства водной толщи.

Шельфовым областям океана свойственно сложно построенное магнитное поле, отличающееся разнообразием простираций, конфигурации и интенсивности аномалий.

Магнитные аномалии глубоководного ложа океана характеризуются правильной регулярной структурой, проявляющейся в наличии строго выдержанных простираций и в ритмичной смене знака. Иначе говоря, такие аномалии образованы множеством чередующихся отрицательных и положительных аномалий в виде узких полос или небольших пятен. «Выражаясь образно, — говорит Р. М. Деменецкая, — это поле как бы причесано под гребенку». Четкость и симметричность рисунка на картах аномалий позволила назвать океаническое магнитное поле «зевровым».

Отдельные крупные и локальные формы рельефа (острова) создают ярко выраженные магнитные аномалии.

В отличие от срединноокеанических хребтов глубоководные желоба выражены в магнитном поле менее отчетливо.

Аномальное магнитное поле позволяет определить либо происхождение той или иной части океанского дна или указывает на определенный этап его развития. Однако современная изученность Земли в магнитном отношении еще крайне мала. Магнитными съемками охвачено всего лишь около 10% площади земного шара.

Планомерная магнитная съемка морей и океанов дает возможность произвести морфоструктурное районирование акваторий, выявить районы со сложной морфологией дна, правильно выбрать очередность и сеть гидрографического промера.

§ 5. Электрическое поле океана

Понятие о естественном электрическом поле. Широкое изучение электрических полей в земной коре началось с середины 19-го столетия. Однако о существовании электрических токов в морях и океанах стало известно недавно. Они впервые были обнаружены А. Т. Мироновым в Баренцевом море в 1935 г. Наблюдения над морскими токами пока немногочисленны и ненадежны.

В результате совместного воздействия многочисленных физических процессов в морях и океанах создается сложная картина токовых систем, претерпевающих непрерывные изменения. Токи в море сравнительно слабы и для их измерения нужна высокочувствительная аппаратура. Разработанной теории электрических явлений в море не существует.

До настоящего времени при изучении естественного электрического поля в морской среде основное внимание уделялось

теллурическим токам, т. е. естественным электрическим токам нестационарного режима, захватывающим обширные области земной коры, порядка сотен и тысяч квадратных километров. Главной причиной образования теллурических (от латинского слова *tellus* — *telluris* — земля) токов считают изменение интенсивности солнечной радиации, создающей в атмосфере, гидросфере и литосфере переменное электромагнитное поле. Эти токи непрерывно изменяются во времени и в пространстве.

Однако кроме теллурических токов в океане существует также квазистационарное электрическое поле, вызванное различными физическими, химическими и биологическими процессами.

Электрическое поле может характеризоваться либо величиной тока, проходящего через замкнутый контур, либо разностью потенциалов между двумя выбранными точками.

Общепринятая методика измерения горизонтальных составляющих естественного электрического поля основана на измерении разностей потенциалов между двумя электродами, обычно разнесенными на 100 м друг от друга. Отдельные измерения вертикальной составляющей поля проводились со льда и с судна, стоящего на якоре. Применявшаяся при этом методика не отличалась от методики измерений горизонтальных составляющих, только один из электродов опускался на определенную глубину, а второй оставался в поверхностном слое.

В 1962 г. был предложен более совершенный метод изучения вертикального распределения естественного электрического поля в водной толще. Измерения осуществлялись в двух модификациях, принятых в разведочной геофизике: потенциала и градиента потенциала. При измерениях потенциала один электрод фиксировался в поверхностном слое океана, а второй непрерывно опускался. При измерении градиента потенциала опускались оба электрода при неизменной базе. В ходе эксперимента индукционная составляющая, вызванная течением, и теллурические токи исключались с помощью градиентомикрозонда.

Теллурические токи. Плотность теллурических токов (I) определяется по формуле

$$I = \lambda E,$$

где λ — электропроводность морской воды (выбирается из океанологических таблиц), E — градиент потенциала электрического тока.

В среднем плотность теллурических токов в земной коре равна $2 \cdot 10^{-10}$ А/м². Она значительно возрастает во время магнитных возмущений и магнитных бурь. Обычно теллурические токи создают градиенты потенциала порядка от десятых до десятка милливольт на километр, но в периоды сильных магнитных бурь градиенты могут достигать десяти и более милливольт на километр.

По сравнению с токами на суше токи на морях имеют большую плотность. Электрический ток в море при градиенте 1 мВ/км создает плотность тока $3 \cdot 10^{-6}$ А/м². При наблюдавшихся градиентах потенциала 100 мВ/км в Баренцевом море и 30 мВ/км в Черном

море плотность тока чрезвычайно велика по сравнению со средней плотностью токов на суше. Это создает большие перспективы для изучения процесса в общепланетарном масштабе, а не только для исследования Мирового океана. Большая плотность, а следовательно, меньшие относительные ошибки при измерении, доступность, по сравнению с земной корой, проникновения на глубины дают возможность более глубокого, полного и точного изучения причин и динамики теллурических токов в целом.

Первые измерения теллурических токов в океане были сделаны в Атлантике В. В. Шулейкиным в 1957 г.

Поле теллурических токов испытывает постоянные вариации в связи с вариациями геомагнитного поля. Поэтому единичные измерения поля теллурических токов в океане могут дать лишь ориентировочные, чисто качественные оценки. Величина напряженности электрического поля в морской воде за счет вариаций колеблется в широких пределах (от нескольких до сотен мВ/км).

Очевидно, можно считать установленным, что с глубиной плотность теллурических токов линейно увеличивается.

Индукционные (Фарадеевы) токи. Они возникают при движении морской воды в магнитном поле Земли. Согласно закону электромагнитной индукции Фарадея возбуждаемая при этом ЭДС определяется по формуле

$$E = Zlv \cdot 10^{-5},$$

где E — электродвижущая сила, мВ; Z — напряженность магнитного поля, Э, l — длина проводника, см, v — скорость движения проводника, см/с.

На основе этого закона сконструирована аппаратура ЭМИТ (электромагнитный измеритель течения), применяемая для измерения течений в поверхностном слое океанов и морей на ходу судна. Токи, индуцируемые течениями, следует рассматривать как квазипостоянные индукционные токи. Для средних широт, где $H_z \approx 0,5$ Э, напряженность электрического поля, индуцируемая течениями, при $v_T = 2$ узла составляет 50 мВ/км.

Индукционные токи, текущие вокруг океанских островов, могут вызывать локальные эффекты, обуславливающие уменьшение магнитных вариаций на море. Следует ожидать аномальных эффектов также вблизи границ между океанами и материками, обусловленных той же токовой системой.

Измерения естественного электрического поля водной толщи показывают, что полученные значения потенциала, очевидно, связаны с магнитогидродинамическим эффектом, проявляющимся в возникновении индуцированного электромагнитного поля и токов, сопутствующих течениям.

Морские течения (например, ветровые) вызывают местные изменения горизонтальной составляющей магнитного поля Земли, сравнимые с амплитудой его суточных вариаций.

Токи, обусловленные концентрационным эффектом. В морской воде имеют место локальные электрохимические процессы,

возникающие в результате диффузии ионов между слоями с различной концентрацией солей. Величина потенциала электрического поля, обусловленного диффузионными процессами, может быть определена по известной формуле Нернста, в которую введен поправочный множитель за ионную активность морской воды. Для растворов хлористого натрия, соответствующих концентрациям морской воды, формула имеет вид

$$E_d = -11,6K \lg \frac{S_2}{S_1},$$

где S_1 и S_2 — соленость сопредельных водных масс, K — коэффициент ионной активности морской воды, E_d — концентрационная разность потенциалов.

Токи, обусловленные биоэлектрическим эффектом. В формировании естественного электрического поля океана имеет существенное значение и биоэлектрический эффект. Разность потенциалов, как показали эксперименты, проводившиеся в 1966 г. на Черном море, обусловлена скоплением микроорганизмов (например, сапрофитных бактерий и фитопланктона), локализующихся в слое повышенного градиента плотности.

Токи, обусловленные суспензионным эффектом. Разность потенциалов создается за счет различных концентраций взвесей в сопредельных водных массах. Наиболее значительно эффект проявляется в бассейнах с пониженной соленостью. Величина разности потенциалов возрастает с увеличением концентрации суспензий и уменьшением размеров взвешенных частиц.

Конвекционные электродинамические токи возникают при конвективном перемешивании ионизированных слоев морской воды в магнитном поле Земли. Они очень слабы и не могут быть измерены.

Электрические процессы в атмосфере (грозовое электричество), очевидно, оказывают существенное влияние на формирование электрического поля и на токовую систему в верхних слоях океана. Однако ничего определенного об этом сказать пока нельзя.

Структура электрического поля.¹ Удельный вес каждого из рассмотренных факторов может быть разным в отдельных районах Мирового океана. Измерения естественного электрического поля водной толщи обнаружили неоднородность его структуры. По характеру структуры электрического разреза все зарегистрированные при вертикальных зондированиях кривые электрического потенциала можно подразделить пока на три типа (по мере увеличения числа наблюдений в различных районах океана, очевидно, значительно увеличится и количество типов).

Первый тип характеризуется возрастанием потенциала на 4—6 мВ в верхнем слое, глубже потенциал меняется незначительно. Этот тип кривых характерен для Саргассова моря, моря Лаптевых

¹ По Р. М. Деменичкой, А. М. Городницкому, М. М. Казанскому, Н. Н. Трубятчинскому.

и юго-западной части Черного моря, где течения довольно слабые (рис. 1.3).

Второй тип характеризуется возрастанием потенциала на 12—20 мВ до горизонта 500 м, глубже, до горизонта 1000 м, происходит

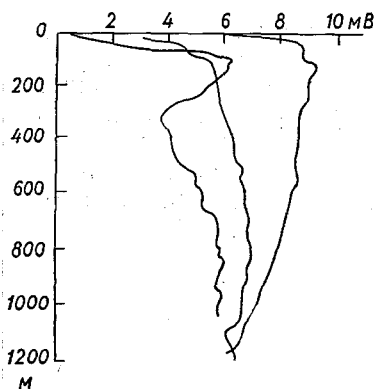


Рис. 1.3. Кривые изменения потенциала естественного электрического поля с глубиной в Саргассовом море. Атлантический океан, 1963 (первый тип).

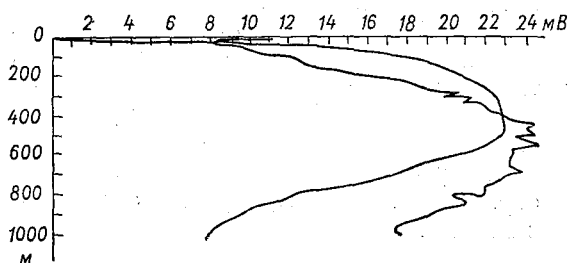


Рис. 1.4. Кривые изменения потенциала естественного электрического поля с глубиной района течений Гольфстрима и Лабрадорского, Атлантический океан, 1963 (второй тип).

падение потенциала на 10—15 мВ. Этот тип кривых потенциала наблюдался в районах, прилегающих к Гольфстриму и Лабрадорскому течению, т. е. в местах с большими скоростями водных потоков (рис. 1.4).

Третий тип характеризуется изменением потенциала переменного знака в пределах 3—5 мВ в верхнем 200—300-метровом слое, далее до горизонта 600—900 м наблюдается падение потенциала на 6—12 мВ и глубже, до горизонта 1000—1100 м потенциал почти не изменяется. Этот тип кривых встречается преимущественно в средней, удаленной от берегов части Атлантического океана за пределами Саргассова моря (рис. 1.5).

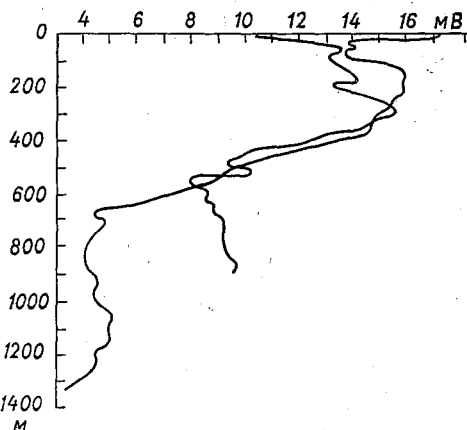


Рис. 1.5. Кривые изменения потенциала естественного электрического поля в открытой части Атлантического океана, 1963 (третий тип) и индикация нижней границы Гольфстрима.

Структура электрического поля, величина и интенсивность вариаций в значительной степени зависят от характера магнитного поля района. Исходя из теоретических разработок Максвелла, Прайса и др., были сделаны попытки создать методы расчета

электрического поля для отдельных типов вариаций. Эти методы достаточно широко освещены в литературе. Общим для них является то, что они дают идеализированную картину распределения токов, которая не может приниматься в расчет при решении задач прикладного характера.

Через параметры электрического поля представляется возможным исследовать водные массы, их физико-химические характеристики. Кроме того, изучение электрического поля океана может дать ценную информацию о глубинной структуре поля течений и гидробиологических процессах.

На рис. 1.5 показана также индикация нижней границы Гольф-стрима на горизонте порядка 700 м, полученная в результате измерения потенциала естественного электрического поля.

Весьма интересна информация, полученная в результате измерения естественного электрического поля океана. В частности, в результате измерения естественного электрического поля океана была обнаружена индикация нижней границы Гольф-стрима на горизонте порядка 700 м.

Глава II

СТРОЕНИЕ, ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОРСКОЙ ВОДЫ

§ 6. Современные представления о молекулярном строении воды

Вода состоит из 11,19% водорода и 88,81% кислорода, причем характерно, что по объему водорода в 2,00285 раз больше, чем кислорода.

Аномалии воды. При рассмотрении воды как физического тела в ней можно заметить много особенностей — аномалий, отличающих ее от большинства других физических тел. Наиболее важные из них следующие:

1. Из кинетической теории следует, что плотность тела при повышении температуры должна уменьшаться. Плотность воды при повышении температуры от 0 до 4°С увеличивается. При 4° плотность становится наибольшей и при дальнейшем повышении температуры уменьшается.

2. При замерзании вода увеличивает свой объем (почти на 10%). Плотность пресного льда равна 0,9 г/см³. Плотность большинства других тел, кроме висмута и галлия, увеличивается при переходе из жидкого состояния в твердое.

3. Вода обладает большой удельной теплоемкостью. При плавлении льда (0°) отмечается увеличение удельной теплоемкости с 0,49 в твердой фазе до 1,009 в жидкой. Затем теплоемкость воды до температуры около 40° уменьшается и только после этого начинает увеличиваться.

4. Лед обладает исключительно большой теплотой плавления, равной 79,4 калорий на грамм, т. е. вода и лед при 0° отличаются по содержанию скрытой энергии почти на 80 калорий.

5. Скрытая теплота парообразования очень велика — 539 калорий на грамм при температуре 100°.

6. Диэлектрическая постоянная воды ϵ при 20° равна 81 единице СГСЭ, а у большинства других тел она находится в пределах от 2 до 3 единиц.

Прямым следствием такой большой диэлектрической постоянной, с химической точки зрения, является большое ионизирующее свойство воды (расщепление растворенных веществ на ионы) и параллельная ей большая способность к растворению.

7. Коэффициент преломления света в воде $n=1,34$. Между тем как по волновой теории света, он должен был бы быть равным $n = \sqrt{\epsilon} = 9$.

Все эти аномалии объясняются строением молекулы и особенностями структуры воды.

Молекулярное строение морской воды. Для выяснения строения молекулы воды рассмотрим, как расположены два атома (положительных иона) водорода относительно одного атома (отрицательного иона) кислорода. Это можно сделать, исследуя тепловое движение молекулы, которое можно представить как сумму шести составляющих. Три из них характеризуют поступательное движение вдоль трех взаимно перпендикулярных осей, а три другие — вращательное — вокруг тех же осей. Эти составляющие характеризуют шесть степеней свободы молекулы.

Максвелл и Больцман доказали, что при тепловом движении молекулы газа (а следовательно, и водяного пара) на каждую из степеней свободы приходится одинаковое количество кинетической энергии, равное $e = \frac{1}{2} kT$, где $k = 1,38042 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}$ есть постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, °К.

Тогда для молекулы газа с f степенями свободы кинетическая энергия будет равна

$$e_f = \frac{f}{2} kT.$$

Полная кинетическая энергия грамм-молекулы любого газа, содержащей N молекул, будет

$$E_k = Ne_f = \frac{f}{2} kNT, \quad (2.1)$$

где $N = 6,02472 \cdot 10^{23}$ г/моль — постоянная Авогадро.

Произведение из постоянной Больцмана k и постоянной Авогадро N является также величиной постоянной и называется универсальной газовой постоянной, обозначаемой через R и равной $8,31662 \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{град} \cdot \text{моль}} \cong 1,986 \frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{моль}}$. Поэтому формулу (2.1) можно записать в виде

$$E_k = \frac{f}{2} RT. \quad (2.2)$$

С кинетической энергией связана теплоемкость газа при постоянном объеме, которая может быть подсчитана из соотношения

$$c_v = \left(\frac{dE_k}{dT} \right)_v = \frac{d \left(\frac{f}{2} RT \right)}{dT} = \frac{f}{2} R.$$

Для модели молекулы водяного пара, представляющего собой газ с шестью степенями свободы

$$c_v = \frac{6}{2} R = 5,958 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}.$$

Точные измерения показали, что у водяного пара при низких температурах молекулярная теплоемкость c_v стремится к этой величине. Следовательно, можно утверждать, что строение молекулы водяного пара должно быть таким, чтобы обеспечивалось шесть степеней свободы молекулы. Этому условию соответствует только такая модель молекулы, в которой составляющие ее ионы (атомы) не располагаются на одной прямой.

Одной из наиболее подходящих моделей молекулы водяного пара является модель, в которой ядра атомов располагаются по вершинам равнобедренного треугольника таким образом, что центр инерции их лежит вблизи вершины его, занимаемой ядром кислорода. Вокруг этого центра инерции движутся электроны. Упрощенно можно принять, что электронная оболочка молекулы есть сфера радиуса r .

Геометрический образ модели молекулы водяного пара представлен на рис. 2.1. Доказано, что молекулы воды имеют аналогичную структуру. Физическое обоснование приведенной выше

модели объясняется связями электрического происхождения. Вступая в химическое соединение, при образовании воды атом кислорода присоединяет к своей системе по одному электрону, отнятому от атомов водорода, и тем самым становится отрицательно заряженным ионом. В свою очередь, оба водородных атома, лишенные электронов, превращаются в положительно заряженные ионы.

Исследование этих электрических связей показало, что молекулы воды образуют электрический диполь, обладающий значительным результирующим электрическим моментом ($1,84 \cdot 10^{-18}$ электростатических единиц). Поэтому, попадая в электрическое поле, они сами воздействуют на это поле, давая сильную поляризацию, которая характеризуется большой диэлектрической постоянной ($\epsilon = 81$ единице СГСЭ). Такой большой результирующий момент возможен только при строении молекулы воды по модели молекулы водяного пара.

В настоящее время известны с большой точностью основные элементы, характеризующие геометрическую модель воды (рис. 2.1). Расстояния между атомами водорода $HH = 1,50 \cdot 10^{-8}$ см, между

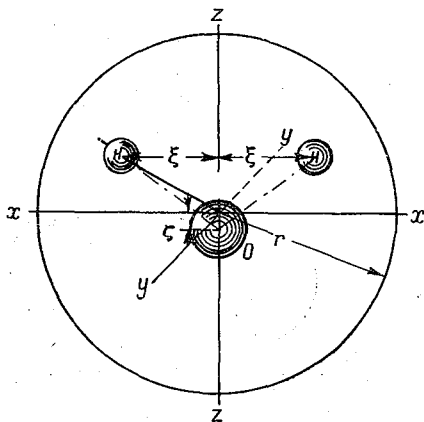


Рис. 2.1. Модель молекулы водяного пара.

атомами водорода и кислорода $OH=0,96 \cdot 10^{-8}$ см, между вершиной треугольника и центром инерции $\zeta=0,13 \cdot 10^{-8}$ см, радиус электронной оболочки $r=1,38 \cdot 10^{-8}$ см, угол при вершине $\text{НОН}=106^\circ$.

Стереометрия воды и льда. До недавнего прошлого предполагалось, что вода представляет собой типичное аморфное вещество, в котором молекулы движутся в полном беспорядке и прилегают одна к другой так плотно, как только могут быть наиболее компактно уложены шариками.

Успехи стереохимии, основанные на достижениях рентгенографического анализа, показали сходство структуры воды с кристаллической моделью: в воде существует упорядоченное расположение молекул, по крайней мере на сравнительно небольших расстояниях.

Расчеты плотности воды при различной упаковке молекул воды

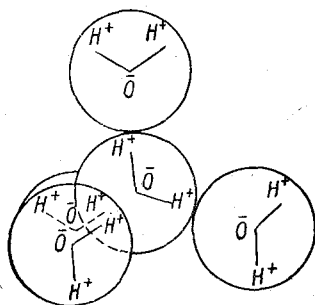


Рис. 2.2. Тетраэдральное расположение молекул воды.

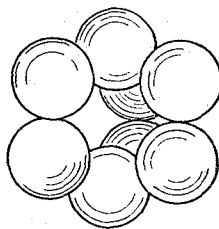


Рис. 2.3. Схема молекулярных комплексов воды (по Зукену).

привели к выводу, что последние не располагаются по форме наиболее плотной упаковки, когда одна молекула вышележащего слоя касается двух нижележащих молекул, так как в этом случае плотность воды была бы в два раза больше фактической.

Совпадение расчетной и фактической плотностей достигается только в том случае, когда молекулы имеют тетраэдральное расположение. При этом четыре молекулы, занимающие вершины тетраэдра, окружают пятую. Положительные ионы водорода направлены в данном случае в сторону отрицательных ионов кислорода соседних молекул (рис. 2.2).

Полученные из расчетов представления о расположении молекул воды полностью подтвердились при рентгенографии воды.

Подобное построение молекул имеет кварц, в связи с чем по молекулярному строению вода может быть отождествлена с кварцем (аллотропическое видоизменение кремнезема SiO_2). Кроме ассоциаций молекул по кварцевой решетке происходит их ассоциация по близкой к ней тетраэдрической решетке тридимита, также являющегося аллотропным изменением кремнезема, но имеющего менее плотную решетку, которая идентична решетке льда. Естественно, что кристаллическое строение воды распространяется только на некоторое расстояние от молекулы, а сами ассоциированные в группы

молекулы образуются в различных участках объема, то распадаясь, то появляясь вновь.

Наряду с ассоциированными молекулами существуют в воде и беспорядочно расположенные молекулы, упаковка которых более плотна, чем у ассоциированных молекул.

При охлаждении дистиллированной воды количество ассоциированных молекул возрастает и препятствует увеличению плотности воды, связанному с ее охлаждением. Тем не менее плотность воды возрастает с понижением температуры воды до 4°C . При дальнейшем охлаждении плотность воды уменьшается. Это объясняется тем, что при понижении температуры ниже 4°C преобладающим процессом является ассоциация молекул в решетку молекул льда (тридимита), имеющую менее плотную упаковку молекул. При замерзании воды происходит почти полная перестройка молекул в решетку ледяных молекул, что вызывает резкое уменьшение плотности (увеличение удельного объема).

Известная упорядоченность группировки молекул может быть объяснена следующим образом.

Вследствие расположения атомов водорода под углом около 106° внутримолекулярные электрические силы компенсируются не полностью и молекула воды образует электрический диполь со сравнительно большим дипольным моментом. Силы диполя и проявляются прежде всего в том, что молекулы H_2O ассоциируются в многочисленные комплексы.

А. Эукен объясняет образование молекулярных комплексов следующим образом. Каждый центральный атом кислорода, не теряя связь с атомами водорода своей молекулы, может образовать с четырьмя более далекими атомами кислорода после создания водородных связей более сложные молекулы — агрегаты. При этом он считает, что в жидкой воде происходит образование зависящей от температуры смеси из восьми-, четырех- и двухчленных молекул с остатком одночленных молекул воды. В то время как двух- и четырехчленные молекулы представляют линейные, частично тупоугольные цепочки, восьмичленные молекулы образуют замкнутые образования в виде треугольных призм (рис. 2.3). Благодаря внутреннему полному пространству они имеют относительно большой объем, и их называют «ледообразующими молекулами». Они представляют главную основу для построения из таких отдельных тридимитообразных призм особенно крупночистой кристаллической решетки обычного льда. Равновесие отдельных больших молекул, зависящее от температуры, поддерживается тем, что при понижении температуры возрастает количество высокомолекулярных и прежде всего восьмичленных молекул.

На рис. 2.4 представлена зависимость от температуры относительного содержания (по отношению к содержанию простых молекул $(\text{H}_2\text{O})_1$ молекулярных агрегатов восьмичленных $(\text{H}_2\text{O})_8$, четырехчленных $(\text{H}_2\text{O})_4$ и двухчленных $(\text{H}_2\text{O})_2$.

Наличием ассоциаций молекул и перестройкой их решеток объясняется не только увеличение плотности дистиллированной воды

с повышением температуры от 0 до 4°С и увеличением объема при замерзании воды, но и такие аномалии воды, как ее высокая теплоемкость, большая теплота плавления и парообразования, влияние давления на температуру замерзания и другие, связанные с затратами энергии на ассоциацию и диссоциацию молекул и преодоление электрических моментов при перестройке молекул в соответствующий тип решеток.

Однако стереометрия строения воды не может объяснить всех ее аномалий, так как в ней не учитывается наличие в воде изотопных соединений водорода и кислорода.

Изотопы кислорода и водорода. «Тяжелая вода». Кислород и водород — основные элементы воды, определяющие ее агрегатное состояние и основные свойства. До 30-х годов считалось, что все

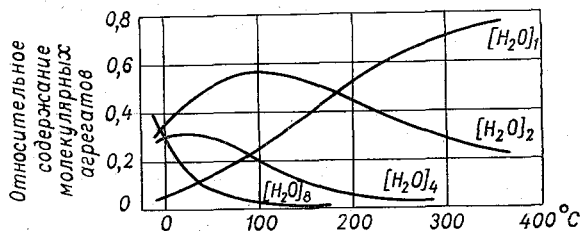


Рис. 2.4. Относительное содержание молекулярных агрегатов в морской воде.

вещества, в том числе кислород и водород, представляют собой простые химические элементы или их соединения. При этом не удалось определить абсолютную массу атомных ядер, а определялись лишь условные атомные веса. При производстве опытов по определению массы атомных ядер обнаружилось, что вещества, считавшиеся ранее простыми химическими элементами, на самом деле есть смесь нескольких элементов — изотопов, обладающих близкими атомными весами, т. е. массами ядер. Различие ядер по массам, а следовательно, и по физическим свойствам объясняется тем, что при одном и том же числе протонов ядра имеют разное число нейтронов.

Число изотопных разновидностей ограничено в силу возникающей потери устойчивости ядра с изменением числа нейтронов. Тем не менее еще далеко не все изотопы элементов известны. Так, например, до недавнего времени считалось, что у водорода возможны три изотопа. В настоящее время установлено пять изотопов. Из них наиболее существенное значение имеют первые два: изотоп H^1 с массовым числом 1, равным числу протонов, который называют легким водородом, и изотоп $H^2 = D$ с массовым числом 2, равным сумме протона и нейтрона, названный дейтерием. Изотоп $H^3 = T$ с массовым числом 3, равным сумме протона и двух нейтронов — тритий, представляет собой радиоактивный изотоп. Вследствие неустойчивости атома в природной воде его обнаружить практически невозможно.

Аналогично и кислород имеет несколько изотопов, основными из которых являются O^{16} с массовым числом 16, равным сумме 8 протонов и 8 нейтронов, O^{17} с массовым числом 17 (8 протонов + 9 нейтронов) и O^{18} с массовым числом 18 (8 протонов + 10 нейтронов).

Лабораторным путем удалось получить изотопы кислорода O^{15} и O^{19} , которые, так же как и тритий, являются неустойчивыми и в природной воде практически не обнаруживаются.

Наличие изотопов кислорода и водорода свидетельствует, что вода представляет собой смесь всех изотопных соединений кислорода и водорода. Основную массу воды составляют молекулы чистой воды $H_2^1O^{16}$, составляющих 99,73% всего объема воды. Остальной объем воды приходится на молекулярные соединения изотопов водорода H^2 и кислорода O^{17} и O^{18} в различных сочетаниях не только между собой, но и с простыми атомами H^1 и O^{16} . Эти сочетания называют «тяжелой водой».

В табл. 3 представлено, по Дитриху, процентное содержание различных компонент воды. В последней графе для сравнения показаны химические элементы, растворенные в воде, содержание которых близко к содержанию соответствующего компонента тяжелой воды.

Таблица 3

Компоненты воды (по Дитриху)

Молекула воды	% общего объема воды	% объема тяжелой воды	Соответствует концентрации в морской воде следующего элемента
$H_2^1O^{16}$	99,73	—	—
$H_2^1O^{18}$	0,20	73,5	Магний
$H_2^1O^{17}$	0,04	14,7	Кальций
$H^1O^{16}H^2$	0,032	11,8	Калий
$H^1O^{18}H^2$	0,00006	0,022	Аргон
$H^1O^{17}H^2$	0,00001	0,003	Фосфор
$H_2^2O^{16}$	0,000003	0,001	Железо
$H_2^2O^{18}$	0,000000006	0,000002	Ртуть
$H_2^2O^{17}$	0,000000001	0,0000003	Золото

Из таблицы видно, что в тяжелой воде преобладают молекулярные соединения $H_2^2O^{18}$, называемые кислородно тяжелой водой.

Молекулярные соединения $H_2^2O^{16}$ (D_2O) называют водородно тяжелой водой. Соединение из трития — $H^3(T)$ — сверхтяжелая вода, в Мировом океане содержится в весьма ничтожном количестве

и при пересчете на тритий составляет всего 800 г на весь Мировой океан. Изотопы кислорода O^{15} и O^{19} , так же как и изотопы водорода H^4 и H^5 , в природной воде пока не обнаружены, а получены лабораторным путем. Поэтому молекулярные соединения, включающие эти изотопы, в общий объем воды не вошли.

Свойства чистой воды H_2O^{16} и составляющих тяжелой воды существенно различны между собой. Наиболее полно исследованы физические свойства водородно тяжелой (дейтериевой) составляющей тяжелой воды H_2O^{16} (D_2O), которые представлены в табл. 4. (по Фрицману).

Т а б л и ц а 4

Физические свойства обычной (H_2O^{16}) и водородно тяжелой (D_2O) воды

Физическое свойство	H_2O^{16}	D_2O
Плотность при 20° С	0,9982	1,1056
Температура наибольшей плотности, °С	4	11,6
Температура замерзания, °С	0	3,8
Температура кипения, °С	100	101,42
Диэлектрическая постоянная при 20° С (единицы СГСЭ)	82	80,5
Вязкость при 20° С (пуазы)	0,01082	0,01420
Поверхностное натяжение (дин/см)	72,75	67,8

Вода как растворитель обладает замечательным свойством растворять различные вещества благодаря сильно выраженной полярности и большому дипольному моменту молекул. Теоретически не растворимых в воде веществ не существует, если время для растворения этого вещества не ограничено. Поэтому в природе не встречается химически чистая вода.

Морская вода отличается от вод суши значительно более богатым качественным составом растворенных в ней веществ, и поэтому все ее свойства оказываются отличными от свойств пресной воды. Изменение свойств воды под влиянием растворенных в ней веществ настолько велико, что морскую воду можно рассматривать как раствор, подчиняющийся всем законам, присущим слабым растворам. Особенностью морской воды как раствора является то, что она представляет слабый и поэтому полностью ионизированный раствор, содержащий большое количество частиц.

Размеры растворенных в морской воде частиц весьма разнообразны. Поэтому морская вода может в отдельных случаях вести себя как молекулярный или кристаллоидный раствор, когда размеры растворенных частиц меньше 10^{-7} см и не обнаруживаются оптическим путем, а при пересыщении, наблюдаемом в процессе льдообразования, выделяются кристаллы. При увеличении размеров

растворенных неорганических и органических веществ она приближается к коллоидным, а вблизи побережий и к мутным растворам. В таких растворах происходит постепенное соединение растворенных веществ и осаждение вследствие увеличения их веса. Наличие примесей, находящихся во взвешенном состоянии, существенным образом влияет на оптические, акустические и другие явления, протекающие в океане.

§ 7. Химический состав морской воды и ее соленость

Химический состав морской воды. Как отмечено выше, теоретически в морской воде могут быть найдены почти все существующие в природе вещества. Правда, некоторые элементы находятся в столь малых количествах, что их присутствие обнаруживается только в морских организмах, собирающих эти элементы из окружающей их морской воды. Таковы, например, кобальт, никель и олово, найденные в крови голотурий, омаров, устриц и других животных. Присутствие некоторых других элементов доказывается лишь их наличием в морских отложениях. Кроме твердых веществ в морской воде растворены некоторые газы: кислород, азот, аргон, углекислота, сероводород и др. и некоторое количество органического вещества океанического и материкового (принесенного береговым стоком) происхождения.

Среднее количество растворенных в водах Мирового океана твердых веществ составляет около 3,5% по весу и лишь в отдельных морях, соединенных с океаном, может достигать 4,0% (Красное море). Больше всего в морской воде содержится хлора — 1,9%, т. е. более 50% всех растворенных в воде твердых веществ. Затем следуют натрий — 1,06%, магний — 0,13%, сера — 0,088%, кальций — 0,040%, калий — 0,038%, бром — 0,0065%, углерод — 0,003%. Содержание остальных веществ определяется еще меньшими величинами, а некоторые из них обнаруживаются только при анализах морских организмов, которые, естественно, могли их получить только из морской воды.

Главнейшие растворенные в воде элементы обычно находятся не в чистом виде, а в виде соединений (солей). Основными из них являются:

1) хлориды (NaCl , MgCl), процентное содержание которых равно 88,7% всех растворенных в воде твердых веществ. Они обуславливают горько-солёный вкус воды;

2) сульфаты (MgSO_4 , CaSO_4 , K_2SO_4), которых в морской воде содержится 10,8%.

3) карбонаты (CaCO_3), 0,3%.

Следует отметить, что в речной воде соотношение между растворенными солями обратное. Больше всего в ней содержится карбонатов (60,1%) и меньше всего хлоридов (5,2%).

Общее содержание твердых веществ (частиц), растворенных в морской воде, принято выражать в тысячных долях весовых

единиц — промилле и обозначать знаком ‰. Содержание растворенных твердых веществ, выраженное в промилле, численно равно их весу, содержащемуся в одном килограмме морской воды и выраженному в граммах.

Размеры твердых частиц и их соединений (солей), растворенных в морской воде, весьма малы и не превышают 10^{-7} см. Поэтому чистая (незагрязненная) морская вода ведет себя как молекулярный (кристаллоидный) раствор.

Однако, как отмечено выше, в морской воде всегда находится известное количество твердого вещества в виде взвесей неорганического и органического происхождения, которые придают морской воде некоторые свойства коллоидных растворов (броуновское движение, электрофорез и др.), а при большом скоплении крупных частиц — свойства мутных растворов.

В водах океана непрерывно идут сложные химические, биологические и геологические процессы, изменяющие состав и содержание растворенных в нем веществ. Эти процессы можно разделить на две группы.

Процессы 1-й группы меняют лишь общую концентрацию раствора, не затрагивая его содержания, т. е. соотношений между растворенными веществами. Сюда относятся приток пресных вод, осадки, испарение, образование и таяние льда. При этих процессах концентрация раствора может меняться в очень широких пределах — от 0 до 4 ‰ (от 0 до 40‰).

Процессы 2-й группы меняют содержание, т. е. соотношение между растворенными в воде веществами. К ним относятся фотосинтез растений и дыхание животных, сильно меняющие содержание газов, деятельность бактерий, деятельность всех организмов, расходующих некоторые вещества на постройку своих скелетов, панцирей и тканей, а также отложение и распад (растворение) донных отложений.

Эти процессы могут очень сильно — в несколько раз — изменять содержание фосфатов, нитратов, нитритов, солей аммония и других микроэлементов, имеющих большое биологическое значение, так как они в значительной мере определяют условия развития населяющих океан организмов.

Содержание главных элементов эти процессы почти не затрагивают.

Содержание в морской воде таких элементов, как Na, K, Mg, Ca, обусловлено выветриванием горных пород и последующим их выносом реками. Содержание Cl, SO_4 , Br обусловлено дегазацией мантии и выносом в океан через атмосферу или подземные пути на дне океана. Поэтому можно предположить, что состав океана менялся под влиянием выноса береговым стоком продуктов химического выветривания земной коры и поступления летучих веществ (прежде всего HCl), выделяемых мантией и прорывающихся через земную кору и дно океана, а также атмосферу, менявшую свой состав. По А. П. Виноградову, 50% солевой массы приходится на долю выветривания, а 50% на долю дегазации мантии.

Вместе с тем изменения химического состава Мирового океана, на протяжении доступного для нас периода изучения истории Земли, оказались весьма незначительными, что свидетельствует о его стабилизации.

Соленость морской воды. Исследования морской воды по поручению специальной международной комиссии были выполнены группой ученых в составе Кнудсена (методика сбора проб, удельные веса и вычисление таблиц), Форха (коэффициент термического расширения морской воды), Серенсена (хлор и соленость) и другими лицами, принявшими участие в этой обширной работе. Анализу было подвергнуто большое число проб воды с соленостью от 2,688 до 40,181‰, собранных в разных частях Мирового океана. При этом оказалось, что содержание в этих пробах хлора составляло не меньше 55,21% и не больше 55,34% от веса всех растворенных веществ. Главнейшим результатом этих исследований было установление факта о стабильности соотношения между растворенными в морской воде веществами для различных частей Мирового океана, которая получила название постоянство солевого состава морской воды.

Благодаря этому оказалось возможным составить таблицы для вычисления солености и удельного веса морской воды по содержанию в ней хлора как элемента, содержащегося в наибольшем количестве, названные их составителем М. Кнудсенем (1901 г.) гидрографическими. С тех пор этими таблицами пользуются при всех океанографических расчетах. В 1931 г. были изданы наши отечественные океанографические таблицы, составленные Н. Н. Зубовым. В этих таблицах под содержанием хлора понимается число граммов хлора, эквивалентное общему количеству галогенов, содержащихся в 1000 г морской воды. (К галогенам относятся фтор, хлор, бром, иод.)

Под соленостью понимается общий вес в граммах всех твердых веществ, растворенных в 1000 г морской воды, при условии, что бром замещен эквивалентным количеством хлора, все карбонаты превращены в окислы и все органические вещества сожжены (при 480°С).

Соотношение между соленостью S и содержанием хлора Cl выражается формулой

$$S = 0,030 + 1,8050Cl.$$

Считается, что действительное содержание солей никогда не отличается от вычисленного по приведенной формуле больше, чем на 0,25%.

Внутренние бассейны, частично или полностью отчлененные от Мирового океана и благодаря этому сильно распресненные или, наоборот, осолоненные, могут иметь иной солевой состав, а следовательно, и другие соотношения между соленостью и содержанием хлора.

В Балтийском и Черном морях эти отличия почти незаметны. Однако в Азовском и Каспийском различия весьма существенны.

Поэтому для соотношения между соленостью и содержанием хлора выглядят так:

Азовское море

$$S = 0,23 + 1,79C_1,$$

Каспийское море

$$S = 0,14 + 2,386C_1.$$

Для расчета солености в таких морях составлены особые таблицы.

В настоящее время для определения солености морской воды разработан более совершенный метод, основанный на измерении электропроводности морской воды. Применение этого метода оказалось возможным после разработки в последние годы прецизионных приборов для измерения электропроводности морской воды. ЮНЕСКО совместно с Национальным океанографическим институтом Великобритании опубликовало Международные океанологические таблицы. При составлении таблиц использовано следующее условное соотношение между соленостью и хлорностью:

$$S^{\text{‰}} = 1,80655C_1^{\text{‰}}.$$

В основу соотношения между соленостью и относительной электропроводностью¹ R_{15} положены точные определения хлорности и R_{15} 135 проб морской воды, собранных в слое от поверхности до 100 м. Эти пробы взяты из всех океанов, а также из Балтийского, Черного, Средиземного и Красного морей. После перевода хлорности в соленость по приведенному соотношению был рассчитан методом наименьших квадратов следующий полином:

$$S^{\text{‰}} = -0,08996 + 28,29720R_{15} + 12,80832R_{15}^2 - \\ - 10,67869R_{15}^3 + 5,98624R_{15}^4 - 1,32311R_{15}^5.$$

Среднеквадратическая ошибка при расчете солености по этой формуле равна 0,002‰ при хлорности больше 15‰ и 0,005‰ при меньшей.

Следует отметить, что новый метод измерения солености по относительной электропроводности ни в коей мере не исключает физического определения солености, приведенного выше.

Газы в морской воде. Вода поглощает (растворяет) газы, с которыми она соприкасается. Естественно, что, соприкасаясь с атмосферой, океан должен содержать в растворе, в первую очередь, все атмосферные газы. Кроме того, в море поступают газы, имеющие и другое происхождение, как например, связанное с биологической деятельностью, стоком вод и другими процессами.

Несмотря на то что газовый режим океана оказывает существенное влияние на гидробиологические и химические процессы, на

¹ Относительная электропроводность R_{15} — отношение электропроводности пробы воды к электропроводности воды с соленостью точно 35‰ при условии, что обе пробы находятся при одной и той же температуре (15° С для R_{15}) и при давлении в одну стандартную атмосферу.

распространение звука в воде и другие процессы, его изученность остается слабой.

Количество растворенных газов в воде Q зависит от парциального давления данного газа p и от его растворимости m и определяется соотношением

$$Q = pm.$$

Растворимость газа, в свою очередь, зависит от температуры и солености воды. Как правило, она увеличивается с понижением температуры и уменьшением солености. Действительное содержание каждого газа в воде определяется, кроме того, интенсивностью связанных с ним химических и биологических процессов и условиями перемешивания и вертикальной циркуляции. Поэтому содержание некоторых газов, например кислорода, часто выражают в процентах от его насыщающего количества и называют относительным содержанием. За насыщающее принимают то количество газа, которое может раствориться в воде данной температуры и солености при нормальной сухой атмосфере и давлении 760 мм.

Кислород и азот. Насыщающее количество кислорода и азота в морской воде в зависимости от температуры и солености, по данным Фокса, представлено в табл. 5.

Из таблицы видно, что соотношение кислорода и азота, растворимых в воде ($O_2 : N_2 \approx 1 : 2$), иное, чем в атмосфере, где оно равно приблизительно 1 : 4.

Таблица 5

Насыщающее количество кислорода и азота (мл/л) при давлении атмосферы 760 мм рт. ст.

Температура °C	Соленость, ‰									
	0		10		20		30		35	
	O ₂	N ₂	O ₂	N ₂	O ₂	N ₂	O ₂	N ₂	O ₂	N ₂
-2	—	—	—	—	9,50	16,97	8,81	15,69	8,47	15,05
0	10,29	18,64	9,65	17,43	9,00	16,24	8,36	15,05	8,04	14,45
10	8,02	15,02	7,56	14,17	7,09	13,31	6,63	12,46	6,41	12,03
20	6,57	12,59	6,22	11,97	5,88	11,35	5,52	10,74	5,35	10,43
30	5,57	10,98	5,27	10,49	4,95	10,01	4,65	9,53	4,50	9,29

Кислород поступает в воду не только из атмосферы, но и в результате фотосинтеза растений, находящихся в верхних слоях воды, в которые проникает солнечный свет. В этих слоях летом, особенно на мелководье, наблюдается повышенное содержание кислорода (до 180%). В Азовском море, по наблюдениям Н. М. Книповича, перенасыщение воды кислородом достигало 315%. Перенасыщение воды кислородом может также наблюдаться при ее нагревании. Избыток кислорода в этих случаях передается атмосфере.

Кислород, растворенный в воде, расходуется на дыхание морских организмов и на окисление находящихся в ней веществ. При этом относительное содержание кислорода может сильно понижаться. Понижается оно и на больших глубинах, куда кислород поступает только в результате вертикальной циркуляции. В некоторых случаях, когда перемешивание отсутствует (штиль), в районах, где на поверхности моря находится сильно распресненная вода, содержание кислорода падает до нуля даже в верхних слоях. Это явление, сопровождаемое так называемым «замором» рыбы, обычно наблюдается в мелководных и предустьевых районах морей.

Содержание растворенного в морской воде азота изменяется сравнительно мало. В поверхностных слоях его относительное содержание всегда близко к 100% и обычно уменьшается с увеличением глубины. В особых условиях вертикальной циркуляции содержание азота с глубиной возрастает.

Избыток азота образуется, по-видимому, за счет восстановления нитратов и распада органических веществ. Растворенный азот усваивается в каком-то количестве вблизи берегов особыми азотфиксирующими бактериями и перерабатывается ими в азотистые соединения, которые затем поглощаются растениями.

Сероводород (H_2S) появляется в морской воде в тех случаях, когда передача на глубину кислорода, накопление которого происходит только в поверхностных слоях океана, в силу каких-либо причин затруднена. Присутствие сероводорода отмечено в некоторых глубоких фиордах Норвегии, в Каспийском, Черном и Аравийском морях.

В Черном море содержание сероводорода достигает 6,5 мг/л. Вертикальное перемешивание достаточно хорошо развито здесь лишь до горизонта 75—125 м. Ниже этого слоя количество кислорода быстро падает и на горизонте 175—225 м становится равным нулю. Начиная с горизонта 100—150 м, в воде появляется сероводород.

В Аравийском море сероводородная область обнаружена (1934 г.) к востоку от мыса Рас-эль-Хад на склонах к большому океанским глубинам. На глубине 421 м в придонной пробе содержание сероводорода оказалось равным примерно 19 мл/л.

Образование сероводорода в морской воде объясняют либо деятельностью гнилостных бактерий, разлагающих органический белок, либо деятельностью сероводородных (анаэробных) бактерий. Сероводородные бактерии в бескислородной среде используют для дыхания кислород сульфатов, преобразуя их в сульфиты, и одновременно выделяют углекислоту. Соединяясь с сульфитами, углекислота образует карбонаты и сероводород.

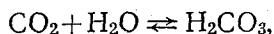
Не исключен и иной путь появления сероводорода — вынос его находящимися на дне минеральными (сероводородными) источниками. Во всех трех случаях слабое вертикальное перемешивание и, как следствие его, отсутствие кислорода является необходимым условием накопления сероводорода. В присутствии кислорода он легко окисляется.

Углекислота, или двуокись углерода (CO_2), растворяется в воде в значительно бóльших количествах, чем кислород и азот. При этом в нейтральной воде растворимость свободной углекислоты, так же как и растворимость кислорода и азота, уменьшается с повышением температуры. Для дистиллированной воды при давлении 760 мм это уменьшение составляет от 1713 мл/л при 0° до 665 мл/л при 30° .

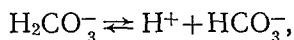
При одной и той же температуре растворимость свободной углекислоты уменьшается с увеличением солености. Так, например, при температуре 0° растворимость углекислоты уменьшается от 1713 мл/л при солености, равной нулю, до 1406 мл/л при солености 40‰.

Если бы вода не обладала ни свойством щелочи, ни кислоты, т. е. была нейтральной, то насыщающее количество свободной углекислоты вследствие малости ее парциального давления могло бы достигать лишь 0,5 мл/л, в то время как насыщающее количество азота достигает 19,0 мл/л, а кислорода 10,5 мл/л. Однако морская вода всегда имеет слабощелочную реакцию, и углекислота ведет себя в ней совершенно иначе, чем кислород и азот. Часть углекислоты по мере растворения вступает в соединение с основаниями. В раствор переходят новые количества углекислоты, и в результате общее ее содержание (свободной, связанной) может достигать 50 мл/л.

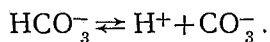
Углекислота, соединяясь с водой, образует угольную кислоту



которая затем дважды диссоциирует, выделяя сначала бикарбонатный ион



а затем карбонатный



Между углекислотой атмосферы и океана устанавливается, таким образом, подвижное равновесие.

Присутствие в морской воде легко перестраивающихся соединений углекислоты заставляет при исследовании ее общего баланса в водах океана учитывать не только свободную углекислоту, но и связанную (карбонаты и бикарбонаты), и, наконец, общее ее содержание. При этом оказывается, что с увеличением солености общее содержание углекислоты не только не уменьшается, как содержание кислорода, азота и свободной углекислоты, но, наоборот, увеличивается.

Запасы углекислоты в океане поддерживаются дыханием организмов и растворением известковых пород дна и берегов, а также современных органогенных отложений (скелетов, раковин и т. д.). Значительные количества углекислоты поступают в океан при подводных вулканических извержениях. Расходуется углекислота на

фотосинтез растений и на образование организмами скелетов и раковин.

Щелочной резерв. Активная реакция морской воды. Морская вода, как отмечено выше, обладает свойствами щелочи. Щелочность морской воды определяется щелочным резервом, который может быть выражен количеством кислоты, которое надо прибавить к определенному объему воды, чтобы в ней не оставалось карбонатных и бикарбонатных ионов и недиссоциированных молекул угольной кислоты.

С диссоциацией угольной кислоты и содержанием карбонатных (CO_3) и бикарбонатных (HCO_3) ионов, т. е. с щелочным резервом, тесно связано содержание водородных ионов.

Как показано выше, первая и вторая диссоциации угольной кислоты приводят к образованию водородных ионов. Их концентрация определяет так называемую активную реакцию морской воды. Она характеризует равновесие между угольной кислотой и карбонатами и бикарбонатами. Действительно, бикарбонаты и карбонаты делают морскую воду щелочной. Угольная кислота, наоборот, делает ее кислой. Поэтому активная реакция (концентрация водородных ионов) определяет степень диссоциации угольной кислоты, соответствующую равновесию с карбонатными и бикарбонатными ионами.

Для воды, как для любого электролита, существует соотношение концентрации диссоциированной и недиссоциированной ее частей

$$\frac{[\text{H}^+][\text{OH}^-]}{[\text{H}_2\text{O}]} = K_{\text{H}_2\text{O}},$$

где $K_{\text{H}_2\text{O}}$ — константа диссоциации воды.

Как установлено опытом, концентрация водородных ионов в воде равна одной десятичной миллионной нормальной (нормальный раствор водородных ионов есть раствор 1 г H^+ в литре воды). Следовательно, в одном литре нейтральной воды содержится $1 \cdot 10^{-7}$ г водородных ионов. Поэтому, если в воде концентрация водородных ионов равна концентрации гидроксильных ионов ($\text{H}^+ = \text{OH}^- = 10^{-7}$ г), то вода нейтральна, если преобладают водородные ионы ($\text{H}^+ > 1 \cdot 10^{-7}$ г), то вода кислая, а если преобладают гидроксильные ионы ($\text{H}^+ < 10^{-7}$ г), то вода щелочная.

Принято выражать концентрацию водородных ионов показателем степени (десятичным логарифмом), взятым с обратным знаком и обозначать рН. Таким образом,

$$\text{pH} = \lg [\text{H}^+].$$

Из предыдущего следует, что если $\text{pH} = 7$, то вода нейтральная, если $\text{pH} > 7$, то вода щелочная, и если $\text{pH} < 7$, то вода кислая.

Концентрация водородных ионов тесно связана с содержанием свободной и связанной углекислоты. Установлено, что рН растет с увеличением концентрации карбонатных и бикарбонатных ионов и с уменьшением содержания свободной углекислоты CO_2 .

В открытом море рН колеблется от 7,8 до 8,8. Летом, когда фитопланктон энергично потребляет углекислоту поверхностных слоев, величина рН растет. Зимой, когда дыхание преобладает над ассимиляцией углекислоты, рН понижается. С глубиной рН уменьшается, так как давление повышает диссоциацию угольной кислоты, а это делает воду более кислой.

Таким образом, содержание углекислоты, щелочной резерв и концентрация водородных ионов тесно связаны между собой.

§ 8. Физические свойства морской воды

Физические свойства дистиллированной воды зависят только от двух параметров: температуры и давления. Физические же свойства морской воды зависят, кроме того, еще и от солености, которая составляет наиболее характерную ее особенность. Некоторые свойства, как например, сжимаемость, термическое расширение, коэффициент преломления, относительно мало изменяются с изменением солености, в то время как другие — плотность, температура замерзания и наибольшей плотности и другие существенно зависят от солености. С соленостью связано наличие таких свойств морской воды, которых нет у дистиллированной (осмотическое давление, электропроводность).

Рассматривая физические свойства природной воды, необходимо учитывать наличие растворенных (взвешенных) в воде частиц и особенности ее движения.

Наличие растворенных в природной воде частиц изменяет ее оптические, акустические и другие свойства. Процессы теплопроводности, диффузии, трения протекают в неподвижной воде несоизмеримо медленнее по сравнению с этими же процессами, наблюдающимися в воде при турбулентном ее движении. Поэтому значения коэффициентов теплопроводности, диффузии, вязкости, полученные в лабораторных условиях в неподвижной воде, т. е. для молекулярных процессов, не имеют практического значения при изучении реальных процессов в океане и требуют замены соответствующими коэффициентами турбулентной теплопроводности, диффузии и вязкости. Однако следует иметь в виду, что если одни физические свойства морской воды, не зависящие от наличия в ней примесей и характера движения, могут быть определены с высокой точностью в зависимости от температуры, солености и давления, то другие могут быть определены только приближенно, так как меняются с изменением количества взвешенных в воде частиц и характера движения, которые в настоящее время не могут быть определены с достаточной точностью.

Не все физические свойства имеют одинаковое значение при изучении процессов, протекающих в Мировом океане. Наиболее важными являются такие, как плотность, теплоемкость, температура замерзания и наибольшей плотности, которые и рассматриваются ниже с большей подробностью. Другие, как, например, температура

кипения, молекулярная вязкость, теплопроводность и диффузия, имеют меньшее значение и поэтому освещаются менее детально.

Плотность, удельный вес и удельный объем морской воды. Одну из важнейших характеристик морской воды составляет плотность, с которой тесно связаны такие понятия, как удельный вес и удельный объем. От распределения плотности воды зависит горизонтальная и вертикальная циркуляция вод Мирового океана. В свою очередь, плотность морской воды зависит от ее температуры, солености и давления, из которых наибольшей изменчивостью во времени и пространстве обладает температура воды.

Плотностью морской воды $S \frac{t}{4}$ в океанографии принято называть отношение веса единицы объема воды при той температуре, которую она имела в момент наблюдений, к весу единицы объема дистиллированной воды при 4°C , т. е. при температуре ее наибольшей плотности. Как следует из определения, понятие плотности, принятое в океанографии, не соответствует физическому понятию плотности, согласно которому плотность определяется массой, содержащейся в единице объема, и имеет размерность $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ (в системе СГС). Океанографическое понятие плотности соответствует принятому в практике понятию удельного веса, который является величиной безразмерной.

Численно плотность морской воды $S \frac{t}{4}$ равна физической плотности, так как масса одного кубического сантиметра дистиллированной воды при температуре 4° принимается за единицу. Однако при производстве различных физических расчетов, в которых используется плотность морской воды, следует помнить о ее размерности. Так как плотность морской воды больше единицы (среднее значение для океанов равно $1,025 \text{ г/см}^3$), то по предложению Кнудсена для сокращения записи введено понятие условной плотности морской воды σ_t , определяемой из соотношения

$$\sigma_t = \left(S \frac{t}{4} - 1 \right) \cdot 10^3.$$

Численное значение плотности морской воды определяется через значение удельного веса морской воды при температуре $17,5^{\circ} - S \frac{17,5}{17,5}$ или при температуре $0^{\circ} - S \frac{0}{4}$. Удельный вес $S \frac{17,5}{17,5}$ определяется как отношение веса единицы объема морской воды при температуре $17,5^{\circ}$ (соответствующей средней комнатной температуре) к весу единицы объема дистиллированной воды той же температуры. Соответственно удельный вес $S \frac{0}{4}$ определяется как отношение веса единицы объема морской воды при температуре 0°C к весу единицы объема дистиллированной воды при температуре 4°C .

Вместо истинных значений удельных весов в практике для сокращения записей пользуются условными удельными весами, определяемыми из соотношений

$$\rho_{17,5} = \left(S \frac{17,5}{17,5} - 1 \right) \cdot 10^3;$$

$$\sigma_0 = \left(S \frac{0}{4} - 1 \right) \cdot 10^3.$$

Условный вес при температуре 0°С — σ_0 называют стандартным условным весом морской воды.

Во многих случаях бывает удобнее пользоваться не плотностью морской воды, а обратной величиной $\alpha \frac{t}{4} = \frac{1}{S \frac{t}{4}}$, называемой

удельным объемом морской воды. Так как удельный объем всегда больше 0,9, но меньше 1,0, то, по предложению Н. Н. Зубова, для сокращения записей введено понятие условного удельного объема v_t , определяемого соотношением

$$v_t = \left(\alpha \frac{t}{4} - 0,9 \right) \cdot 10^3.$$

В результате исследований, выполненных комиссией Международного совета по изучению морей (Кнудсен и др., 1901 г.), были установлены соотношения между удельным весом при 0°С и при 17°С, с одной стороны, и содержанием хлора (Cl‰) и соленостью (S‰) морской воды, с другой. Они выражаются следующими уравнениями:

$$\sigma_0 = -0,069 + 1,4708Cl - 0,001570Cl^2 + 0,0000398Cl^3,$$

$$\sigma_0 = -0,093 + 0,8149S - 0,000482S^2 + 0,0000068S^3;$$

$$\rho_{17,5} = (0,1245 + 0,940\sigma_0 + 0,000155\sigma_0^2) \times 1,00129.$$

По этим уравнениям составлены таблицы «Соответствия величин Cl, S, σ_0 и $\rho_{17,5}$ », включенные в сборник «Океанологические таблицы», Н. Н. Зубов, Гидрометеиздат, 1957 (табл. 7).

Соответственно значениям $\rho_{17,5}$ вычисляется условная плотность морской воды σ_t по формуле

$$\sigma_t = \rho_{17,5} - E.$$

Значения поправки в зависимости от $\rho_{17,5}$ и температуры воды t даются в «Океанологических таблицах» (табл. 8).

Когда требуется определение условной плотности σ_t с более высокой точностью, вычисления производятся через условный удельный вес σ_0 по формуле Кнудсена

$$\sigma_t = \sum_t + (\sigma_0 + 0,1324) [1 - A_t + B_t (\sigma_0 - 0,1324)].$$

Условная плотность дистиллированной воды Σ_t при температуре t и коэффициенты A_t и B_t рассчитываются по формулам:

$$\Sigma_t = \frac{(t - 3,98)^2 t + 283}{503,570t + 67,26^\circ}$$

$$A_t = t(4,7867 - 0,098185t + 0,0010843t^2) \cdot 10^{-3},$$

$$B_t = t(18,030 - 0,8164t + 0,001667t^2) \cdot 10^{-6}.$$

Значения величин Σ_t , A_t , B_t при различных температурах t даны в «Океанологических таблицах» (табл. 9).

По плотности морской воды определяется удельный объем, как величина, обратная плотности. В «Океанологических таблицах» дана таблица перевода условной плотности σ_t в условный удельный объем v_t (табл. 12) и таблица для непосредственного определения v_t по температуре и солёности для океанских вод (табл. 11).

Определение условного удельного объема может производиться и с помощью специальных графиков, называемых *TS*-диаграммами и включаемых в специальные сборники номограмм и графиков для океанографических расчетов. Эти диаграммы представляют систему изолиний условного удельного объема, нанесенных в прямоугольной системе координат T (температура) и S (солёность).

Приведенные формулы и рассчитанные по ним таблицы и диаграммы позволяют определять плотность и удельный объем морской воды при атмосферном давлении, принимаемом в океанографии за нулевое значение, т. е. в поверхностном слое. В природных условиях (*in situ*) морская вода находится на различных глубинах и подвержена воздействию гидростатического давления вышележащих слоев, которое вызывает сжатие воды и соответствующее уменьшение ее удельного веса (увеличение плотности). Поэтому при определении истинных значений плотности и удельного объема морской воды, которые она имеет на глубине своего залегания, необходимо учитывать ее сжимаемость.

Сжимаемость морской воды. Давление воды p в океане увеличивается на каждые десять метров глубины примерно на 1 бар, который равен 10^6 дин/см².

В физике величина 1 дин/см² также называется баром. Следовательно, 1 бар, принятый в океанографии, равен 10^6 бара, принятым в физике. Величину давления, равную 0,1 бара, называют децибаром. 0,001 бара — миллибаром. Следовательно, на каждый метр глубины давление увеличивается на один децибар. Это обстоятельство позволяет легко переходить от глубины, выраженной в метрах, к давлению, выраженному в децибарах.

Под действием давления вышележащих слоев происходит сжатие морской воды и уменьшение удельного объема α на величину

$\frac{d\alpha}{dp}$. Отношение изменения удельного объема под действием дав-

ления $\frac{d\alpha}{dp}$ к значению удельного объема α называют истинным

коэффициентом сжимаемости морской воды k . Следовательно,

$$k = \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dp}.$$

Вместо истинного значения коэффициента сжимаемости при вычислении удельного объема *in situ* пользуются средним коэффициентом сжимаемости μ , который связан с истинным соотношением

$$k = \frac{\mu + p \frac{d\mu}{dp}}{1 - \mu p}. \quad (2.3)$$

Значение удельного объема при давлении p определяется через удельный объем на поверхности моря α_0 (при давлении, равном нулю) и средний коэффициент сжимаемости по формуле

$$\alpha = \alpha_0 (1 - \mu p). \quad (2.4)$$

Для расчетов среднего коэффициента сжимаемости морской воды Экманом была предложена эмпирическая формула, которая дает удовлетворительный результат только для воды соленостью от 13,0 до 38,53‰ и с температурой более 20°С. Поэтому при практических расчетах условного удельного объема v_{pts} вместо формулы (2.4) пользуются формулой, предложенной Бьеркнесом,

$$v_{pts} = v_t + \delta_p + \delta_{tp} + \delta_{sp} + \delta_{stp}, \quad (2.5)$$

где v_t — условный удельный объем морской воды на поверхности моря;

$\delta_p = \alpha_{35, 0, 0} - \alpha_{35, 0, p}$ — поправка на давление для воды с температурой $t = 0^\circ\text{C}$ и соленостью $S = 35\text{‰}$;

$$\delta_{tp} = (\alpha_{35, t, p} - \alpha_{35, 0, p}) - (\alpha_{35, t, 0} - \alpha_{35, 0, 0});$$

$$\delta_{sp} = (\alpha_{s, 0, p} - \alpha_{35, 0, p}) - (\alpha_{s, 0, 0} - \alpha_{35, 0, 0});$$

$$\delta_{stp} = [(\alpha_{s, t, p} - \alpha_{35, t, p}) - (\alpha_{s, t, 0} - \alpha_{35, t, 0})] - [(\alpha_{s, 0, p} - \alpha_{35, 0, p}) - (\alpha_{s, 0, 0} - \alpha_{35, 0, 0})].$$

Поправки δ_{tp} , δ_{sp} , δ_{stp} представляют добавки к δ_p за счет отклонения t и S от 0° до 35‰ . Все поправки даются в «Океанологических таблицах» (табл. 15—18).

Сжимаемость морской воды невелика. Однако при изучении многих процессов, как например: исследование плотностных течений, адиабатических изменений температуры, устойчивости, скорости звука и других, ее учет может привести к весьма существенным ошибкам.

Интересно отметить, что, несмотря на малую сжимаемость морской воды, уровень реального Мирового океана расположен примерно на 30 м ниже того уровня, который он бы занимал при условии несжимаемости воды.

Термические свойства морской воды. К термическим свойствам морской воды относятся ее температура, удельная теплоемкость, теплопроводность, температура наибольшей плотности и замерзания, теплота испарения (конденсации) и плавления (льдообразования). В зависимости от исследуемых тепловых процессов в океане роль тех или иных характеристик неодинакова. Так, например, на льдообразование существенное влияние оказывают соотношение между температурой замерзания и наибольшей плотности, теплота плавления (льдообразования), которые не имеют значения при исследовании процессов в морской воде при температурах выше температуры замерзания.

Однако при рассмотрении практически любых тепловых процессов невозможно обойтись без учета теплоемкости и турбулентной теплопроводности.

Удельная теплоемкость. Удельная теплоемкость определяется количеством тепла, которое необходимо затратить на нагрев 1 г вещества на 1°С. Удельная теплоемкость зависит от давления, под которым находится тело, и от его объема. Для твердых тел и жидкостей более важной физической характеристикой является теплоемкость при постоянном давлении c_p , которая может быть практически измерена. Теплоемкость при постоянном объеме c_v имеет значение только при изучении некоторых процессов, протекающих в морской воде, например, распространение звука. В этих случаях она определяется по теплоемкости при постоянном давлении, так как измерить ее непосредственно затруднительно.

Теплоемкость морской воды c_p зависит от ее температуры t и солёности S . Эта зависимость для атмосферного давления (по Н. Н. Зубову) представлена в табл. 6.

Таблица 6

Удельная теплоемкость морской воды при атмосферном давлении $\left(\frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град.}} \right)$

$t^{\circ} \text{C}$	$S^{\text{‰}}$				
	0	10	20	30	40
0	1,009	0,977	0,959	0,947	0,935
10	1,002	0,970	0,953	0,941	0,929
20	0,999	0,967	0,950	0,938	0,926
30	0,998	0,966	0,949	0,937	0,925

Как видно из таблицы, удельная теплоемкость морской воды уменьшается с увеличением солёности и температуры. Она уменьшается и с увеличением давления. Так, например, морская вода солёностью 34,85‰ при температуре 0°С имеет теплоемкость при давлении 1000 децибар (на глубине 1000 м) 0,926, а при давлении 10 000 децибар $0,872 \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град.}}$.

Удельная теплоемкость воды при постоянном объеме c_v меньше теплоемкости при постоянном давлении и может быть рассчитана по значению c_p на основе первого и второго начал термодинамики и уравнения состояния.

Расчетная формула имеет вид

$$c_v = c_p - \frac{T\alpha e^2}{kI},$$

где T — абсолютная температура, α — удельный объем, e — коэффициент теплового расширения, k — истинный коэффициент сжимаемости и I — механический эквивалент работы.

Чаще при расчетах важно знание не абсолютной величины c_v , а отношения $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, используемого, в частности, для расчета скорости звука в воде.

Для дистиллированной воды при температуре ее наибольшей плотности 4°С и атмосферном давлении $\gamma = 1$. С повышением температуры γ увеличивается до 1,1022 при температуре 90°С.

По данным Экмана, для морской воды соленостью 34,85‰ и атмосферном давлении γ растет от 1,0004 при 0°С до 1,0207 при 30°С. Растет γ и при увеличении давления. Так, например, при 0°С и давлении 1000 децибар $\gamma = 1,009$, а при давлении 10 000 децибар и той же температуре $\gamma = 1,0126$.

Удельная теплоемкость воды превышает теплоемкость других веществ. Только несколько веществ, как аммиак и жидкий водород, имеют удельную теплоемкость больше, чем вода (1,2 и 3,4 $\frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$ соответственно). Большинство же веществ, в том числе воздух и породы земной коры, имеют удельную теплоемкость значительно меньше, чем вода. Так, например, воздух имеет удельную теплоемкость 0,237, гранит 0,200, кварц 0,190 $\frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$.

Высокая теплоемкость воды по сравнению с теплоемкостью суши оказывает огромное влияние на характер тепловых и динамических процессов, протекающих в атмосфере, обеспечивая накопление больших запасов тепла в океане в теплую часть года и постепенную его передачу атмосфере в зимнюю.

Теплопроводность. Под теплопроводностью морской воды понимается количество тепла, переносимого в единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению градиента температуры, когда последний равен единице. Она характеризуется либо коэффициентом молекулярной теплопроводности λ , когда передача тепла осуществляется молекулами воды при их хаотическом движении, либо коэффициентом турбулентной теплопроводности, когда передача тепла осуществляется большими объемами воды при их вихревом (турбулентном) движении.

Общее количество тепла Q , переносимое в результате молекулярной теплопроводности, определяется формулой

$$Q = \kappa \frac{dt}{dz}, \quad (2.6)$$

где $\frac{dt}{dz}$ — градиент температуры.

Наибольшие изменения температуры в океане, а следовательно, и наибольшие ее градиенты наблюдаются в вертикальном направлении. Горизонтальные градиенты температуры примерно в 10^6 — 10^7 раз меньше вертикальных. Тем не менее даже в вертикальном направлении передача тепла за счет молекулярной теплопроводности протекает весьма медленно вследствие малого значения коэффициента молекулярной теплопроводности. Для дистиллированной воды с температурой 15°C он равен $1,39 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{град}}$, а для мор-

ской воды немного меньше и возрастает с увеличением температуры и давления. Расчеты показывают, что если бы температура воды на поверхности океана была 0°C , а затем повысилась до 30°C и оставалась неизменной, то в результате молекулярной теплопроводности температура на глубине 300 м оказалась бы через 1000 лет равной только 3°C .

Молекулярная теплопроводность в чистом виде в океане может наблюдаться только тогда, когда либо вода неподвижна, либо частицы воды перемещаются в виде параллельных струй (ламинарное движение). Ни одно, ни другое условие в океане не наблюдается. Как показывают наблюдения, в воде практически всегда происходит вихревое (турбулентное) движение. Поэтому как приведенный пример расчета интенсивности молекулярной теплопроводности, так и отсутствие реальных условий для ее существования в океане позволяют не принимать в расчет молекулярную теплопроводность.

Для океана основную роль играет теплопроводность, связанная с турбулентностью, которая будет рассмотрена в гл. III. Здесь только отметим, что коэффициент турбулентной теплопроводности в тысячи раз больше коэффициента молекулярной теплопроводности.

С теплопроводностью связана температуропроводность, характеризующая скорость переноса тепла. Она имеет размерность $\text{см}^2/\text{с}$ в системе СГС и определяется как отношение коэффициента теплопроводности воды к ее теплоемкости при постоянном давлении c_p и плотности ρ . Для молекулярной температуропроводности это отношение имеет вид

$$a = \frac{\kappa}{c_p \rho}.$$

Тепловое расширение морской воды, температура ее наибольшей плотности и замерзания. С изменением температуры морской воды изменяется и ее объем. Мерой этого изменения служит коэф-

коэффициент теплового (объемного) расширения e , определяемый из соотношения

$$e = \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dt} \text{ 1/град.}$$

где α — удельный объем.

Зависимость e от температуры и солёности представлена на рис. 2.5. На этом рисунке линия $e=0$ характеризует те значения температуры и солёности, при которых удельный объем будет наименьшим, а следовательно, плотность — наибольшей. Поэтому ее можно рассматривать как кривую, характеризующую температуру наибольшей плотности морской воды в зависимости от солёности.

Как видно, температура наибольшей плотности понижается с увеличением солёности.

На том же рисунке пунктиром показана кривая, характеризующая зависимость температуры начала замерзания морской воды от ее солёности. Обе кривые пересекаются в точке с солёностью 24,695‰ и температурой — 1,33°.

При замерзании морской воды, как будет показано ниже, происходит выделение солей из образовавшегося льда, вследствие чего солёность незамерзшей воды возрастает.

С увеличением солёности понижается температура замерзания; следовательно, одной из особенностей льдообразования в морской воде будет то, что этот процесс может происходить только при непрерывном понижении температуры. В пресной воде, как известно, замерзание воды происходит при неизменной температуре.

Вторая особенность льдообразования в морской воде связана с точкой пересечения кривых температуры наибольшей плотности и начала замерзания морской воды.

Температура наибольшей плотности воды с солёностью меньше 24,695‰, так же как и пресной воды, лежит выше температуры ее замерзания. Поэтому процесс замерзания развивается в такой воде почти так же, как в пресной.

Осенью, с началом холодов, начинается общее выхолаживание водоемов. Прежде всего, охлаждается поверхностный слой воды. Плотность ее при этом повышается и вода с поверхности опускается

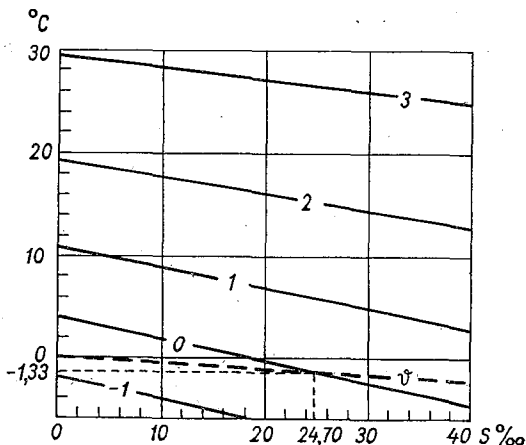


Рис. 2.5. Коэффициент теплового расширения морской воды ($e \cdot 10^4$) при атмосферном давлении в зависимости от температуры и солёности.

вниз, а на ее место поднимается более теплая вода. Благодаря перемешиванию вся толща воды достигает сначала определенной температуры (гомותרмия), равной температуре наибольшей плотности. При дальнейшем охлаждении плотность воды поверхностного слоя начинает уменьшаться и перемешивание прекращается. Для образования льда в воде с соленостью меньше 24,695‰ оказывается достаточным ее охлаждение до температуры замерзания сравнительно тонкого поверхностного слоя.

Температура наибольшей плотности воды с соленостью, большей 24,695‰, лежит ниже температуры ее замерзания.

При охлаждении такой воды перемешивание во время замерзания не прекращается. Поэтому для образования льда необходимо охладить значительно больший по толщине поверхностный слой, чем при замерзании пресной и солоноватой воды.

Скрытая теплота испарения и льдообразования. Скрытая теплота испарения воды определяется количеством тепла в калориях, затрачиваемого на превращение 1 г воды в пар той же температуры. Равное ему количество тепла, выделяемое при конденсации 1 г водяного пара, называется скрытой теплотой конденсации. Для дистиллированной воды в пределах температур от 0 до 30° С скрытая теплота испарения определяется формулой

$$L = 596 - 0,52t \text{ кал/г,}$$

которая используется и при расчетах испарения морской воды.

Скрытая теплота испарения воды, как следует из формулы, велика, и поэтому она играет большую роль в тепловом балансе поверхности океана и атмосферы. Это тепло вместе с водяным паром переходит в атмосферу, составляя положительную часть ее теплового баланса и отрицательную для океана.

Скрытая теплота льдообразования определяется количеством тепла в калориях, выделяемого при переходе одного грамма воды в лед той же температуры. Равное ему количество тепла, затрачиваемое на превращение одного грамма льда в воду, называют скрытой теплотой плавления льда. Для пресного льда она равна 79,67 кал/г при 0° С.

Для морского льда, таяние которого происходит при непрерывном повышении температуры, правильнее говорить не о скрытой теплоте плавления, а о числе калорий, необходимых для расплавления 1 г морского льда с начальной температурой t . Это тепло расходуется на плавление чистого льда, заключенного в 1 г морского льда, и на повышение температуры чистого льда и рассола¹, образующегося при таянии льда. Затрачиваемое при этом количество тепла приведено в табл. 7 (по Н. Н. Зубову).

Вязкость (внутреннее трение). Вязкость, так же как и теплопроводность, можно рассматривать:

¹ Определение рассола и процесса его образования дано в гл. IV.

Таблица 7

Количество тепла (кал), необходимое для растопления 1 г морского льда при температуре t и солёности S (по Н. Н. Zubovу)

Температура, °С	Солёность, ‰			
	0	4	10	15
—1	80	64	38	17
—5	83	78	72	67
—10	85	85	79	76

а) как физическое свойство морской воды, когда исследуются процессы в условиях ламинарного движения при малых скоростях; в этом случае она называется молекулярной вязкостью и характеризуется коэффициентом молекулярной вязкости. Иногда пользуются также коэффициентом кинематической вязкости, который равен произведению коэффициента молекулярной вязкости на удельный объем жидкости;

б) как характеристику возможности и интенсивности перемешивания при различных динамических процессах, в основном вихревых, сопровождающихся перераспределением и выравниванием гидрологических характеристик. В этом случае она называется турбулентной (виртуальной) вязкостью. Турбулентная вязкость рассматривается в главе о перемешивании.

По молекулярно-кинетической теории вязкость жидкости представляет собой силу, необходимую для противодействия разъединению временно объединенных молекул. Ее можно определить также как силу, необходимую для того, чтобы сдвинуть столб жидкости с поверхностью основания и высотой, равными единице, относительно соседнего с ним слоя, со скоростью, равной единице. Вязкость характеризует обмен количеством движения между соседними слоями. Вязкость, или сила внутреннего трения F , отнесенная к единице площади, определяется по известной формуле Ньютона

$$F = \eta \frac{dv}{dz},$$

где η — коэффициент молекулярной вязкости, $\frac{dv}{dz}$ — градиент скорости в направлении z .

Направление силы перпендикулярно направлению градиента скорости.

В системе СГС единицей коэффициента молекулярной вязкости, называемого также коэффициентом внутреннего трения, принят пуаз $\left(\frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{с}}\right)$. Для кинематической вязкости

$$\nu = \alpha \eta$$

единицей измерения принят стокс $\left(\frac{\text{см}^2}{\text{с}}\right)$. Величина молекулярной вязкости, по Стефану и Аррениусу, равна $180 \cdot 10^{-4}$ пуаз.

Вязкость морской воды увеличивается с повышением солености и резко уменьшается с повышением температуры. Если принять значение коэффициента вязкости дистиллированной воды при 0°C за 100, то относительные значения этого коэффициента (при атмосферном давлении) могут быть представлены данными табл. 8. Влияние давления на коэффициент вязкости η мало.

Таблица 8

Относительные величины вязкости η
(по Рупину и Крюммелю)

Температура, °C	Соленость, ‰		
	0	20	40
0	100,0	103,2	105,9
10	73,0	75,8	78,5
20	56,2	58,6	61,1
30	44,9	47,0	49,1

При рассмотрении большинства процессов, протекающих в океане, молекулярной вязкостью обычно пренебрегают, так как она так же как и молекулярная теплопроводность в тысячи раз меньше турбулентной вязкости. Расчеты показывают, что для образования течения на глубине 10 м со скоростью, равной половине скорости на поверхности при наличии только молекулярной вязкости, потребовалось бы 2,4 года. Передача же количества движения от поверхности в глубинные слои за счет турбулентной вязкости происходит в отрезки времени, определяемые часами.

Однако для таких процессов, как осаждение взвешенных в воде твердых частиц и мельчайших живых организмов (планктона), «парящих» в воде, молекулярная вязкость имеет существенное значение. Эти организмы имеют рожки, иголки и другие приспособления для «парения», использующие вязкость воды. Скорость осаждения твердых частиц пропорциональна квадрату их радиуса и обратно пропорциональна коэффициенту молекулярной вязкости. Поэтому, зная коэффициент вязкости, можно определить размеры малых частиц по скорости их осаждения, что используется, например, в практике определения размеров частиц морских грунтов.

Диффузия и осмотическое давление. Частицы растворенного вещества в слабых растворах, подобных морской воде, отдалены друг от друга на очень большие расстояния. Находясь в неупорядоченном движении, они устремляются в сторону наименьшего сопротивления среды. Такой средой является либо чистый растворитель, либо масса воды с меньшей концентрацией солей. Поэтому, когда

соприкасаются два раствора различной концентрации, частицы растворенного вещества начинают переходить из раствора с большей концентрацией в раствор с меньшей концентрацией. Переход будет продолжаться до тех пор, пока концентрации обоих растворов не выравняются.

Переход частиц из слоя в слой, осуществляемый без помощи механического перемешивания, носит название молекулярной диффузии.

Процесс молекулярной диффузии растворенных в воде солей и газов происходит весьма медленно. Он определяется соотношением

$$M = \alpha \frac{dS}{dz},$$

где M — количество растворенных частиц, прошедших через площадку 1 см^2 в направлении, перпендикулярном градиенту концентрации раствора $\frac{dS}{dz}$ в единицу времени; D — коэффициент молекулярной диффузии, $\text{см}^2/\text{с}$, когда S выражается в $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, и в $\frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{с}}$, когда S выражено в $\text{г}/\text{г}$.

Если под S понимать соленость, то формула будет определять диффузию солей, а если концентрацию растворенных в воде газов, то диффузию газов.

Так же как молекулярная теплопроводность и молекулярная вязкость, молекулярная диффузия не играет существенной роли при изучении реальных процессов в океане, так как коэффициент диффузии равен $2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$, и ею обычно пренебрегают.

Основным процессом, определяющим перенос солей и газов в океане в горизонтальном и особенно в вертикальном направлении, является турбулентная диффузия, о которой будет речь ниже при рассмотрении процессов перемешивания.

С соленостью морской воды связано физическое свойство, отсутствующее в дистиллированной воде, осмос. Это свойство имеет важное биологическое значение, обеспечивая проникновение в морские организмы необходимых им для питания и построения их тел веществ, растворенных в морской воде.

Явление осмоса наблюдается в том случае, когда раствор отделен от растворителя полупроницаемой пленкой, которая пропускает молекулы растворителя, но не пропускает молекулы растворенного вещества. В этом случае молекулы растворителя, стремясь выравнять концентрацию, начинают переходить в раствор, повышая его уровень до положения равновесия. В результате этого создается давление на пленку, называемое осмотическим давлением и определяемое величиной гидростатического давления, его уравновешивающего. Осмотическое давление увеличивается на $\frac{1}{273}$ часть при повышении температуры на 1°C . Особенно сильно оно возрастает при увеличении солености. Для морской воды с температурой 20°C осмотическое давление равно для воды соленостью 4‰ — 2,28, 12‰ — 8,30, 20‰ — 13,92, 28‰ — 19,65 и 36‰ — 25,50 мм рт. ст.

Поверхностное натяжение воды. Простые опыты обнаруживают у жидкостей, и в частности, у воды особое свойство, называемое поверхностным натяжением и заключающееся в том, что поверхность воды ведет себя так, как будто она покрыта тонкой упругой пленкой.

Если положить на поверхность воды плашмя тонкую стальную иглу, то она не тонет. Но достаточно той же иглой проткнуть поверхность воды, как игла проходит через образовавшееся отверстие и погружается.

Образование поверхностной пленки объясняется тем, что молекула на поверхности жидкости лишь со стороны жидкости окружена молекулами жидкости, вследствие чего ее энергия вдвое больше энергии молекулы, находящейся внутри жидкости. Стремясь занять положение с минимальной потенциальной энергией, молекулы жидкости на поверхности стремятся втянуться внутрь объема. Жидкость под действием внутренних сил молекулярного притяжения стремится уменьшить свою свободную поверхность. В результате на границе свободной поверхности действует сила поверхностного натяжения, направленная касательно к поверхности жидкости и равная

$$F = \alpha l,$$

где l — длина контура границы, α — коэффициент поверхностного натяжения.

Коэффициент α характеризует свободную энергию единицы площади $\left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}\right)$ поверхности жидкости. В то же время он равен работе, необходимой для образования 1 см^2 пленки. Коэффициент α может быть выражен силой, которую требуется приложить к единице длины воображаемой пленки и необходимой для удержания ее в растянутом состоянии. В последнем случае его единицей измерения будет $\frac{\text{дин}}{\text{см}}$.

Величина коэффициента поверхностного натяжения морской воды зависит от ее температуры и солености и приведена в табл. 9.

Таблица 9

Коэффициент поверхностного натяжения морской воды, дин/см (по Н. Н. Зубову)

Температура, °C	Соленость, ‰			
	5	15	25	35
0	75,75	75,97	76,19	76,41
15	73,59	73,81	74,03	74,25
30	71,43	71,65	71,87	72,09

Электропроводность морской воды. Морская вода представляет собой почти полностью ионизированный раствор различных солей и благодаря этому является достаточно хорошим проводником электрического тока. Электропроводность морской воды растет с повышением ее температуры и солености (рис. 2.6).

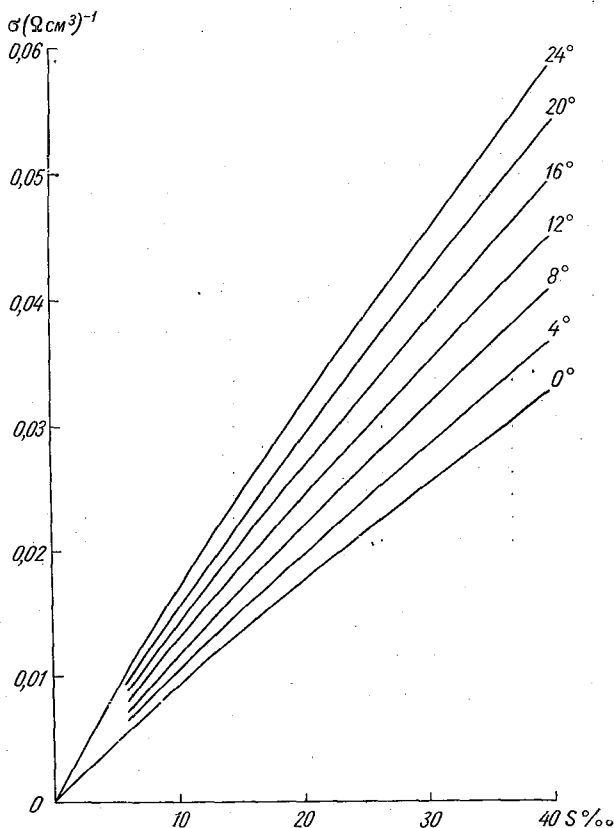


Рис. 2.6. Электропроводность морской воды.

Как видно на рисунке, при изменении солености от 6 до 40‰ и температуры от 0 до 24°C электропроводность воды увеличивается более чем в 10 раз, от 0,00574 до 0,0585 $\frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{см}^3}$.

Зависимость электропроводности морской воды от солености в настоящее время широко используется для определения последней вместо классического химического метода. Создание солемеров, работающих на принципе измерения электропроводности морской воды, позволило решить задачу непрерывной регистрации солености как во времени, так и в пространстве.

Радиоактивность вод океана. Радиоактивность морской воды, донных отложений, флоры и фауны моря в современный период

определяется содержанием в них естественных и искусственных радиоизотопов. Морская вода содержит в своем составе практически все известные радиоактивные изотопы. Общее представление о степени концентрации основных радиоизотопов в воде Мирового океана и ее удельной активности дает табл. 10. Из данных таблицы следует, что альфа-активность океанической воды в основном определяется содержанием в ней калия-40 и соответствует примерно $3,5 \times 10^{-10}$ Кюри/л. Другие излучатели и изотопы вносят в суммарную активность воды пренебрежимо малый вклад.

Таблица 10

Радиоактивность воды Мирового океана

Изотоп	Концентрация, г/л	Удельная активность, распад/см ³ ·с	Удельная активность, Кюри/л	Общее количество изотопов в Мировом океане, т	Общая активность Мирового океана, Кюри
Калий-40	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-10}$	63 000	460 000
Рубидий-81	$8,4 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-12}$	118 000	8 400
Уран-238	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$ *	$3,0 \cdot 10^{-12}$	2 800	3 800
Уран-235	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$ *	$8,0 \cdot 10^{-14}$	21	110
Торий-232	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$ *	$5,0 \cdot 10^{-15}$	14	8
Радий-226	$3,0 \cdot 10^{-13}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$ *	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$	1 100
Углерод-14	$4,0 \cdot 10^{-14}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-13}$	$5,6 \cdot 10^{-5}$	270
Тритий	$8,0 \cdot 10^{-17}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$ **	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	120

* Активность изотопа с дочерними продуктами.

** Только в верхнем слое воды толщиной 50—100 м.

Альфа-активность морской воды формируется в основном за счет урана, иония и радия и соответствует примерно $4 \cdot 10^{-10}$ Кюри/л. Морская вода отличается постоянством своего солевого состава, а уровень радиоактивности воды районов открытого моря находится в прямой пропорциональной зависимости от степени ее солёности; чем выше солёность, тем выше ее радиоактивность.

К настоящему времени в водах Мирового океана обнаружены далеко не все из известных радиоизотопов. Это объясняется их очень низким уровнем содержания в океане и отсутствием соответствующих методов определения. Это справедливо прежде всего по отношению к Sn¹²⁴, Tm¹³⁰, Nd¹⁵⁰, Sm¹⁵², Lu¹⁷⁶, W¹⁸⁰ и к другим, мало распространенным изотопам, имеющим большие периоды полураспада (10^{10} — 10^{20} лет). Большинство сведений о радиоактивности морей и океанов относится к содержанию и распределению в морской воде и донных осадках урана, тория и некоторых долгоживущих членов их радиоактивных семейств, а также генетически не связанных с ними изотопов К-40 и Rb-87. Время жизни этих радиоактивных элементов соизмеримо с возрастом земной коры, и они определяют основную часть естественной радиоактивности океанов. В морской воде присутствуют также изотопы с гораздо меньшими

периодами полураспада: H^3 , C^{14} , Bk^7 , Bk^{10} и Si^{32} . Наиболее полная сводка данных о концентрации природных радиоактивных элементов в водах Мирового океана приведена в работе Н. И. Попова. Следует, однако, заметить, что из-за малочисленности определений некоторых изотопов в морской воде и большого разброса результатов отдельных анализов данные о концентрации таких изотопов, как Ca^{48} , In^{115} , Sn^{124} , Th^{230} , T^{232} , Ra^{231} , нельзя принимать их в качестве средних для Мирового океана. Это положение относится и к тем членам радиоактивных семейств, которые не определялись в морской воде, так как расчет их средней концентрации, исходя из условий равновесия с ближайшими материнскими изотопами, не всегда обоснован из-за нарушения радиоактивного равновесия в океане.

По современным данным, природная радиоактивность морской воды определяется, в основном, наличием в ней радиоактивного изотопа калия K^{40} . Подсчитано, что в водах Мирового океана содержится $6,3 \cdot 10^{-10}$ тонн K^{40} , что дает удельное значение радиоактивности $3,5 \cdot 10^{-10}$ Кюри/л. Вклад в природную радиоактивность других радиоактивных изотопов таких, как Rb^{87} , U^{238} , Ra^{276} и др. невелик и составляет всего порядка 1% удельного значения, рассчитываемого по калию.

К сожалению, наблюдений над радиоактивностью вод океана до появления атомного оружия практически не было. Поэтому за природную радиоактивность принимается приведенная выше расчетная величина — $3,5 \cdot 10^{-10}$ Кюри/л.

Проведенные в последние годы наблюдения в различных частях Мирового океана показали, что радиоактивность вод в океанах превышает природную в 2 и более раза, а в отдельных районах Тихого и Индийского океанов — почти в 3 раза. При этом оказалось, что радиоактивность морской воды распределена сравнительно равномерно по акватории Мирового океана, что дает основание предполагать об атмосферной природе заражения вод океана.

Во всех трех океанах: Атлантическом, Индийском и Тихом результаты наблюдений дают примерно одинаковый характер распределения радиоактивности по вертикали. Отмечается три хорошо выраженных слоя распределения радиоактивности по глубине: поверхностный, промежуточный и глубинный, которые довольно тесно связаны с положением слоя скачка плотности (слоем резкого возрастания плотности).

Поверхностный слой располагается над слоем скачка до горизонта порядка 40—50 м. Он является слоем ветрового перемешивания и характеризуется наиболее высокими значениями радиоактивности, равномерно распределенной по глубине.

Промежуточный слой, совпадающий со слоем скачка, характеризуется резким падением количества радиоактивных веществ с глубиной.

Глубинный слой располагается ниже слоя скачка и характеризуется малыми значениями радиоактивности, которая здесь близка к природной.

При подводных атомных взрывах радиоактивность воды возрастает в районе взрыва в сотни тысяч и даже миллионы раз, в зависимости от мощности заряда. При этом радиоактивность морской воды определяется активностью осколков деления при взрыве и величиной наведенной радиоактивности в частицах, растворенных в воде.

Соотношения между радиоактивностью наведенной и обусловленной осколками деления при взрыве атомного заряда средней мощности, характеризуются следующими данными:

Время, прошедшее с момента взрыва	Число делящихся ядер за 1 с	Радиоактивность осколков деления, Кюри	Наведенная радиоактивность в морской воде, Кюри
0 мин	$4,440 \cdot 10^{22}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$5,047 \cdot 10^7$
3 мин	$7,476 \cdot 10^{20}$	$2,02 \cdot 10^{10}$	$1,007 \cdot 10^7$
1 ч	$4,490 \cdot 10^{20}$	$1,22 \cdot 10^{10}$	$6,431 \cdot 10^6$
5 ч	$9,094 \cdot 10^9$	$2,45 \cdot 10^9$	$1,466 \cdot 10^6$

Как видно из таблицы, наведенная радиоактивность в момент взрыва составляет всего 0,004% радиоактивности, определяемой осколками деления атомного заряда. Однако с увеличением промежутка времени после взрыва доля наведенной радиоактивности возрастает, а ее величина становится соизмеримой с радиоактивностью осколков деления. При этом, несмотря на уменьшение абсолютных значений радиоактивности, последняя долгое время остается значительно выше допустимой.

Если предположить, что радиоактивные изотопы химических элементов, растворенных в морской воде, распределены равномерно, в объеме $5 \cdot 10^{12}$ см³ (примерно равном массе воды, заключенной в «султане», образующемся при подводном взрыве атомной бомбы среднего калибра), то удельное значение наведенной радиоактивности в момент взрыва будет равно $5,047 \cdot 10^7 : 5 \cdot 10^{12} = 10^{-5}$ Кюри/см³. Допустимая радиоактивность воды для технических нужд $9 \cdot 10^{-8}$ Кюри/см³, а для питьевой воды $2,25 \cdot 10^{-9}$ Кюри/см³. Природная радиоактивность морской воды, как отмечено выше, принимается равной $3,5 \cdot 10^{-10}$ Кюри/л, или $3,5 \cdot 10^{-13}$ Кюри/см³.

§ 9. Некоторые особенности распределения солености, температуры и плотности вод Мирового океана

Соленость, температура и плотность — важнейшие физико-химические характеристики морской воды. Поэтому изменение их распределения во времени и пространстве определяет не только основные черты общего гидрологического состояния вод Мирового океана, но и их динамику. В свою очередь, характер распределения солености, температуры и плотности морской воды зависит не только от физических свойств самой воды (теплоемкости, теплопроводности, тре-

ния, диффузии и т. п.), но и от воздействия внешних факторов: прихода и расхода тепла, поступающего от Солнца, термического и динамического взаимодействия между океаном и атмосферой. Эти воздействия будут рассмотрены в последней главе. Здесь же рассмотрим только некоторые особенности распределения солености, температуры и плотности и их пространственно-временной изменчивости.

При этом нет необходимости приводить подробные данные о географическом распределении указанных характеристик, так как такие данные можно найти в специальных пособиях и трудах по региональной океанографии и, в частности, в «Морском атласе» (т. 2, физико-географический, 1953).

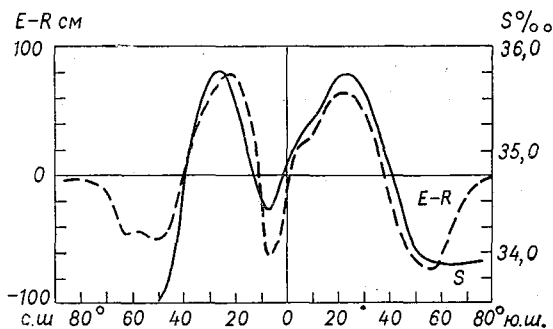


Рис. 2.7. Среднее годовое распределение по широтам солености (‰) и разности испарения и осадков $E-R$ (по Вюсту, 1954).

Распределение солености. На всех океанах (исключая моря) распределение солености поверхностных вод вдоль широтных зон более или менее равномерно. Минимум солености в открытых районах океанов отмечается вблизи экватора, а максимум в зонах около 20° северной и южной широты. К полюсам соленость уменьшается, достигая наименьших значений в приполярных районах, где уменьшение солености обусловлено опресняющим влиянием полярных льдов. В зонах океанов, свободных ото льдов, отмечается довольно тесная связь среднегодового распределения по широтам солености поверхностных вод океана с разностью величин испарения E и количества выпадающих осадков R . Эта связь представлена на рис. 2.7. Приведенная связь справедлива только для осредненных величин по широтным зонам океанов. В отдельных районах она нарушается влиянием переноса солей течениями. Сказанное наглядно иллюстрируется данными о распределении отклонений солености на поверхности Мирового океана, представленными в приложении 1. В этом приложении приведены (по Г. Дитриху, 1950) отклонения средних годовых величин солености на поверхности реального Мирового океана от «нормального» распределения, которое имело бы место, если бы океан равномерно покрывал всю Землю. За нормаль-

ные значения приняты средние широтные величины, которые рассчитаны по фактическим данным для южного полушария. Они приведены в правой части рисунка для соответствующих широт. Алгебраическая сумма этих величин и отклонений, показанных на карте, даёт фактическое среднегодовое значение солёности в данном районе океана. Если, например, в Саргассовом море на карте показано отклонение $+1,5\text{‰}$ при «нормальном» значении $35,7\text{‰}$, то солёность на поверхности в этом районе будет $37,2\text{‰}$. Следовательно, карта аномалий позволяет получить не только аномалии, но и фактические среднегодовые значения солёности воды на поверхности.

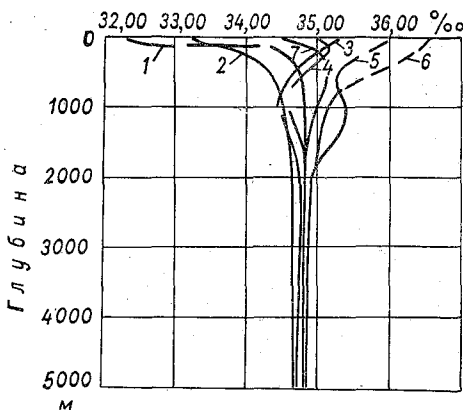


Рис. 2.8. Типовые кривые вертикального распределения солёности (по В. Н. Степанову и В. А. Шагину).

1 — полярный тип, 2 — субполярный, 3 — умеренно тропический, 4 — экваториально-тропический, 5 — северо-атлантический, 6 — присредиземноморский, 7 — индомалийский.

изменения по широтным зонам несущественны. Все многообразие вертикального распределения солёности удалось свести к небольшому числу типов. На рис. 2.8 представлены типовые кривые вертикального распределения солёности, по В. Н. Степанову и В. А. Шагину. Географическое распределение указанных характеристик типов вертикального распределения солёности представлено на рис. 2.9. На приведенных на рис. 2.8 типовых кривых вертикального распределения солёности видно, что в верхних слоях в полярном и субполярном типах отмечается резкое возрастание солёности с глубиной (скачок солёности). Основной характеристикой слоя скачка солёности служит максимальный вертикальный градиент солёности. Качественно он определяется максимальной кривизной (минимальным радиусом кривизны) кривой вертикального распределения солёности. Конкретные значения градиента солёности, при которых можно говорить о слое скачка солёности, так же как и о слое скачка температуры и плотности, определяются решаемыми практическими задачами.

Горизонтальное распределение солёности на различных глубинах отличается от ее распределения на поверхности. Основные причины этого обусловлены распределением температуры воды по вертикали и глубинными течениями. Характер этих изменений лучше всего прослеживается при рассмотрении вертикального распределения солёности.

Распределение солёности по вертикали различно в различных широтных зонах океанов. Это различие прослеживается в основном до глубин порядка 1500 м. Ниже этого горизонта солёность с глубиной остается практически неизменной, а ее

Колебания солености в течение года (годовые амплитуды, под которыми понимается разность максимальных и минимальных ее значений за год) в заданной точке открытого океана незначительны и не превышают, $0,20\text{‰}$. На нижних горизонтах они еще меньше и равны на горизонте 2000 м — $0,04\text{‰}$, а на горизонте 3000 м — $0,02\text{‰}$; что лежит в пределах точности измерения солености. Исключение составляют полярные области, где в летнее время наблюдается уменьшение солености вследствие таяния льдов. Годовые амплитуды здесь могут превышать $0,7\text{‰}$. В от-

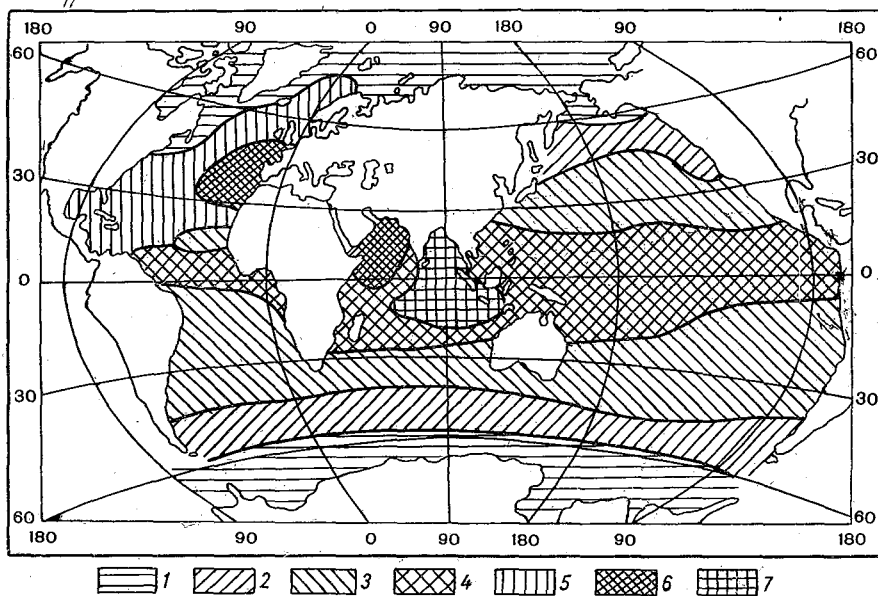


Рис. 2.9. Распространение по акватории Мирового океана характерных типов вертикального распределения солености (по В. Н. Степанову и В. А. Шагину).

дельных морях и прибрежных районах океанов, где отмечается интенсивный береговой сток, колебания солености могут достигать нескольких промилле.

Колебания солености за меньшие отрезки времени (месяц, сутки) характеризуются заметно большими величинами. Это вполне естественно. Годовые амплитуды колебаний солености (так же как температуры и плотности воды) определяются по разнице среднемесячных значений. Но с увеличением периода осреднения средние величины более стабильны; чем меньше период осреднения, тем изменчивее средняя характеристика. Например, если рассматривать среднесуточные характеристики солености, то они могут различаться на несколько промилле, особенно в прибрежных районах после выпадения интенсивных осадков и усиленного выноса пресных вод. Эти так называемые мало- или микромасштабные флуктуации солености пока изучены слабо вследствие

отсутствия длительных непрерывных наблюдений над соленостью морской воды. Такого рода изменения значительно лучше исследованы в отношении температуры воды, относительные колебания¹ которой значительно превосходят относительные колебания солености.

Распределение температуры воды. Для всех океанов максимум среднегодовых значений температуры воды на поверхности отмечается севернее экватора, в районе так называемого термического экватора. В зоне 0—10° с. ш. он составляет для Атлантики 26,88°, Тихого океана 27,20° и Индийского 27,88°. Термический экватор перемещается в течение года по широте, однако только на отдельных участках западных частей океанов смещается в южное полушарие в зиму северного полушария. Характер распределения температуры воды теснейшим образом связан с тепловым балансом и циркуляцией океана и атмосферы. Эти связи детально будут рассмотрены в последней главе. Для общего представления об особенностях географического распределения температуры воды на поверхности океанов в приложении 2 дана карта отклонений средних годовых значений температуры воды от «нормальных» (по Г. Дитриху, 1950). Под «нормальными» значениями, так же как и при распределении солености, понимаются средние годовые температуры, которые наблюдались бы при условии, что океан покрывает всю Землю. За нормальные значения приняты средние широтные температуры для южной половины Мирового океана, где 86% пространства между экватором и 70° ю. ш. покрыто водой. Они показаны на карте справа, для соответствующих широт. Алгебраическая сумма нормального значения и отклонения дает фактическое значение средней годовой температуры в данном районе.

На приведенной карте можно заметить некоторые особенности в распределении температуры воды на поверхности.

В умеренных широтах у западных берегов океанов отмечаются отрицательные отклонения, а у восточных — положительные, тогда как в низких широтах картина обратная. У берегов Антарктиды в Тихом океане отмечаются положительные отклонения температуры, а в Атлантическом и Индийском океане — отрицательные.

Средняя температура на поверхности всего Мирового океана равна 17,4°С, т. е. превышает на 3° среднюю температуру воздуха на земном шаре. Самый теплый океан — Тихий, у которого средняя температура воды на поверхности равна 19,1°С. В Индийском океане она равна 17,6, а в Атлантическом 16,9°С. Самая низкая температура воды на поверхности океана равняется —2°С, а самая высокая +36°С.

С глубиной различия в географическом распределении температуры уменьшаются и у дна температура воды во всем Ми-

¹ Относительные колебания определяются как отношение абсолютных колебаний к среднему значению.

ровом океане становится практически одинаковой и изменяется от 0°C у полюсов до 2°C в экваториальных районах.

Уменьшение пространственной изменчивости температуры с глубиной можно проследить по ее вертикальному распределению. На рис. 2.10 представлены типовые кривые вертикального распределения температуры воды (по В. Н. Степанову и В. А. Некрасовой), а на рис. 2.11 их географическое распределение. Кривая 1 относится к полярному типу, 2 — субантарктическому, 3 — субарктическому атлантическому, 4 — субарктическому тихоокеанскому и 5 — умеренно тропическому. Из хода кривых видно, что с глубин более 1500 м температура воды становится практически одинаковой во всех районах Мирового океана, медленно уменьшаясь с глубиной. Наиболее резко слой скачка среднегодовой температуры в поверхностном слое отмечается в субарктическом тихоокеанском типе. Из этого не следует, что при других типах вертикального распределения температуры воды не наблюдается слоя скачка. Он отмечается при всех типах, однако имеет четко выраженный сезонный ход.

С увеличением притока тепла весной происходит вначале интенсивный прогрев относительно тонкого поверхностного слоя океана. Вследствие этого возникает слой скачка температуры, расположенный вблизи поверхности (сезонный термоклин). С увеличением прогрева поверхностного слоя и переносом тепла в нижележащие слои под влиянием турбулентного перемешивания, обусловленного в основном волнением, слой скачка опускается, а градиент температуры в нем возрастает. Глубина залегания слоя скачка и величина градиента температуры в нем зависят от интенсивности прогрева поверхностного слоя и перемешивания. В умеренных широтах он обычно располагается на глубинах от 10—16 до 50 м и ниже при значениях вертикального градиента температуры от долей градуса до нескольких градусов на метр. Для оценки интенсивности слоя скачка можно условно принять следующую шкалу: слабо выраженный — при значении градиента менее $0,1$ град/м, умеренный при градиенте $0,1$ — 1 град/м и резко выраженный при градиенте более 1 град/м. Однако, как отмечено выше в отношении скачка солености, конкретные значения

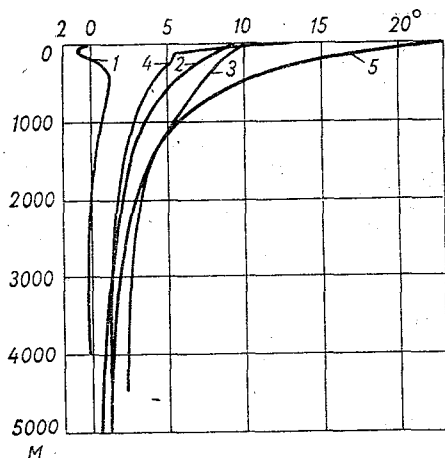


Рис. 2.10. Типовые кривые вертикального распределения температуры воды (по В. Н. Степанову и В. А. Некрасовой).

1 — полярный тип, 2 — субантарктический, 3 — субарктический атлантический, 4 — субарктический тихоокеанский, 5 — умеренно тропический.

скачка температуры, расположенный вблизи поверхности (сезонный термоклин). С увеличением прогрева поверхностного слоя и переносом тепла в нижележащие слои под влиянием турбулентного перемешивания, обусловленного в основном волнением, слой скачка опускается, а градиент температуры в нем возрастает. Глубина залегания слоя скачка и величина градиента температуры в нем зависят от интенсивности прогрева поверхностного слоя и перемешивания. В умеренных широтах он обычно располагается на глубинах от 10—16 до 50 м и ниже при значениях вертикального градиента температуры от долей градуса до нескольких градусов на метр. Для оценки интенсивности слоя скачка можно условно принять следующую шкалу: слабо выраженный — при значении градиента менее $0,1$ град/м, умеренный при градиенте $0,1$ — 1 град/м и резко выраженный при градиенте более 1 град/м. Однако, как отмечено выше в отношении скачка солености, конкретные значения

градиентов, определяющих слой скачка, зависят от поставленных практических задач. В общем случае к слою скачка температуры относят слой с градиентом более 0,05 град/м. Наибольшей глубины и интенсивности слой скачка температуры достигает к концу лета. С уменьшением притока тепла и началом охлаждения поверхностного слоя воды возникает вертикальная конвекция, связанная с повышением плотности поверхностных вод, которая обуславливает выравнивание температуры верхней толщи воды до глубин 200—300 м. Ниже этой глубины годовые колебания температуры практически отсутствуют и устанавливается относи-

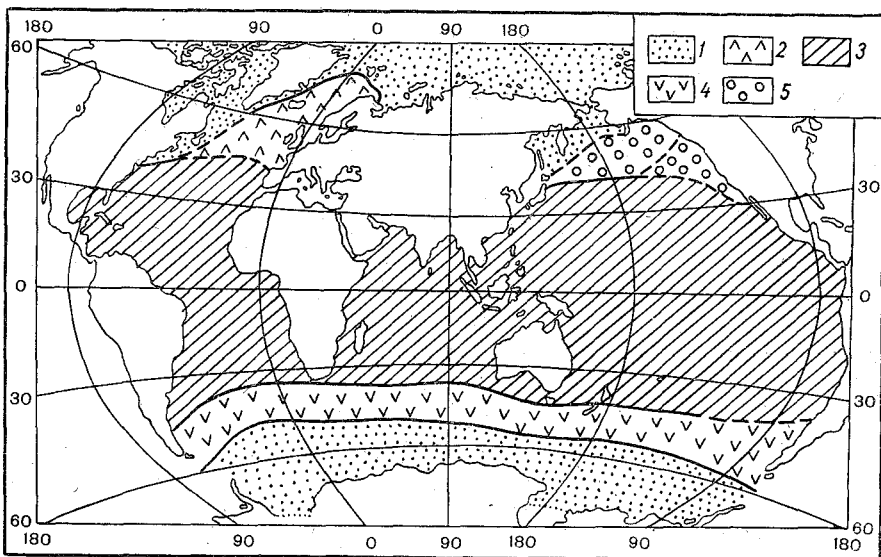


Рис. 2.11. Распространение типов изменения температуры воды по вертикали в Мировом океане (по В. Н. Степанову и В. А. Некрасовой).

тельно стационарный режим. Он складывается в результате того, что приток тепла сверху вниз компенсируется горизонтальным переносом на глубинах более холодных вод из полярных и субполярных областей. В связи с этим в распределении температуры по вертикали отмечается характерное деление всей толщи воды на два слоя: поверхностный слой теплой воды и нижележащий слой холодной воды, простирающийся до дна с температурами порядка 2—4°С. Переход от области теплой к области холодной воды происходит в сравнительно тонком пограничном слое воды, который можно рассматривать как квазистационарный слой скачка температуры, называемый главным термоклином. В открытом океане глубина залегания термоклина близка к глубине залегания изотермы 8—10°. В тропиках она равна 300—400 м, в субтропиках 500—1000 м, а в высоких широтах, где вся толща воды от поверхности до дна отличается однородностью значений температуры, слой скачка поднимается к поверхности.

Распределение температуры в зоне шельфа отличается от распределения в открытом океане. Обусловлено это преимущественно тем, что в зоне шельфа отмечается смешение вод открытого океана и вод материкового стока. Характерной чертой распределения температуры воды зоны шельфа является ее большая изменчивость.

На рис. 2.12 приведены кривые среднеквадратических отклонений температуры воды по данным наблюдения с 1880 по 1960 г. для различных районов северной Атлантики в слоях 0—100, 100—200 и 200—300 м.

Как видно на рисунке, изменчивость температуры в районе шельфа близка к изменчивости температуры фронтальных зон.

Колебания температуры воды на поверхности океанов достигают весьма больших величин. На рис. 2.13 представлены широтные изменения годовых амплитуд температуры воды на поверхности океанов и суммы тепла солнечной радиации (по Г. Свердрупу, 1942).

Годовые амплитуды определены как разность средних месячных температур воды в августе, когда среднемесячные температуры наивысшие, и в феврале, когда они наинизшие. На рисунке видно, что максимум годовых амплитуд отмечается в широтах 40° с. ш. и 30—40° ю. ш.

При этом в северных частях Атлантического и Тихого океанов они больше, чем в южных, что особенно заметно в западных районах океанов. Преобладающие здесь западные ветры выносят в океан холодные воздушные массы, которые вызывают увеличение годовых амплитуд до 18°. Вместе с тем в южных частях океанов отмечается более тесная связь между широтными изменениями годовых амплитуд температуры воды и суммами тепла по сравнению с северными частями, в которых на распределении температуры больше сказывается влияние континентов, а также циркуляция атмосферы и вод океана.

В экваториальных областях, так же как и в полярных, годовые амплитуды температуры наименьшие и составляют около 2°. Суточные колебания температуры воды на поверхности в открытом океане невелики 0,2—0,3°, увеличиваясь в тропической зоне океанов до 0,3—0,4°. Амплитуда суточных колебаний изменяется в течение

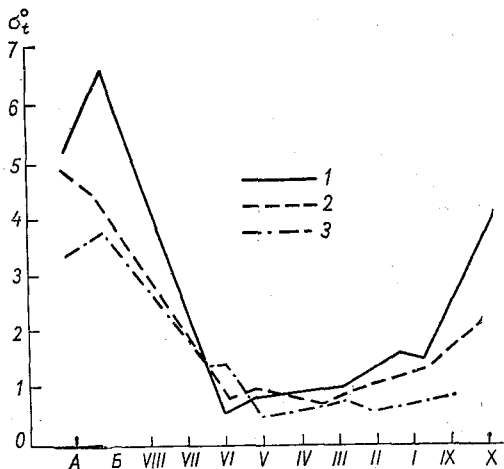


Рис. 2.12. Среднеквадратические отклонения температуры воды для различных районов Северной Атлантики за период 1880—1960 гг. в слоях 0—100 (1), 100—200 (2), 200—300 м (3); А, Б — фронтальные зоны; VIII — районы сильных течений; IX, X — прибрежные районы; I—VII — остальные районы.

года, уменьшаясь зимой и увеличиваясь летом. Она зависит также от облачности и волнения, с увеличением которых суточные колебания уменьшаются.

Глубина проникновения суточных колебаний определяется глубиной ветрового перемешивания и обычно не превышает нескольких десятков метров. Одновременно амплитуда суточных колебаний с глубиной уменьшается, достигая на горизонте 50 м примерно 20% амплитуды на поверхности, а время наступления максимума суточной температуры на этом горизонте смещается по отношению ко времени максимума на поверхности (14—15 часов) примерно на 5—6 часов.

Годовые колебания температуры распространяются на значительно большие глубины, чем суточные. При этом характер изменения температуры на различных глубинах зависит от годовых изменений количества солнечного тепла, непосредственно поглощаемого различными слоями, турбулентной теплопроводности, вертикального движения вод, в районах соприкосновения холодных и теплых течений от их горизонтальных перемещений. Это наглядно иллюстрируется рис. 2.13, где слева (А) показан годовой ход температуры воды на различных глубинах для бухты Монтерей, а справа (В) в течении Куро시오, южнее Японии. В первом случае годовой ход температуры зависит от всех указанных выше причин и неодинаков

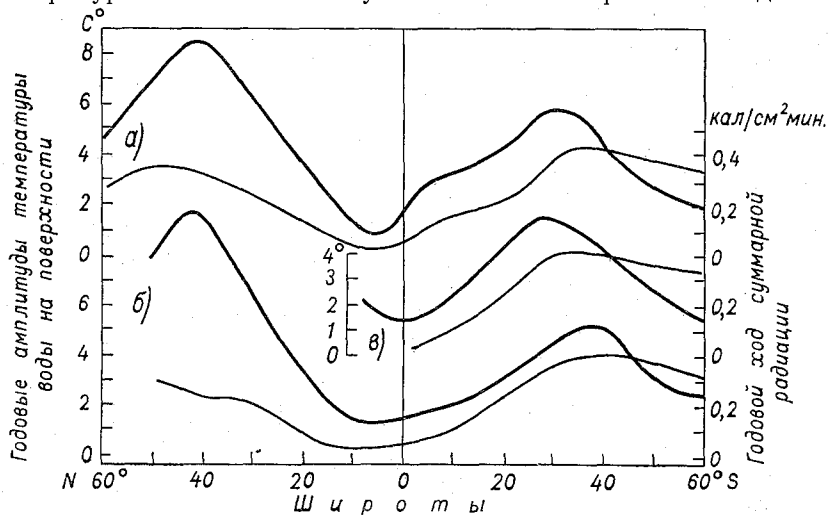


Рис. 2.13. Широтные изменения годовых амплитуд температуры воды на поверхности океанов (жирные линии) и сумм тепла солнечной радиации (тонкие линии) (по Свердрупу, 1942).

а — Атлантический океан, б — Тихий океан, в — Индийский океан.

на различных глубинах, а во втором только от поглощения тепла и турбулентной теплопроводности и сохраняется однотипным на всех глубинах. Годовой ход в океане прослеживается до 200—300 м.

Проведенные за последние годы длительные измерения температуры воды на буйковых станциях позволили выявить не только го-

довые (макромасштабные) и суточные (среднемасштабные) изменения температуры, но также мало- и микромасштабные, определяемые часами и минутами. Последние представляют не только большой теоретический, но и практический интерес, особенно при оценке дальности действия гидроакустических систем.

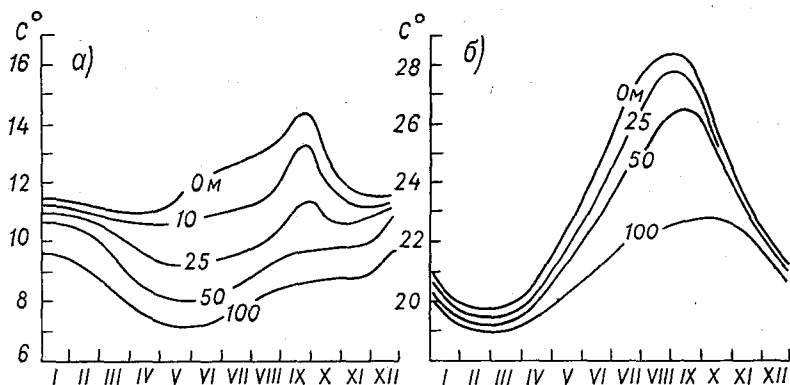


Рис. 2.14. Годовой ход температуры воды на различных глубинах в бухте Монтерей, Калифорния (а) и в течении Курошио, южнее Японии (б).

В настоящее время установлено, что температура воды характеризуется большой изменчивостью не только на поверхности, но и на других горизонтах. Например, по наблюдениям в Тихом океане с помощью малоинерционных датчиков В. Д. Поздыниним были зарегистрированы изменения температуры на 2° за 40 с. Изменения температуры воды в Балтийском море на горизонте 5 м (по С. И. Крылову) составили $2,3^\circ$ за 3,5 мин и $1,0\text{--}1,5^\circ$ за 30 с.

Изменчивость температуры воды по материалам наблюдений на многосуточных станциях характеризуется следующей таблицей:

Изменчивость температуры воды в некоторых районах Мирового океана по данным наблюдений на многосуточных станциях

Район наблюдения	Горизонт, м	Средняя температура воды, $^\circ\text{C}$	Амплитуда температуры, $^\circ\text{C}$
Полярный	5	-1,56	0,04
	50	-1,40	1,08
	295	0,16	0,25
Ветвь Гольфстрима в Норвежском море	0	11	2,8
	800	-0,59	0,44
Индийский океан	125	20,1	1,6
	0	16,6	3,0
Течение Курошио	20	14,6	3,0
	800	2,7	0,4
	0	27,2	0,4
Экваториальный	200	14,2	6,0
	1000	4,6	1,0

Благодаря накопленным данным продолжительных и непрерывных наблюдений над температурой воды в различных районах Мирового океана оказалось возможным для изучения пространственно-временной изменчивости температуры воды применить аппарат теории вероятностей и, в первую очередь, аппарат теории корреляционных и структурных функций. Больше всего имеется данных, позволяющих судить о временной изменчивости температуры. Для характеристики пространственной изменчивости в первом приближении может быть использовано соотношение $r=vt$, позволяющее перейти от временного интервала t к пространственному r , v — скорость течения.

Характерные кривые корреляционных функций обычно определяются законом, близким к экспоненциальному.

Распределение плотности. Распределение плотности морской воды определяется распределением температуры и солености. В открытом океане характер распределения плотности зависит главным образом от распределения температуры. Наибольшие значения плотности отмечаются в высоких широтах, где на поверхности она достигает $1,0275 \text{ г/см}^3$. К экватору плотность уменьшается, достигая наименьших значений в области термического экватора ($1,0220 \text{ г/см}^3$). Неравномерность распределения плотности по горизонтали вызывает движение масс воды в направлении, благоприятствующем выравниванию плотности. Поэтому поверхностные воды высоких широт опускаются и движутся в направлении экватора к горизонтам, на которых плотность воды одинакова с поверхностной плотностью высоких широт. Вследствие этого глубинные и придонные воды во всем Мировом океане являются холодными. С глубиной плотность воды возрастает благодаря понижению температуры и увеличению давления, что создает устойчивость¹ слоев воды и препятствует вертикальным движениям вод океана. Особенно больших значений устойчивость достигает в слоях резкого увеличения плотности с глубиной — слоях скачка плотности, которые обычно совпадают со слоями скачка температуры. Лишь в редких случаях слой скачка плотности создается благодаря образованию скачка солености. Однако в ряде случаев распределение солености по вертикали может способствовать увеличению градиентов плотности в слое скачка, связанном со слоем скачка температуры.

Слой скачка плотности препятствует турбулентному перемешиванию, а следовательно, и переносу тепла, количества движений, солей и газов по вертикали. В слое скачка зачастую сосредоточивается большое количество мельчайших морских животных и растений (планктона), что затрудняет проникновение света и звука через этот слой. В связи с этим при изучении океанов и морей уделяется большое внимание выявлению наличия слоя скачка, определению его характеристик и условий образования и разрушения.

Характер пространственно-временной изменчивости плотности морской воды достаточно тесно связан с изменчивостью темпера-

¹ Определение устойчивости дается в гл. III.

туры. Поэтому приведенные данные об изменчивости температуры определяют в подавляющем большинстве случаев и изменчивость плотности.

§ 10. Водные массы Мирового океана

При исследовании физического состояния и динамики вод Мирового океана оказалось целесообразным рассматривать не отдельные их физико-химические характеристики (температуру, соленость, содержание кислорода и др.), а комплексные, которые отражали бы в определенной мере те процессы, которые протекают в океане. Такой метод, как известно, нашел широкое практическое применение в синоптической метеорологии, которая использует понятие воздушной массы как комплексной характеристики физического состояния достаточно большого объема воздуха, обладающего однородностью значений основных физических параметров (температуры, влажности и др.).

В океанографии нашло широкое применение идентичное понятие — водные массы. Согласно ГОСТу, указанному во введении, под водными массами понимаются большие, соизмеримые с размерами океана (моря) объемы воды, длительное время сохраняющие относительную однородность основных физических, химических и биологических характеристик, сформированных в определенных географических районах океана. В качестве основных физико-химических характеристик при выделении водных масс чаще всего используются их соленость и температура. Дополнительно привлекаются такие характеристики, как содержание газов, щелочность, оптические свойства, гидробиологические показатели и другие. Однако ограниченность данных о дополнительных характеристиках водных масс заставляет пользоваться в основном характеристиками солености и температуры.

В настоящее время можно указать на следующие основные методы выделения водных масс: метод *TS*-кривых, метод общего анализа, метод выделения по градиентам гидрологических характеристик, метод изопикнического анализа.

Метод *TS*-кривых. Этот метод предложен Гелланд-Гансенем, а его теория дана В. Б. Штокманом и развита А. В. Ивановым.

Он основан на том, что характеристики температуры и солености водных масс одного и того же происхождения достаточно согласованно располагаются на *TS*-диаграмме. *TS*-диаграмма представляет бланк с прямоугольными осями координат — температура — *T* и соленость — *S*, на который могут быть нанесены кривые равного значения плотности (изопикны) или удельного объема (изостеры). На эту диаграмму по данным наблюдений на океанографических станциях над соленостью и температурой наносят точки, около которых указывается глубина измерений. Точки соединяются плавной кривой и на основе ее анализа судят о характеристике водных масс.

На рис. 2.15 приведен пример анализа *TS*-кривых при выделении водных масс в процессе их вертикального перемешивания.

Верхняя часть рисунка относится к смешению двух, а нижняя — трех водных масс. Слева даны кривые вертикального распределения температуры и солености на различных этапах перемешивания — *A*, *B* и *B*.

На рис. 2.15 *A* показана *TS*-кривая до начала перемешивания двух однородных водных масс, одна из которых расположена в слое 200—600 м и имеет $T=10^{\circ}\text{C}$ и $S=34,8\text{‰}$, вторая расположена в слое 600—1000 м и имеет $T=2^{\circ}\text{C}$ и $S=34,0\text{‰}$. На этом этапе мы видим на диаграмме только две точки.

На рис. 2.15 *B* показан первый этап перемешивания, когда слои 200—400 и 800—1000 м еще не охвачены перемешиванием. Точки

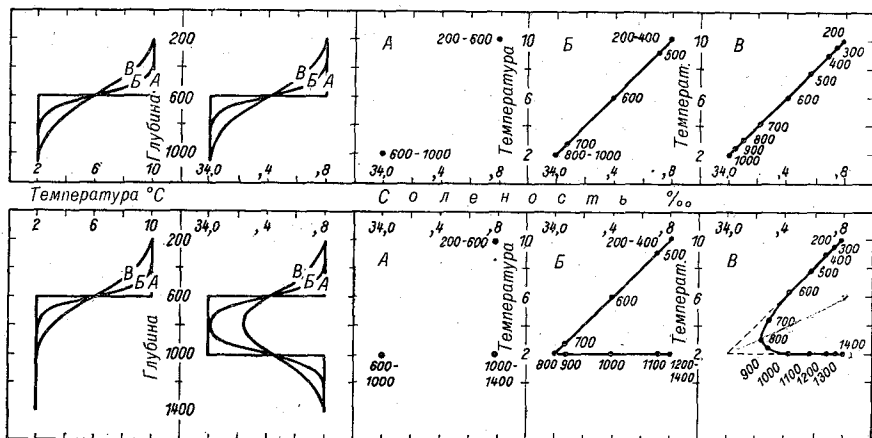


Рис. 2.15. *TS*-соотношения при вертикальном перемешивании водных масс.

Наверху — смешение двух однородных водных масс; внизу — смешение трех однородных водных масс; слева — распределение температуры и солености по вертикали в начальной стадии (*A*) и в двух стадиях дальнейшего перемешивания — (*B*) и (*B*); справа — три стадии перемешивания (*A*, *B*, *B*) на *TS*-диаграмме.

на прямой, соединяющей первоначальные водные массы, относящиеся к горизонтам 500, 600 и 700 м, характеризуют значения температуры и солености водных масс для этих горизонтов на первом этапе перемешивания. Отношение расстояния этих точек от начальных к общему расстоянию между начальными точками характеризует, в какой пропорции смешаны в данный момент водные массы. Так, например, точка, относящаяся к глубине 500 м, отстоит от начальной на $\frac{1}{8}$. Следовательно, на этой глубине водная масса образована путем смешения 12,5% воды $S=34,0\text{‰}$ и $T=2,0^{\circ}$ и 87,5% воды $S=34,8\text{‰}$ и $T=10,0^{\circ}$. На рис. 2.15 *B* показан более поздний этап перемешивания.

В нижней части на рис. 2.15 показан аналогичный процесс смешения трех водных масс. В этом случае *TS*-кривая (рис. 2.15 *B*) оказывается более сложной. Однако любую сложную *TS*-кривую можно заменить ломаной, как показано пунктиром в нижней части рис. 2.15 *B*. Конечные точки ломаной линии и точка излома опре-

деляют начальные значения температуры и солености водных масс, участвовавших в перемешивании.

Приведенный на рис. 2.15 пример является идеализированной схемой, показывающей процесс формирования водных масс.

На рис. 2.16 приведены TS -кривая гидрологической станции, выполненной в Гренландском море в августе 1956 г., и заменяющая ее ломаная. Конечные точки ломаной $П$ и $Д$ характеризуют значения температуры и солености полярной ($T = -1,2^\circ$; $S = 30,60\text{‰}$) и донной ($T = -1,10^\circ$; $S = 34,96\text{‰}$) воды соответственно, а точки излома $Пр$ и $А$ — температуру и соленость двух других водных масс — промежуточной верхней воды Арктического бассейна ($T = -1,6^\circ$; $S = 34,70\text{‰}$) и атлантической ($T = 3,0^\circ$; $S = 35,00\text{‰}$).

Для определения вертикальных границ между водными массами достаточно разделить пополам отрезки ломаной $ППр$, $ПрА$, $АД$. В приведенном примере эти границы следующие: для полярной водной массы 0—23 м, промежуточной — 23—200 м, атлантической — 200—386 м, донной — 386—1500 м.

Следует отметить, что метод TS -кривых непригоден для анализа поверхностных вод в районах с заметными годовыми колебаниями температуры и солености, которые обуславливают конвекцию и изменение характеристик водных масс под воздействием внешних факторов. Однако в некоторых районах Мирового океана и, в частности, в зонах конвергенции, где наблюдается достаточно интенсивное горизонтальное перемешивание благодаря значительным горизонтальным градиентам температуры и солености, также может быть применен метод TS -кривых; в этом случае кривая строится по значениям температуры и солености, измеренным не по вертикали, а вдоль изопикнической поверхности.

Метод общего анализа водных масс. Для анализа водных масс и их трансформации В. Т. Тимофеевым был предложен метод, названный им методом общего анализа. Он основан на использовании TS -кривых с привлечением дополнительных характеристик.

Сущность метода заключается в следующем. На основе анализа данных о температуре и солености, полученных при выполнении

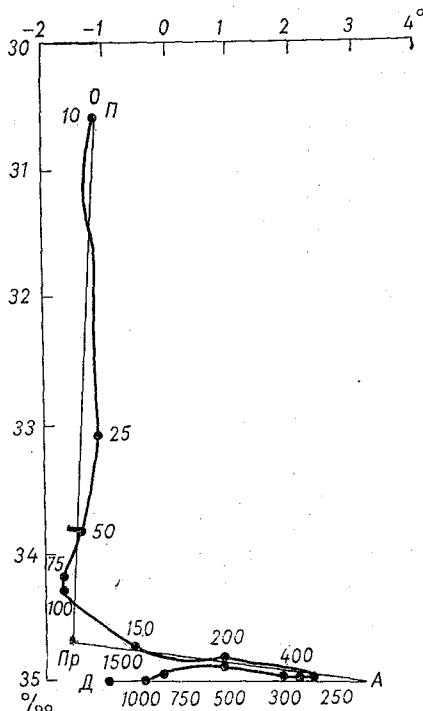


Рис. 2.16. TS -кривая гидрологической станции, выполненной в Гренландском море (август 1956 г.).

гидрологических разрезов, устанавливаются основные типы водных масс и их характеристики. Анализ производится на основе построения разрезов, карт географического распределения температуры и солености, TS -кривых с учетом распределения других физико-химических свойств (pH , O_2 , щелочности и др.).

После установления основных типов водных масс для данного водоема строится в поле TS -диаграммы треугольник (треугольнички), вершинами которого (которых) являются средние из экстремальных величин солености и температуры выбранных типов вод. Правильность выбранных характеристик определяется путем нанесения на эту TS -диаграмму отдельных характерных точек по наблюдаемым крайним значениям температуры и солености на гидрологических станциях.

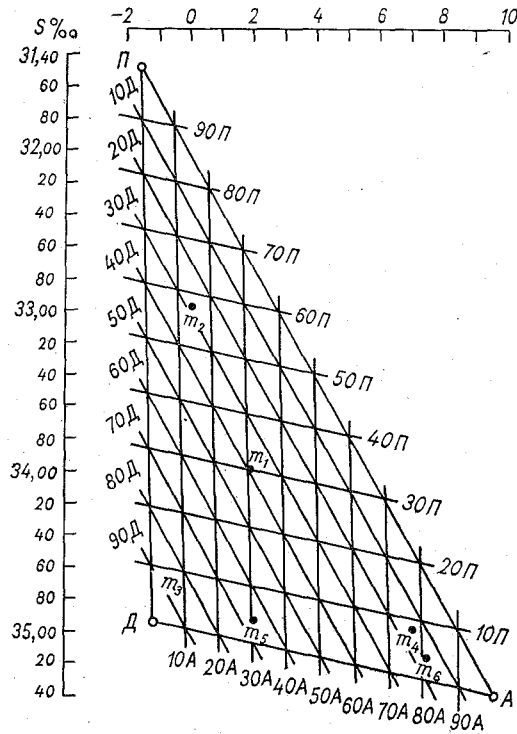


Рис. 2.17. TS -номограмма В. Т. Тимофеева.

Если преобладающее большинство точек располагается внутри треугольника, значение температуры и солености для выбранных типов вод определено правильно. Содержание выбранных типов водных масс в вершинах треугольника принимается за 100%. Далее строится TS -номограмма для определения процентного содержания типов вод в любой точке моря. Пример такой номограммы для случая трех водных масс приведен на рис. 2.17.

Здесь Π соответствует полярной водной массе, A — атлантической, $Д$ — донной. Для любой другой водной массы m того же моря наносят на диаграмму точку по ее температуре и солености. На сторонах треугольника отсчитывается процентное содержание в ней основных водных масс. По определенному таким путем процентному содержанию основных водных масс в различных точках моря и на разных горизонтах строятся вертикальные разрезы процентного содержания основных водных масс и их географическое распределение. Такие карты позволяют судить об очагах формирования основных водных масс, их перемещении и интенсивности процессов перемешивания.

Выделение водных масс по градиентам гидрологических характеристик. В этом методе, предложенном В. К. Агеноровым, водные массы определяются по значениям градиентов гидрологических характеристик. Агеноров выделяет водные массы первого рода, у которых градиент гидрологических характеристик близок к нулю, и второго рода, у которых этот градиент постоянен. При взаимодействии двух водных масс между ними устанавливается линия фронта, по обе стороны от которой располагаются фронтальные зоны, а за ними зоны трансформации.

Фронтальная зона определяется как зона, где наблюдается рост градиента гидрологической характеристики, а фронт — как линия с максимальными градиентами гидрологической характеристики.

Метод может оказаться полезным при исследовании зон соприкосновения водных масс: зоны сходимости (конвергенции) и расходимости (дивергенции) течений.

Метод изопикнического анализа водных масс, предложенный А. Е. Парром, основан на предположении, что движение вод происходит вдоль поверхностей равных значений плотности — изопикнических поверхностей. Поэтому, выбрав определенную характеристику водной массы (соленость, содержание кислорода, щелочность и др.), называемую отождествительным свойством, и исследуя ее изменения в пространстве вдоль изопикнической поверхности, можно установить траекторию движения водной массы, определить границы между водными массами различного происхождения и судить о степени их перемешивания.

Вместе с определенными преимуществами этот метод обладает и известными недостатками. Так, например, позволяя определить истинные траектории движения частиц, он не дает возможности судить об их скорости. Далее, учитывая, что в процессе анализа используется только одно отождествительное свойство, метод позволяет определить географическое распределение только двух типов водных масс, обладающих максимальным и минимальным значениями отождествительного свойства. Между тем, каждая из этих двух типов водных масс может, в свою очередь, быть результатом смешения других водных масс, установить которые рассматриваемым методом не представляется возможным. Для устранения последнего недостатка В. Т. Тимофеевым был предложен прием выделения первоначальных водных масс на основе изопикнического анализа с использованием *TS*-диаграмм, применяемых в методе общего анализа водных масс.

Основные типы водных масс Мирового океана. Различие в методах анализа водных масс приводит и к различию в определении типов водных масс реального моря или океана и их характеристик. Это тем более логично, что само понятие водной массы в известной мере условно, а поэтому ее характеристики будут зависеть от принятого определения водной массы и выбранного параметра для ее оценки. Так, например, применяя метод изопикнического анализа, можно выделить только два типа водных масс в рассматриваемом районе, а если исходить из метода градиентов гидрологических

характеристик, нельзя проводить анализы водных масс в случае переменной величины градиента гидрологической характеристики.

При выделении водных масс морей и океанов чаще используется метод *TS*-кривых и тесно с ним связанный метод общего анализа водных масс. Метод изопикнического анализа используется обычно для исследования перемешивания и динамики водных масс, а не для их выделения.

В самом общем виде водные массы можно разделить на два типа. К первому типу относятся теплые поверхностные воды, охватывающие слой, в котором наблюдается годовой ход физико-химических характеристик водной массы, называемый, по аналогии с атмосферой, океанической тропосферой.

Ко второму типу относятся холодные глубинные и донные воды, заполняющие всю остальную часть океана, называемую океанической стратосферой. Деление на тропосферу и стратосферу применимо только для районов низких и умеренных широт. В высоких широтах (в полярных и субполярных районах) холодные воды выходят на поверхность. Двигаясь в сторону экватора, они встречаются с теплыми водами, следующими к полюсам, и благодаря большей плотности погружаются на глубины. В субтропических зонах отмечается опускание и теплых, но более соленых вод, которые также оказываются более плотными. Опускание и перемешивание поверхностных вод приводит к формированию глубинных и придонных вод умеренных и высоких широт. Зоны встречи течений и опускания вод — зоны конвергенции (сходимости) показаны на карте поверхностных течений, приведенной в приложении 9.

Зоны конвергенции тесно связаны с океанографическими фронтами, которые, так же как и атмосферные фронты, представляют собой зоны раздела между водными массами с различными свойствами.

В зонах фронтов отмечаются наибольшие вертикальные градиенты температуры и солености, а следовательно, и плотности воды, заметные вертикальные течения, направленные вниз.

На рис. 2.18 представлено распределение температуры, солености и плотности на вертикальном разрезе в зоне фронта. Так как в океане не может происходить только опускание вод, а должен существовать и компенсационный подъем вод, то наряду с зонами конвергенции отмечаются и зоны дивергенции (расходимости) течений, где осуществляется подъем вод. В открытых частях океанов (см. приложение 9), зоны дивергенции выражены слабее. В связи с этим следует полагать, что более интенсивный подъем вод происходит у берегов континентов, что подтверждается наблюдаемыми резкими понижениями температуры воды вдоль некоторых из них.

В отличие от метеорологических фронтов и воздушных масс океанические фронты и водные массы отличаются стабильностью географического положения. Характер вертикального распределения температуры и солености вод океанов позволяет выделить в средних и низких широтах следующие водные массы: поверхностные, подповерхностные, промежуточные, глубинные и донные.

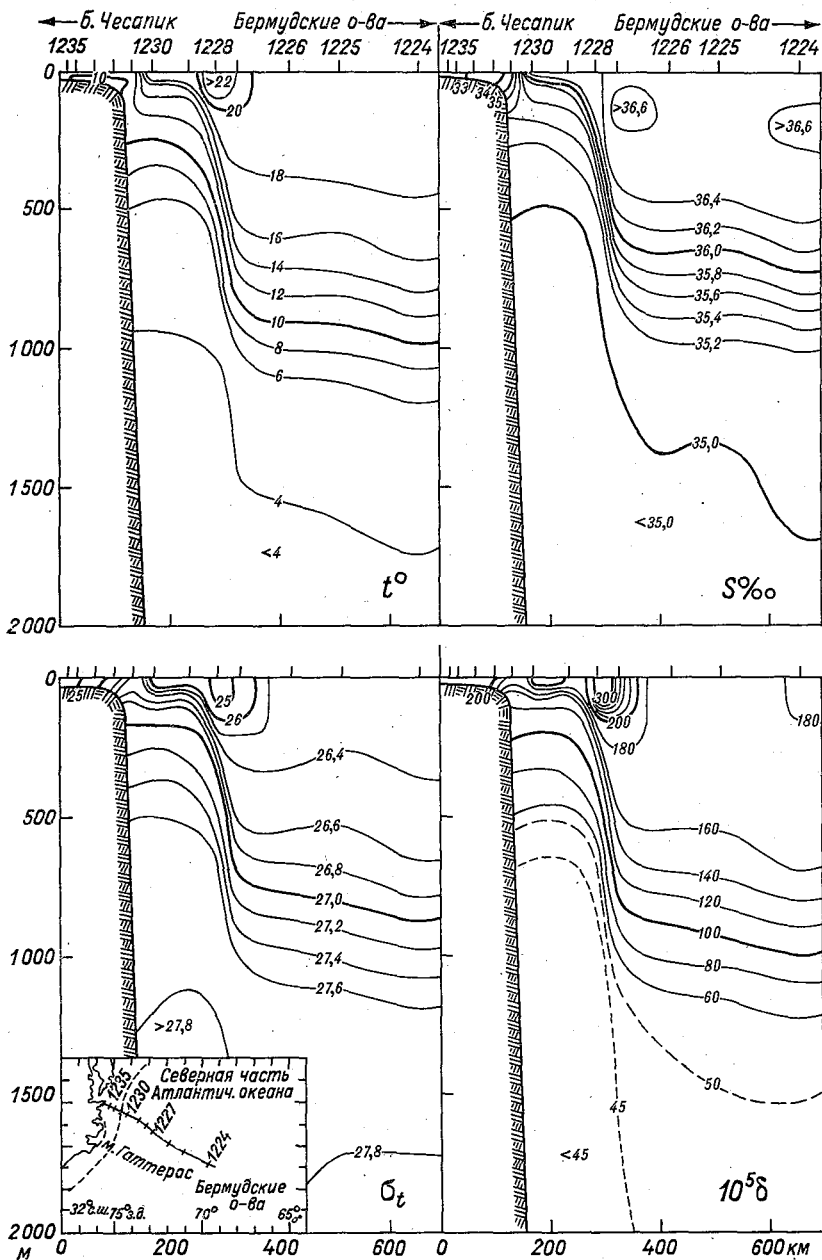


Рис. 2.18. Распределение температуры t , солёности S , плотности σ_t и аномалий удельного объёма в 10^5 на разрезе, указанном в левой нижней части рисунка, перпендикулярно Гольфстриму, по данным наблюдений экспедиции «Атлантик» (19—23 IV 1932 г.).

В высоких широтах водные массы, как отмечено выше, отличаются достаточно большой однородностью значений температуры и солености по вертикали. Тем не менее и в этих районах можно выделить характерные водные массы.

В Арктическом бассейне В. Т. Тимофеев выделяет три типа водных масс: арктическую (поверхностную), атлантическую (глубинную) и донную. Арктическая водная масса охватывает слой 0—50 м и характеризуется значениями температуры от $-1,65$ до $-1,75^{\circ}\text{C}$ и значениями солености менее $32,0\text{‰}$.

Атлантическая водная масса располагается в слое от 50 до 2000—2500 м и имеет четко выраженный максимум температуры на горизонте 300—400 м, составляющий в приатлантической части бассейна $2,0 \div 3,0^{\circ}\text{C}$, а в притихоокеанской $+0,5 \div 0,6^{\circ}\text{C}$ при солености всей толщи воды $34,7\text{—}34,9\text{‰}$. Донная водная масса заполняет остальную часть бассейна и имеет температуру около $-0,80^{\circ}\text{C}$ и соленость около $34,90\text{‰}$.

Для других океанов первая общая характеристика водных масс дана Г. Свердрупом, а затем Г. Дитрихом и В. Н. Степановым.

В настоящее время наиболее полной является характеристика вод Мирового океана, данная О. И. Мамаевым, основные выводы которого приведены ниже. Классификация водных масс дана им на основе анализа обобщенных *TS*-соотношений вод океана.

Обобщенные *TS*-соотношения вод океана — соотношения, которые рассматриваются ниже, представляют основной материал для *TS*-анализа в том смысле, что являются основой для дальнейшего изучения вод и картирования их характеристик: вертикальной и горизонтальной протяженности, путей распространения, процентного соотношения и других показателей взаимодействия, количественного сопоставления результатов термохалинного анализа с другими показателями динамики вод, а также со «вторичными» признаками вод (скажем, с распределением различных форм планктона и его биомассой). Наконец, весьма важной задачей является определение по обобщенным типам *TS*-кривых коэффициентов вертикального и горизонтального турбулентного перемешивания. Знание таких коэффициентов совершенно необходимо для изучения планетарных процессов обмена теплом и солями и последующего решения других геофизических и географических проблем. Имея в виду связь между *TS*-диаграммой и коэффициентами обмена, можно сказать, что коэффициенты обмена являются своеобразным параметром состояния природных вод океана и каждой точке *TS*-диаграммы соответствует по крайней мере одно значение коэффициента, привязанного, в свою очередь, к определенному типу *TS*-кривой.

Затрагиваемый вопрос не нов. Как отмечено выше, обобщенные *TS*-соотношения водных масс Мирового океана (исключая приповерхностный 100-метровый слой) были определены Свердрупом и Дитрихом. Эти диаграммы показаны в приложениях 3 и 4 соответственно. Известные *TS*-соотношения Свердрупа показаны на диаграмме области, где укладываются основные типы *TS*-кривых Мирового океана; по приложению 3 можно отметить тот или иной вид

определенной TS -кривой в разных районах океана. Однако схема Свердрупа страдает известным недостатком, так как не охватывает целых групп TS -кривых между основными типами и соответствующих районам, переходным по отношению к тем, указания на которые имеются на рисунке. Для характеристики указанного недостатка приведем такой пример: область центральных вод восточной части северной половины Тихого океана переходит, если следовать по меридиану, на юг, в область экваториальных вод; этому «переходу» соответствует постепенное, плавное изменение формы TS -кривой от одного типа к другому даже при переходе через фронтальные области. Однако на схеме Свердрупа между типовыми TS -полосами имеется значительный разрыв, и неясно, какую форму принимают «промежуточные» TS -кривые.

Осредненная TS -диаграмма Дитриха (приложение 4) в известной мере устраняет отмеченные недостатки диаграммы Свердрупа, так как в TS -области, соответствующей каждому из океанов, укладываются все возможные для этих областей TS -кривые. Однако картина слишком генерализована, и мы лишаемся возможности судить об их форме, так как основные типы здесь не определены, и в пределах каждой из заштрихованных TS -областей мы можем, вообще говоря, вообразить TS -кривую любой формы. Конечно, схема Дитриха тоже подсказывает нам преобладающую конфигурацию TS -кривых, однако, глядя, например, на TS -область, соответствующую Индийскому океану, с трудом можно представить себе вероятность почти TS -прямой, характерной для водных масс южной части Бенгальского залива, где с глубиной наблюдается почти полная гомохалинность.

В работе В. Н. Степанова рассматриваются основные типы структур вод Мирового океана, проводится их классификация, а также приводятся типовые TS -кривые, соответствующие основным структурам.

Таким образом, представляется необходимым уточнение картины TS -соотношений основных водных масс; на них, помимо основных «вееров», «пучков» и других совокупностей TS -кривых, должны быть изображены и термохалинные индексы (значения температуры и солёности) первоначальных водных масс (в том числе и «точечных»), а также основные треугольники смешения, чтобы анализ TS -соотношений можно было существенно дополнить выводами, следующими из аналитических теорий TS -кривых. Кроме того, необходима известная систематизация TS -индексов основных водных масс. Эта задача была решена О. И. Мамаевым.

Видоизмененные TS -соотношения основных водных масс Атлантического, Индийского, Тихого и Южного океанов, построенные О. И. Мамаевым, даны в приложениях 5—8 соответственно. В основу этих обобщенных TS -соотношений положена схема Свердрупа (приложение 3), и в известной степени они могут рассматриваться как модификация последней. Кроме того, при построении этих соотношений, помимо TS -диаграммы Свердрупа, были использованы се-

рии *TS*-кривых, построенных для избранных разрезов в океанах, а также литературные источники.

Помимо термохалинных индексов первоначальных водных масс, в приложениях 5—8 показаны положения основных прямых и треугольников смещения (хотя основания треугольников в большинстве случаев не нанесены, чтобы не загромождать схем) и типы *TS*-кривых (жирные линии — сплошные и штриховые), формирующихся в результате смещения первоначальных водных масс (черные кружочки). Понятно, что появление на *TS*-диаграмме термохалинных индексов первоначальных водных масс открывает дорогу большему простору в определении возможных вариаций *TS*-кривых в соответствии с их «геометрией».

Классификация водных масс. Таким образом, на обобщенных *TS*-диаграммах (приложения 5—8) *TS*-линии рассматриваются не как образцы индивидуальных водных масс, а как линии смещения между основными (материнскими) водными массами океана. Здесь можно видеть, что эти воды разбиваются на три типа: тропосферные, промежуточные и стратосферные (глубинные и придонные) водные массы. Возвращение к терминологии Дефанта — «тропосфера океана» и «стратосфера океана» — представляется в данном случае весьма уместным.

Рассмотрим коротко основные особенности этих трех типов водных масс.

Тропосферные водные массы располагаются в приповерхностных слоях океанов, на горизонтах примерно от 100 до 500—900 м, и приурочены в основном к антициклоническим круговоротам вод в океанах. Как правило, тропосферные воды характеризуются приповерхностным субтропическим максимумом солености. *TS*-индексы тропосферных вод и определяются как точки пересечения касательных у соответствующего экстремума. Приповерхностная водная масса, очень тонкая, с подвижным термохалинным индексом, при этом исключается (хотя может служить объектом отдельного рассмотрения). В случае когда подповерхностный максимум солености не имеет места, индекс тропосферной массы «выходит на поверхность». При этом не должно смущать «отсутствие толщи» у таких тропосферных водных масс: именно стабильность *TS*-индекса в некоторой приповерхностной точке океана можно трактовать как указание на «водную массу». Область распространения тропосферных (центральных) водных масс Мирового океана, по Свердрупу, показана в приложении 9.

Промежуточные водные массы образуют своеобразную жидкую границу между тропосферой и стратосферой океана и располагаются на глубинах примерно от 600—800 до 1200 м. Промежуточные воды определяются на *TS*-кривых характерными экстремумами и делятся на три основных вида:

1) промежуточные воды с минимумом солености, образующиеся в субарктических и субантарктических широтах; это субарктические воды в Атлантическом океане, субарктические воды в Тихом океане и антарктические воды во всех трех океанах (в южных их частях);

2) промежуточные воды с максимумом солености, образующиеся в результате водообмена океана с замкнутыми морями с отличным от океана термохалинным строением. Это средиземноморская водная масса в Атлантическом океане, красноморская водная масса в Индийском океане, слои повышенной солености в Аравийском море, а также водная масса моря Тимор в Индийском океане;

3) промежуточные воды с максимумом температуры, проникающие в высокие широты. Это атлантическая водная масса в Северном Ледовитом океане и антарктическая промежуточная водная масса в Южном океане, показанная в приложении 8.

Несколько особняком стоит промежуточная водная масса на юго-востоке Тихого океана — восточно-субтропическая промежуточная вода, образование которой происходит аналогично образованию антарктической водной массы, но в более низких широтах. Область распространения основных промежуточных водных масс Мирового океана показана в приложении 10.

Стратосферные (глубинные и придонные) водные массы можно разделить на два основных вида — воды, образующиеся в высоких широтах северного полушария и характеризующиеся максимумом солености, и воды, образующиеся в высоких широтах Южного океана и характеризующиеся минимумом солености («максимум» и «минимум» нужно понимать здесь в относительном смысле, когда рассматриваются только стратосферные воды). Стратосферные воды перемещаются из областей высоких широт навстречу друг другу, и там, где они приходят в соприкосновение, воды северного полушария оказываются глубинными, а воды южного полушария — придонными; термохалинные характеристики таковы, что антарктические воды всегда оказываются ниже водных масс северного происхождения. Распространение стратосферных вод показано в приложении 11.

Перечень основных водных масс Мирового океана, индексы которых даны в приложениях 5—8, сведен в табл. 11. Здесь водные массы классифицированы по океанам, их положению по вертикали (глубине), а также по размещению с севера на юг.

Перечисленные водные массы обнимают акваторию, исключая районы формирования стратосферных водных масс; именно акваторию, с юга ограниченную линией антарктической конвергенции, а с севера — полярными фронтами Атлантического и Тихого океанов. Водные массы, лежащие к северу и к югу, отличаются большей «термохалинной сложностью», что затрудняет выделение отдельных термохалинных индексов. К этим водам (если исключить Арктический бассейн) относятся: субарктические (приповерхностные) воды Северной Атлантики; субарктические воды северной части Тихого океана; антарктические воды в Южном океане — поверхностные и промежуточные.

Несмотря на трудность (и даже невозможность) выделения термохалинных индексов указанных вод, TS -области их существования указаны для Южного океана в приложении 8, для Тихого океана в приложении 7.

Таблица 11

Основные водные массы Мирового океана и их *TS*-индексы

Океан		
Атлантический	Индийский	Тихий
<i>Тропосферные водные массы</i> ¹		
Субтропическая	Бенгальского залива (25,0° С; 33,8‰)	Субтропическая западной части северной половины Тихого океана (20,0° С; 34,8‰)
Северной Атлантики (20,0° С; 36,5‰)	Экваториальная (25,0° С; 35,3‰)	Субтропическая восточной части северной половины Тихого океана (20,0° С; 35,2‰)
Субтропическая Южной Атлантики (18,0° С; 35,9‰)	Моря Тимор (20,0° С; 34,5‰). Субтропическая южной части океана (16,0° С; 35,6‰)	Экваториальная и субтропическая южной половины Тихого океана (25,0° С; 36,2‰) — (20,0° С; 35,7‰)
<i>Промежуточные водные массы</i>		
Субарктическая (2,0° С; 34,9‰)	—	Субарктическая (5,0° С; 33,8‰) — (9,0° С; 33,5‰)
Средиземноморская (11,9° С; 36,5‰)	Красноморская (23,0° С; 40,0‰) Моря Тимор (12,0° С; 34,6‰)	Субтропическая восточной части южной половины Тихого океана (11,5° С; 33,9‰)
Антарктическая (2,2° С; 33,8‰)	Антарктическая (5,2° С; 34,3‰)	Антарктическая (5,0° С; 34,1‰)
<i>Стратосферные (глубинные и придонные) водные массы</i>		
Глубинная и придонная Северной Атлантики (2,5° С; 34,9‰)	Глубинная и придонная антарктическая (0,6° С; 34,7‰)	Глубинная и придонная (1,3° С; 34,7‰)
Глубинная Южной Атлантики (4,0° С; 35,0‰)		
Придонная антарктическая (—0,4° С; 34,66‰)		

¹ Поверхностные (тропосферные) арктические, субарктические, антарктические и субантарктические воды, не имеющие стабильного *TS*-индекса, в таблице не указаны.

Касаюсь субарктических вод, отметим попутно отличие их для Атлантического и Тихого океанов; первые отличаются ярко выраженной гомохалинностью (однородностью солености) по вертикали (средняя соленость составляет 34,9‰), вторые — ярко выраженной гомотермичностью (однородностью температуры) (средняя температура по вертикали 1,5° С). По-видимому, именно этим различием объясняется широкое распространение в Тихом океане промежуточных субарктических вод по сравнению с Атлантическим океаном.

ПЕРЕМЕШИВАНИЕ И УСТОЙЧИВОСТЬ ВОД ОКЕАНА

§ 11. Понятие о перемешивании

В океане непрерывно действуют процессы, изменяющие вертикальное и горизонтальное распространение его физико-химических характеристик:

- поглощение и излучение тепла;
- осадки и испарение;
- замерзание и таяние;
- поступление пресных вод с суши и в некоторой степени жизнедеятельность организмов и другие процессы.

Так как эти процессы не одинаковы в различных частях океана и на различных глубинах, с ними связаны неравномерность распределения физических характеристик и, следовательно, возникновение горизонтальных и вертикальных градиентов этих характеристик.

Появление градиентов вызывает другие процессы, направленные на выравнивание физических характеристик и называемые перемешиванием.

Выделяют молекулярное, конвективное и турбулентное перемешивание.

Молекулярное перемешивание обусловлено хаотическим тепловым движением молекул, проникающих из слоя в слой и вызывающих выравнивание физических свойств как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Оно может наблюдаться в чистом виде в неподвижной воде или в условиях послойного и спокойного движения в виде параллельных струй, называемого ламинарным.

Однако движения океанических вод — течения, волны, приливы — при определенных условиях теряют динамическую устойчивость: градиенты скорости движения частиц увеличиваются, возникают вихри, ламинарный режим движения переходит в турбулентный.

Турбулентное движение отличается от ламинарного отсутствием плавных, ясно очерченных линий тока, неупорядоченностью

во времени и пространстве поля скорости, приводящей к перемешиванию струй. Происходит ли движение в ламинарном или турбулентном режиме, зависит от соотношения сил инерции и сил вязкости, характеризуемого числом Рейнольдса

$$Re = \frac{uL}{\nu}, \quad (3.1)$$

L — характерный линейный масштаб движения, определяемый размерами потока в поперечном направлении, u — характерная скорость течения, ν — кинематическая вязкость жидкости.

Благодаря силам инерции частицы воды, обладающие различной скоростью движения, сближаются и возникают значительные градиенты скорости, приводящие ламинарное движение к динамической неустойчивости и образованию вихрей. Силы вязкости, наоборот, выравнивают скорости в близких точках, препятствуя вихреобразованию. Чем больше величина Re , т. е. чем больше преобладание сил инерции над силами вязкости, тем менее устойчиво упорядоченное ламинарное движение и тем больше возможности его перехода в турбулентный режим. Это происходит при некотором критическом значении числа Рейнольдса $Re_{кр}$. Очевидно, что из-за многообразия и многомасштабности движений в океане, для каждого вида движений в зависимости от u , L и выбранных масштабов осреднения значение $Re_{кр}$ может быть различным.

Турбулентное перемешивание может происходить как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Характерной особенностью его является необходимость наличия соответственно вертикальных и горизонтальных градиентов скорости.

Конвективное перемешивание возникает при уменьшении плотности воды с глубиной, происходит оно только в вертикальном направлении и не зависит от того, находятся ли перемешиваемые слои в движении или нет. Конвективное перемешивание может наблюдаться как одновременно с турбулентным, так и независимо от него.

Общая теория перемешивания, приводящего к выравниванию физических характеристик морской воды, была предложена Шмидтом. Сущность этой теории состоит в следующем.

Предположим для простоты, что перемешиваемые слои воды горизонтальны, а перемешивание происходит в вертикальном направлении. Выберем какое-нибудь свойство этих слоев b , определяемое тем, что при его изменении в единице массы изменяется и некоторая другая характеристика B , причем между изменениями величин b и B существует линейная зависимость

$$dB = \beta db,$$

где β — некоторая физическая постоянная.

Например, если положить, что b — температура воды, B — количество тепла, то β будет характеризовать теплоемкость воды.

Если через горизонтальную площадку f за время t сверху проникает некоторое количество частичек с массой m и свойством b , то характеристика B изменится на величину $\beta \sum_+ mb$.

Чтобы не было убыли в массе, через ту же площадку и за то же время, но снизу, должно проникнуть такое же количество частиц, которое вызовет изменение характеристики B на величину $\beta \sum_- mb$. Тогда изменение характеристики B , отнесенное к единице площади и единице времени, которое обозначим через γ , определится из соотношения

$$\gamma = \frac{\beta}{ft} \left(\sum_+ mb - \sum_- mb \right).$$

Пусть b является некоторой функцией глубины h . Разложив эту функцию в ряд Тейлора и ограничившись первыми тремя членами разложения, получим

$$b = b_0 + z \frac{db}{dz} + \frac{z^2}{2} \frac{d^2b}{dz^2}.$$

Подставляя найденное значение b в предыдущее соотношение, получим

$$\gamma = \frac{\beta}{ft} \left[b_0 \left(\sum_+ m - \sum_- m \right) + \frac{db}{dz} \left(\sum_+ mz - \sum_- mz \right) + \frac{1}{2} \frac{d^2b}{dz^2} \left(\sum_+ mz^2 - \sum_- mz^2 \right) \right].$$

Так как масса частиц, прошедших сверху, равна массе частиц, прошедших снизу, то

$$\sum_+ m - \sum_- m = 0.$$

Далее, естественно предположить, что движение частиц с обеих сторон площадки симметрично, т. е. каждой частице, приходящей с некоторого расстояния $+z$, должна соответствовать частица с той же массой, но находившаяся в начальный момент на расстоянии $-z$. Отсюда

$$\sum_+ mz^2 - \sum_- mz^2 = 0.$$

Тогда

$$\gamma = \beta \frac{db}{dz} \frac{\left(\sum_+ mz - \sum_- mz \right)}{ft},$$

где γ — изменение характеристики B за единицу времени в результате перемешивания через единицу площади, β — физическая по-

стоянная, $\frac{\sum_+ mz - \sum_- mz}{ft} = A$ — величина, в выражение которой не

входят свойства воды и их градиенты и которая характеризует интенсивность перемешивания. Эту величину Шмидт назвал коэффициентом перемешивания (обмена). Размерность этого коэффициента, очевидно, будет г/см · с.

Таким образом,

$$\gamma = \beta \frac{db}{dz} A. \quad (3.2)$$

Эта формула определяет изменение характеристики B при перемешивании через единицу поверхности в единицу времени.

Определим теперь, используя полученное равенство (3.2), изменение характеристики B в столбе воды с основанием 1 см^2 и высотой dz в единицу времени. Оно будет равно изменению характеристики B на расстоянии dz , т. е. дифференциалу от соотношения (3.2). Считая коэффициент перемешивания A не зависящим от z , получим для определения изменения величины B в столбе воды в единицу времени соотношение

$$\beta A \frac{d^2 b}{dz^2} dz. \quad (3.3)$$

Разделив (3.3) на массу столба воды высотой dz , основанием 1 см^2 и плотностью ρ , т. е. на ρdz , получим выражение для изменения характеристики B в единицу времени, отнесенное к единице

массы, т. е. для величины $\frac{dB}{dt}$:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{A\beta}{\rho} \frac{d^2 b}{dz^2}.$$

Так как $dB = \beta db$, получим

$$\frac{db}{dt} = \frac{A}{\rho} \frac{d^2 b}{dz^2}. \quad (3.4)$$

Формула (3.4) выведена в предположении независимости коэффициента перемешивания A от z . Если $A = f(z)$, то формула примет вид

$$\frac{db}{dt} = \frac{1}{\rho} \left(A \frac{d^2 b}{dz^2} + \frac{dA}{dz} \frac{db}{dz} \right).$$

Так как в полученных соотношениях коэффициент перемешивания A не зависит от свойства b и физической константы β , то его можно определить из наблюдений над любым свойством и характеристикой из соотношения

$$A = \frac{\gamma}{\beta \frac{db}{dz}}.$$

Физический смысл величин b , B , β и γ приведен в табл. 12.

Таблица 12

Физический смысл величин b , B , β и γ

Свойство b	Характеристика B	Физическая константа β	Коэффициент βA	Изменение характеристики B , отнесенной к единице времени и единице площади γ
Скорость течения (см/с)	Количество движения (г · см/с)	Масса воды (г)	Трение (г/см · с)	Количество движения (г/см · с ²)
Температура (град)	Количество тепла (кал)	Удельная теплоемкость воды (кал/град · г)	Теплопроводности (кал/град · см · с)	Количество тепла (кал/см ² · с · г)
Соленость (г/г)	Количество солей (г)	Масса солей (г)	Диффузии (г/см · с)	Количество солей (г/см ² · с)
Содержание газов (г/г)	Количество газов (г)	Масса газов (г)	Диффузии (г/см · с)	Количество газов (г/см ² · с)

Из таблицы следует, что произведение коэффициента перемешивания A , не зависящего от выбранного свойства, на физическую константу дает суммарный коэффициент, зависящий от выбранного свойства и имеющий свое название. Для скорости течения это коэффициент трения η , для температуры — коэффициент теплопроводности κ , для солености и содержания газов — коэффициент диффузии D .

С учетом сказанного для изменения соответствующих характеристик B , отнесенных к единице времени и единице площади, получим следующие соотношения:

для силы трения

$$F = \eta \frac{dv}{dn},$$

для количества тепла (телопередачи)

$$Q = \kappa \frac{dt}{dn},$$

для изменения количества солей (диффузии)

$$M = D \frac{dS}{dn}, \quad (3.5)$$

где $\frac{dv}{dn}$, $\frac{dt}{dn}$ и $\frac{dS}{dn}$ — градиенты скорости, температуры и солености соответственно.

Соотношения (3.5) принципиально применимы как для молекулярного, так и турбулентного перемешивания. Однако, так как они получены в предположении, что выравнивание всех свойств происходит исключительно за счет проникновения частиц из одного слоя в другой, то, строго говоря, они применимы только при исследовании диффузии твердых частиц и газов, растворенных в воде. При изучении теплопроводности и трения необходимо учитывать и другие факторы, влияющие на выравнивание свойств при перемешивании, как, например, излучение, внутримолекулярные силы и др. Вследствие этого коэффициенты теплопроводности и трения, рассчитанные как произведение физической константы β на коэффициент перемешивания A , будут отличаться от истинных их значений, получаемых экспериментально.

Для молекулярного перемешивания различия в значениях указанных коэффициентов приведены в гл. II. Там же приведены и формулы (2.6, 2.7, 2.8) для расчета молекулярной теплопроводности, трения и диффузии, которые вытекают из соотношений (3.5). При этом коэффициенты молекулярной теплопроводности, вязкости и диффузии можно считать физическими константами морской воды, так как они зависят только от физических свойств морской воды. В случае же приложения соотношений (3.5) к исследованию турбулентного перемешивания соответствующие коэффициенты не могут быть приняты постоянными. Они оказываются зависящими не только от физических свойств морской воды, но и от скорости ее движения, размеров возникающих вихрей, линейных масштабов турбулентности, периода наблюдаемых пульсаций скорости (временных масштабов турбулентности), устойчивости слоев в море и других характеристик. Поэтому, несмотря на простоту соотношений (3.5), их приложение к турбулентному перемешиванию связано со значительными трудностями и не всегда обеспечивает необходимую точность решения задач, связанных с турбулентностью.

§ 12. Турбулентное перемешивание

Турбулентное перемешивание, так же как и молекулярное, может происходить как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях и при любом вертикальном распределении плотности. Оно возникает только при наличии горизонтальных или вертикальных градиентов скорости течения.

Турбулентное движение жидкости можно представить как наложение на упорядоченный осредненный поток хаотически перемещающихся масс воды. По предложению Рейнольдса (1895), действительные компоненты скорости турбулентного потока можно представить в следующем виде:

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad w = \bar{w} + w',$$

где \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} — составляющие осредненной скорости по осям X , Y , Z , u' , v' , w' — составляющие пульсационной (турбулентной) скорости по тем же осям.

Под осредненными составляющими понимается выражение вида

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt,$$

которое на практике обычно заменяется средним арифметическим значением из наблюдаемых действительных скоростей за указанный период осреднения T .

Рассчитываемые осредненные значения зависят от периода осреднения, так как с увеличением его в осреднение входят пульсации скорости все большего и большего периода.

Если взять период осреднения таким, чтобы он значительно превосходил длительность всех встречающихся в данном потоке пульсаций, то осредненные значения скорости не будут зависеть от времени, а средние значения составляющих пульсационной скорости будут равны нулю.

Однако в реальных морских условиях выбор указанного периода осреднения затруднен, так как всегда можно предположить наличие пульсаций скорости течения с периодом, большим любого наперед заданного периода осреднения. Поэтому при изучении турбулентности в море перед исследователем встает вопрос о том, что принимать за осредненную, а что за пульсационную (турбулентную) скорость. Ответ на этот вопрос зависит от конкретно поставленной задачи и далеко не всегда может быть дан однозначно. Вместе с тем он имеет весьма существенное значение, так как только при определении необходимого периода осреднения (и то не всегда) возможно доведение решения задачи до числа. Это обусловлено тем, что при правильном выборе периода осреднения создается возможность приложения многих обычных математических операций к изучению нестационарных явлений, к которым относится и турбулентность, что существенно упрощает исследование и позволяет получить приемлемые для практических расчетов формулы.

Если период осреднения значительно превосходит длительность всех встречающихся пульсаций скорости, то осредненные величины не будут являться функциями периода осреднения, т. е. повторное осреднение не изменит их величины $\bar{u} = \bar{u}$; $\bar{v} = \bar{v}$; $\bar{w} = \bar{w}$, а средние пульсации скорости будут равны нулю

$$\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0.$$

При этих условиях уравнения осредненного движения Рейнольдса, которые получаются путем подстановки в уравнения Навье—Стокса значения мгновенных скоростей в виде суммы осредненных

скоростей и пульсаций, примут вид:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \bar{u}'^2) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \bar{u}'\bar{v}') + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \bar{u}'\bar{w}'); \\ \rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{v} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \bar{v}'\bar{u}') + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \bar{v}'^2) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \bar{v}'\bar{w}'); \\ \rho \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{w} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \bar{w}'\bar{u}') + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \bar{w}'\bar{v}') + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \bar{w}'^2); \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= 0, \end{aligned}$$

μ — коэффициент молекулярной вязкости.

Уравнение Рейнольдса отличается от уравнений Навье—Стокса дополнительными членами вида $-\overline{\rho u'v'}$ — турбулентные напряжения, обусловленные пульсационными скоростями, которые образуют симметричный тензор второго ранга, называемый тензором напряжений. Турбулентные напряжения принято обозначать:

$$\tau_{xx} = -\overline{\rho u'^2}, \quad \tau_{xy} = -\overline{\rho u'v'}, \quad \tau_{xz} = -\overline{\rho u'w'} \text{ и т. д.},$$

где τ_{xx} означает напряжение на единицу площади поверхности, перпендикулярной к оси X в ее направлении, τ_{xy} означает напряжение на единицу площади поверхности, перпендикулярной к оси X в направлении оси Y и т. д.

Система четырех уравнений содержит десять неизвестных величин: давление, компоненты осредненной скорости и шесть турбулентных напряжений. Для решения системы необходимо либо знать характеристики турбулентных напряжений, либо каким-то образом связать их с характеристиками осредненного движения. Такие связи устанавливаются в так называемых полуэмпирических теориях турбулентности. Непосредственные исследования самих пульсационных составляющих скорости осуществляются в статистической и спектральной теориях турбулентности.

Полуэмпирические теории турбулентности. Первым шагом в установлении связей между турбулентными напряжениями и характеристиками осредненного движения явилось предположение о возможности провести аналогию между турбулентными напря-

жениями и напряжениями, обусловленными молекулярной вязкостью, которые выражаются соотношением

$$F = \mu \frac{du}{dn}.$$

Буссинеск (1877) предположил, что и турбулентное касательное напряжение можно определить аналогичной формулой

$$\overline{\rho u' v'} = A \mu \frac{\overline{du}}{dn},$$

где A — некоторый условный (виртуальный) коэффициент турбулентной вязкости, обусловленный не движением (переносом) отдельных молекул, а переносом количества движений путем турбулентных движений конечных объемов жидкости.

Существенным различием коэффициента турбулентности A от молекулярного μ является зависимость его от самих характеристик движения. Кроме того, коэффициент A существенным образом зависит от типа и масштаба осреднения. Для морской турбулентности вопрос о периоде осреднения, как пространственном, так и временном, имеет существенное значение. По наблюдениям, коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости колеблются в пределах от 10^{-1} до 10^4 см/с², а коэффициенты горизонтальной турбулентной вязкости превосходят их в 10^3 — 10^8 раз. Так как коэффициент A не физическая константа, а зависит, в свою очередь, от осредненной скорости, были предприняты попытки установить связь коэффициента турбулентной вязкости с осредненной скоростью. Более или менее успешной оказалась попытка Прандтля (1925). Он выдвинул гипотезу о переносе количества движения отдельными молями жидкости в направлении, перпендикулярном осредненному потоку (по оси Z) на некоторое расстояние l_1 , названное им путем смешения. Это расстояние, проходимое молями (объемами) воды без изменения средней скорости до их столкновения.

Разность осредненных скоростей на расстоянии l_1 может быть приближенно представлена в виде $l_1 \frac{\overline{du}}{dz}$. Эту разность Прандтль принимает пропорциональной турбулентным пульсациям, т. е.:

$$u' \sim l_1 \frac{\overline{du}}{dz},$$

$$v' \sim l_2 \frac{\overline{du}}{dz}.$$

Тогда для турбулентного напряжения $\overline{\rho u' v'}$

$$|\overline{u' v'}| = l^2 \left(\frac{\overline{du}}{dz} \right)^2,$$

где

$$l^2 = \frac{1}{\rho} \overline{l_1 l_2}.$$

Чтобы подчеркнуть, что величины $\overline{u'v'}$ и $\frac{d\bar{u}}{dz}$ должны иметь один знак, запишем формулу в таком виде:

$$\overline{u'v'} = l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \frac{d\bar{u}}{dz}.$$

Сравнивая с формулой Буссинеска, получим

$$A = l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right|.$$

Путь смещения l — малоопределимая и трудноизмеримая величина. Однако в отличие от A он не зависит от средней скорости, а является только функцией положения рассматриваемой точки. Величину l оказывается возможным выразить во многих задачах через характерные величины с размерностью длины. Так, например, в задачах о турбулентном течении вблизи твердой стенки l можно принять пропорциональной расстоянию до границ потока.

В морской турбулентности теория Прандтля находит применение при решении задач, имеющих в качестве определяющих параметров величины с размерностью длины, как это имеет место, например, в задаче о турбулентном перемешивании в ветровых волнах. В задачах же о горизонтальной турбулентности в морских течениях она мало пригодна.

Стремясь избавиться от величины l , Карман (1930) предложил формулу для турбулентных напряжений в виде

$$\overline{u'v'} = \kappa^2 \left| \frac{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^4}{\left(\frac{d^2\bar{u}}{dz^2} \right)^2} \right|,$$

где $\kappa^2 = 0,38$ — постоянная Кармана.

Отсюда

$$A = \kappa^2 \left| \frac{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^3}{\left(\frac{d^2\bar{u}}{dz^2} \right)^2} \right|.$$

Формула Кармана может быть использована только для вертикальной турбулентности, когда имеют место резкие изменения скорости по вертикали (срезающий поток).

Статистическая теория турбулентности. В статистической теории турбулентности основное внимание уделяется изучению составляю-

щих пульсационной скорости течения u' , v' , w' . Эти составляющие рассматриваются как случайные величины, для которых и определяются основные статистические характеристики.

Так как средние значения $\overline{u'} = \overline{v'} = \overline{w'} = 0$, то по принятому условию в качестве меры амплитуды пульсационных скоростей принимаются корни квадратные из средних значений квадратов пульсационных составляющих $\sqrt{\overline{(u')^2}}$; $\sqrt{\overline{(v')^2}}$; $\sqrt{\overline{(w')^2}}$.

1. Если эти величины разделить на среднюю скорость потока U , то получим первую статистическую характеристику турбулентности, называемую интенсивностью турбулентности (продольную, поперечную и вертикальную):

$$I_u = \frac{\sqrt{\overline{(u')^2}}}{U}, \quad I_v = \frac{\sqrt{\overline{(v')^2}}}{U}, \quad I_w = \frac{\sqrt{\overline{(w')^2}}}{U}.$$

2. Среднее от произведения двух пульсационных скоростей, вообще говоря, отлично от нуля и характеризует некоторым образом связь между данными компонентами скорости в рассматриваемой точке потока. Всего можно составить девять различных комбинаций средних произведений компонент скорости, которые образуют симметричный тензор второго ранга, называемый тензором моментов корреляции:

$$\begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

и который отличается от тензора турбулентности Рейнольдса лишь постоянным множителем ρ .

В качестве меры статистической связи между пульсирующими величинами (например, u' , v') используется обычно не момент корреляции, а коэффициент корреляции, определяемый из соотношения

$$R = \frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}}.$$

Коэффициент корреляции является основной количественной мерой статистической связи между исследуемыми пульсирующими величинами. Если отсутствует линейная статистическая связь, то, как известно, $R=0$, а при линейной функциональной связи $R=1$ (по модулю).

3. Кроме корреляции между различными пульсационными скоростями, измеряемыми в одной точке, большой интерес представляет корреляция между пульсационными скоростями в двух различных точках потока M_1 и M_2 , разделенных некоторым расстоянием r . Можно составить девять различных произведений из

пульсационных скоростей, образующих в общем случае несимметричный тензор, называемый тензором моментов связи второго порядка:

$$\begin{pmatrix} \overline{u_1 u_2} & \overline{u_1 v_2} & \overline{u_1 w_2} \\ \overline{v_1 u_2} & \overline{v_1 v_2} & \overline{v_1 w_2} \\ \overline{w_1 u_2} & \overline{w_1 v_2} & \overline{w_1 w_2} \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Если устремить точку M_2 к M_1 , то тензор (3.7) переходит в тензор (3.6).

Разделив каждый из членов тензора (3.7) на произведение средних квадратических отклонений соответствующих пульсационных скоростей, получим девять коэффициентов корреляции, которые в данном случае будут зависеть от расстояния между точками M_1 и M_2 .

Выберем точки M_1 и M_2 на оси X , тогда для пульсационной скорости u' в точках M_1 и M_2 , находящихся на расстояниях x друг от друга, получим коэффициент корреляции

$$R_u(x) = \frac{\overline{u_1 u_2}}{\sqrt{\overline{u_1^2}} \sqrt{\overline{u_2^2}}}.$$

Очевидно, что если $x=0$ (точки M_1 и M_2 совпадают), то

$$R_u = 1, \text{ а при } x \rightarrow \infty \text{ } R_u \rightarrow 0.$$

Если проинтегрировать теперь функцию $R_u(x)$ от 0 до ∞ , то получим еще одну основную статистическую характеристику турбулентности с размерностью длины — продольный масштаб турбулентности

$$L_x = \int_0^{\infty} R_u(x) dx.$$

Расположив точки M_1 и M_2 по оси Y , получим поперечный масштаб турбулентности

$$L_y = \int_0^{\infty} R_u(y) dy.$$

Кроме рассмотренных коэффициентов корреляции большое значение имеет корреляция между одной и той же компонентой пульсационной скорости, измеренной в одной точке, но в различные моменты времени, т. е.

$$R_u(t) = \frac{\overline{u'(t_0) u'(t_0+t)}}{\sqrt{[\overline{u'(t_0)}]^2} \sqrt{[\overline{u'(t_0+t)}]^2}}.$$

Этот коэффициент корреляции суть функция времени и называется коэффициентом автокорреляции. Интегрирование $R_u(t)$

(а также $R_v(t)$ или $R_w(t)$) по времени от нуля до бесконечности дает масштаб с размерностью времени — временной масштаб турбулентности.

Если за $u'(t_0)$ и $u'(t_0+t)$ принять значения скорости одной и той же частицы в моменты t_0 и t_0+t , то получим коэффициент корреляции в форме Лагранжа, имеющий существенное значение при исследовании турбулентной диффузии.

Спектральная теория турбулентности. В спектральной теории турбулентности основной характеристикой турбулентности является спектр турбулентности. В данном случае мгновенная скорость $u(t)$ в турбулентном потоке рассматривается как результат наложения большого числа простых синусоидальных колебаний с различными частотами и определенными амплитудами. Основной величиной, характеризующей разложение функции $u(t)$, служит спектральная функция $F(n)$, которая определяется следующим равенством:

$$F(n)_u = \frac{\overline{u'^2(t, n, n+dn)}}{\overline{u'^2(t)}}$$

где $\overline{u'^2(t, n, n+dn)}$ — средний квадрат доли величины $\overline{u'^2(t)}$, соответствующий интервалу частот от n до $n+dn$; $\overline{u'^2(t)}$ — осредненная составляющая всех частот. Следовательно, $F(n) dn$ определяет часть кинетической энергии пульсаций с частотами от n до $n+dn$ от общей осредненной энергии пульсационного движения.

Спектральная функция удовлетворяет очевидному условию

$$\int_0^{\infty} F(n) dn = 1.$$

Спектральную функцию $F(n)$ можно связать с рассмотренными выше коэффициентами корреляции (по Тейлору) следующими формулами:

$$F(n)_u = 4 \int_0^{\infty} R_u(t) \cos 2\pi n t dt,$$

где $R_u(t)$ — коэффициент автокорреляции, или автокорреляционная функция, или

$$F(n)_u = \frac{4}{u} \int_0^{\infty} R_u(x) \cos 2\pi n \frac{x}{u} dx,$$

где $R_u(x)$ — коэффициент продольной корреляции.

В свою очередь, спектральную функцию можно выразить через коэффициенты корреляции $R_u(t)$ и $R_u(x)$, так как они являются

парами преобразования Фурье:

$$R_u(t) = \int_0^{\infty} F(n)_u \cos 2\pi n t \, dn,$$

$$R_u(x) = \int_0^{\infty} F(n)_u \cos 2\pi n \frac{x}{u} \, dn.$$

Приведенные основные статистические характеристики турбулентности дают достаточно полную статистическую картину потока. Однако определение (измерение) этих характеристик в море связано с большими трудностями. Для измерения вертикальной турбулентности, характеризующейся малыми пространственными и временными масштабами, необходимы малоинерционные и высокоточные приборы.

Некоторые успехи в этом направлении достигнуты на кафедре физики вод моря и суши МГУ, где был создан малоинерционный прибор-турбулиметр под руководством А. Г. Колесникова; с помощью этого прибора проведен ряд наблюдений в Атлантическом и Индийском океанах и на Черном море. В результате обработки записей получены интересные данные об интенсивности турбулентности, вертикальном коэффициенте турбулентного обмена и некоторых других статистических характеристиках турбулентности в поверхностном слое моря.

Однако полученных данных пока слишком мало для более или менее подробного анализа статистических характеристик турбулентности.

Для горизонтальной турбулентности, имеющей значительные временные и пространственные масштабы, требования к инерционности и точности приборов значительно ниже. Современные буквопечатающие вертушки БПВ, дающие осредненные значения скорости за 2—3 минуты, могут быть использованы для изучения статистических характеристик горизонтальной турбулентности. В настоящее время по наблюдениям на буйковых станциях получены корреляционные и спектральные функции для составляющих горизонтальной скорости, оценены масштабы турбулентности, определены значения горизонтальных градиентов турбулентности.

Тем не менее полученные данные весьма ограничены. На их основе пока нельзя дать какие-либо теоретические предсказания о функциональном виде и изменчивости во времени и пространстве приведенных статистических характеристик турбулентности. Однако, несмотря на отсутствие общей теории, дающей ответ на указанные вопросы, в настоящее время существуют теории упрощенных (идеализированных) схем турбулентности — изотропной и локально-изотропной. Рассмотрим сущность этих теорий.

Изотропная и локально-изотропная турбулентности. Турбулентность называется однородной, если ее осредненные статистические характеристики в какой-либо точке потока не зависят от положения этой точки в пространстве, а двухточечные характеристики

(например, моменты связи) определяются только взаимным расположением точек M_1 и M_2 . Однородная турбулентность изотропна, если ее двухточечные характеристики не зависят также и от ориентации отрезка M_1M_2 в пространстве.

Очевидно, что для однородной турбулентности тензор моментов связи будет симметричным. Для изотропной турбулентности, кроме того, все недиагональные компоненты тензора моментов связи должны обращаться в нуль, а из диагональных характеристик при выборе одной из осей вдоль отрезка M_1M_2 (например, оси OX) парные компоненты будут равны между собой ($\overline{u'_1v'_2} = \overline{w'_1w'_2}$).

При малых расстояниях r между точками M_1 и M_2 можно получить уравнение для моментов связи

$$\frac{\partial (\overline{u'_1u'_2})}{\partial t} = 2\nu \left(\frac{\partial^2 (\overline{u'_1u'_2})}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial (\overline{u'_1u'_2})}{\partial r} \right).$$

Решение указанного дифференциального уравнения имеет вид

$$\overline{u'_1u'_2} = \frac{\text{const}}{(\sqrt{\nu t})^5} e^{-\frac{r^2}{8\nu t}}.$$

При $r=0$ $\overline{u'_1u'_2} = \overline{u'^2}$ и из приведенного уравнения получаем закон затухания интенсивности турбулентности со временем

$$\overline{u'^2} = \frac{\text{const}}{(\nu t)^{5/2}}.$$

Естественно, что, рассматривая Мировой океан или отдельные океаны, нельзя применить постулат об изотропной турбулентности. Однако если рассматривать отдельные районы океанов, то к ним могут быть применены закономерности изотропной турбулентности. Для учета этого ограничения вводится понятие локально-изотропной турбулентности.

Турбулентный поток можно рассматривать (по Колмогорову) как наложение большого числа разномасштабных «вихрей», наиболее крупные из которых образуются в результате неустойчивости осредненного потока, а размеры наименьших определяются действием сил вязкости. Крупномасштабные вихри, следовательно, получают энергию от осредненного движения и передают ее без существенных потерь более мелким вихрям, и так вплоть до самых мелких «вихорьков», рассеивающих энергию в тепло благодаря вязкости. Ввиду хаотичности механизма дробления вихрей естественно предположить, что, начиная с некоторого масштаба L , вихри теряют свойства преобладающей ориентации, и их, начиная с этого масштаба, можно считать изотропными.

Интервал локальной изотропии можно разделить в свою очередь на два подынтервала: инерционный, в котором можно пренебречь силами вязкости, и вязкостный, где энергия диссипируется в тепло. В инерционном подынтервале все статистические

характеристики турбулентности могут зависеть только от величины потока энергии по каскаду вихрей ε , который равен скорости диссипации турбулентной энергии, а также от условий задачи и параметров, ее определяющих. В вязкостном подынтервале кроме указанных параметров необходимо учитывать кинематическую вязкость жидкости $\nu = \frac{\mu}{\rho}$.

Исходя из указанных положений, оказывается возможным определить такую статистическую характеристику, как масштаб турбулентности вязкостного подынтервала λ , который разграничивает инерционный и вязкостный подынтервалы. Он оказывается равным

$$\lambda = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}.$$

Оценка λ для моря дает величину порядка 1 см.

Учитывая, что основные процессы в океане (течения, волнение и др.) связаны с турбулентностью значительно больших масштабов, чем 1 см, основное внимание в теории локально-изотропной турбулентности уделяется инерционному подынтервалу. Верхняя граница этого интервала определяется опытным путем.

В этой теории оказалось удобнее пользоваться в качестве основных статистических характеристик турбулентности структурными функциями, которые определяются выражением

$$D_{jk} = \overline{[v_j(M_2) - v_j(M_1)][v_k(M_2) - v_k(M_1)]},$$

где $j, k = 1, 2, 3$, а v_j или v_k — любая из компонент скорости (u, v, w).

По смыслу структурные функции соответствуют моментам связи. Однако их применение удобно тем, что при больших расстояниях между точками M_1 и M_2 разность скоростей будет определяться преимущественно большими вихрями. При малых расстояниях между точками M_1 и M_2 крупные вихри будут переносить эти точки как одно целое, а разность скоростей будет определяться только малыми вихрями, которые можно считать изотропными.

Для рассмотренных структурных функций можно получить девять величин типа D_{jk} , которые образуют тензор второго ранга.

Если теперь положить, что расстояние между точками не превышает верхней границы инерционного подынтервала L , то, следовательно, тензор характеризует изотропную турбулентность, для которой по аналогии с моментами связи вместо девяти компонент D_{jk} остается только три, из которых две равны между собой.

Принимая $u_1 = u, v_2 = v, w_3 = w$, для остающихся компонент тензора можно записать:

$$D_{11} = \overline{[u(M_2) - u(M_1)]^2},$$

$$D_{22} = \overline{[v(M_2) - v(M_1)]^2},$$

$$D_{33} = \overline{[w(M_2) - w(M_1)]^2}.$$

Компонент тензора D_{33} будет равен D_{11} , если отрезок M_1M_2 направлен по оси X , и D_{22} , если отрезок взят по оси Y . Для структурных функций D_{11} и D_{22} оказалось возможным найти аналитические выражения, имеющие вид

$$D_{11} = c_1 (\epsilon r)^{2/3}, \quad D_{22} = c_2 (\epsilon r)^{2/3},$$

где c_1 и c_2 — некоторые постоянные, r — масштаб турбулентности. Эти формулы выражают известный «закон двух третей». А. Н. Колмогоровым получено соотношение между структурными функциями D_{11} и D_{22}

$$D_{22} = \frac{3}{4} D_{11}.$$

Для инерционного подынтервала локально-изотропной турбулентности оказалось возможным получить аналитическое выражение и для спектральной функции

$$F(k) = c_3 \epsilon^{2/3} k^{-5/3},$$

называемое «законом $5/3$ », где c_3 — безразмерная константа, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число соответствующего турбулентного вихря, а ϵ имеет порядок 10^{-1} см²/с³ для ветрового волнения, 10^{-3} — для среднемасштабных движений и 10^{-5} для океанских движений.

Для того же интервала локально-изотропной турбулентности получено также аналитическое выражение для коэффициента турбулентности

$$A = c_4 \epsilon^{1/3} r^{4/3},$$

где c_4 — постоянная, r — масштаб турбулентности.

Формула представляет известный «закон $4/3$ » Ричардсона—Обухова. Она получила широкую экспериментальную проверку. Для горизонтальной турбулентности в море «закон $4/3$ » подтвердился для масштабов от нескольких десятков сантиметров до нескольких километров, что дает возможность считать справедливым выводы локально-изотропной турбулентности для значительных по масштабу турбулентных движений.

§ 13. Некоторые особенности морской турбулентности

Турбулентность в верхнем слое моря. Интенсивные турбулентные движения в верхнем слое океана приводят к перемешиванию приповерхностных вод и формированию верхнего однородного слоя, на нижней границе которого образуется слой скачка плотности, температуры (термоклин) и солености (галоклин).

Турбулентные движения в верхнем слое океана черпают свою энергию главным образом из энергии ветровых волн и дрейфовых течений и тратят ее на работу против архимедовых сил.

Перемешивание, связанное с турбулентностью такого происхождения, называют ветровым перемешиванием.

Теория ветрового перемешивания до сих пор разработана еще недостаточно, отсутствуют также надежные инструментальные измерения турбулентности в верхнем слое океана.

Приложение общей теории турбулентности к верхнему слою океана сталкивается со значительными трудностями.

Придонный турбулентный пограничный слой. В придонном слое морей и океанов благодаря трению скорости течения уменьшаются с приближением ко дну, где становятся равными нулю, жидкость как бы «прилипает» ко дну.

Затормаживающее влияние дна сказывается до определенных расстояний. Толщина придонного слоя обычно несколько десятков метров. Этот слой называют придонным пограничным слоем.

Интенсивность турбулентности в придонном слое существенно зависит от шероховатости морского дна: Только илистое дно можно считать гидродинамически гладкой поверхностью.

Таким образом, придонный пограничный слой в морях и океанах всегда является турбулентным.

Существенно, что интенсивность турбулентности в придонном слое практически не зависит от средней скорости течения. Временной интервал корреляции (временной масштаб турбулентности) по наблюдениям в продольном направлении оказался равным 8,72 с, в вертикальном — 1,71 с.

Средние продольные и вертикальные масштабы турбулентных пульсаций соответственно составляют 3,57 и 1,25 м. Размеры турбулентных вихрей возрастают с удалением от дна.

В диапазоне волновых чисел от 10^{-2} до 1 см^{-1} турбулентность в придонном потоке является изотропной и спектр хорошо описывается законом степени « $5/3$ ». Взаимосвязь продольной и вертикальной флуктуационной составляющей течения в области волновых чисел, больших $0,5^{-1}$, очень мала, а следовательно, вихри не вносят существенного вклада в напряжение Рейнольдса.

Коэффициент турбулентности в придонном приливном потоке имеет порядок $10-10^2 \text{ см}^2/\text{с}$. Около самого дна коэффициент турбулентности линейно растет с удалением от дна, затем рост его замедляется и в пределах всей остальной толщи пограничного слоя коэффициент турбулентности убывает.

§ 14. Конвективное перемешивание

Конвективное перемешивание создается в результате увеличения плотности (уменьшения удельного объема) вышележащих слоев воды (чаще всего поверхностных). Увеличение плотности может происходить благодаря повышению солености поверхностных слоев при льдообразовании и испарении или благодаря понижению их температуры при охлаждении.

Иногда увеличение плотности может наблюдаться в результате смешения вод различной солености и температуры при турбулентном перемешивании. Это так называемое уплотнение при смешении.

Для начала конвективного перемешивания двух слоев необходимо, чтобы изменения температуры и солености верхнего слоя привели к такому изменению плотности верхнего слоя, при котором бы она стала больше плотности нижележащего слоя (или равной ей). После перемешивания слоев их температура и соленость примут средние значения с учетом толщин перемешанных слоев. Казалось бы, и плотность также должна принять среднее значение. Однако картина получается иная.

Так, например, если смешать в равных количествах две массы воды с температурами 4°C и соленостью 0 и 30‰, то средняя условная плотность σ_t , рассчитанная по начальным плотностям, должна быть равна 11,920. Фактическое же значение, определяемое по средним для смеси величинам температуры и солености, равным 4°C и 15‰, равно 11,970. Следовательно, фактическая плотность на 0,050 больше средней.

Явление уплотнения при смешении обусловлено нелинейностью зависимости плотности морской воды от температуры и солености и называется уплотнением при смешении.

Можно показать аналитически и графически, что фактическая плотность будет всегда несколько выше средней, определяемой по средним значениям температуры и солености, и не будет наблюдаться случаев уменьшения плотности при перемешивании. Это объясняется тем, что при перемешивании происходит выравнивание не плотности, а температуры и солености, которые определяют значение последней. С целью уменьшения ошибок, связанных с уплотнением воды при смешении, при расчетах глубины конвективного перемешивания можно идти двумя путями. Первый путь состоит в том, что всю толщу воды разбивают на небольшие слои, в пределах которых можно допустить линейность связи плотности с температурой и соленостью и последовательно рассчитывать необходимые величины понижения температуры или повышения солености для возникновения конвекции между этими слоями.

Второй путь — это расчет более точными графо-аналитическими методами с учетом поправки за уплотнение при смешении, приводимыми в специальных руководствах.

Типы перемешивания. В природных условиях конвективное перемешивание может происходить как за счет отдельного изменения температуры и солености, так и за счет их суммарного воздействия. В зависимости от причин, вызывающих конвекцию, и географического расположения районов, в котором оно наблюдается, можно выделить следующие типы перемешивания.

1. Арктический тип. Конвекция происходит преимущественно за счет осолонения при льдообразовании. Такое перемешивание характерно для замерзающих морей, в которых годовая амплитуда температуры мала, а льдообразование велико. Примером служит Арктический бассейн.

2. Полярный тип. Конвекция проходит сначала за счет понижения температуры, затем за счет повышения солености при льдообразовании. Такое перемешивание характерно для морей

высоких широт с большим положительным пресным балансом (пресный баланс = осадки + береговой сток — испарение) и большой амплитудой температур (например, Белое море).

3. Субполярный тип. Конвекция развивается только вследствие понижения температуры. Этот тип перемешивания характерен для тех морей умеренных и высоких широт, в которых нет льдообразования и где пресный баланс близок к нулю, вертикальный градиент солености также всегда близок к нулю и годовые амплитуды поверхностных температур велики. Таковы, например, условия в юго-западной части Баренцева моря.

4. Субтропический тип. Конвекция создается в результате повышения солености при испарении и понижении температуры. Такое перемешивание характерно для морей с отрицательным пресным балансом и большой амплитудой температур. Примером является Средиземное море. Летом соленость на его поверхности увеличивается, так как испарение преобладает над осадками и стоком с суши. Однако конвекции благодаря повышенной температуре не происходит. С наступлением зимы, когда поверхностный слой моря охлаждается, развивается интенсивное перемешивание, распространяющееся до дна.

5. Тропический тип. Конвекция возникает за счет повышения солености при испарении. Этот тип перемешивания характерен для тех тропических морей, в которых пресный баланс отрицателен и годовые амплитуды температуры и солености малы. Пример — Красное море.

Зимняя вертикальная циркуляция. В большинстве районов океанов наиболее интенсивное конвекционное перемешивание происходит в результате охлаждения поверхностных слоев в холодную половину года. Этот вид перемешивания получил специальное название — зимняя вертикальная циркуляция. Ее интенсивность и глубина распространения тем больше, чем интенсивнее и продолжительнее процесс охлаждения поверхностных слоев воды.

В результате перемешивания в поверхностном слое воды толщиной от нескольких десятков до сотен метров образуется изотермический слой с температурой, соответствующей температуре на поверхности.

Сказанное хорошо иллюстрируется рис. 3.1, на котором приведены кривые вертикального распределения температуры воды в районе, расположенном к югу от Японии, для марта, когда зимняя вертикальная циркуляция достигает максимального развития, и для августа, когда температура воды на поверхности наибольшая. Если соленость воды меньше 24,7‰, то минимальная температура охлаждения слоя не будет ниже температуры наибольшей плотности. Дальнейшее охлаждение поверхностного слоя не будет вызывать конвективного перемешивания, и при температуре заморзания начнется процесс льдообразования на поверхности.

Если соленость вод больше 24,7‰, конвекция будет происходить вплоть до начала льдообразования и температура охлажден-

ного перемешанного слоя может доходить до температуры замерзания.

Ниже перемешавшегося слоя будет находиться слой, не охваченный зимней вертикальной циркуляцией, на границе с которым будет отмечаться более или менее резко выраженный скачок температуры. При этом в зависимости от вертикального распределения солёности температура слоя, не охваченного перемешиванием, может быть выше или ниже вышележащего.

Для расчета глубины зимней вертикальной циркуляции и температуры после перемешивания необходимо знать начальное вертикальное распределение температуры и солёности воды и количество тепла, отдаваемое поверхностью моря.

С началом прогрева поверхностных слоев в теплую половину года холодный слой воды, образовавшийся в процессе зимней вертикальной циркуляции, исчезает не сразу, а по мере передачи тепла на глубины.

В результате на некоторой глубине сохраняется холодный промежуточный слой, который в случае недостаточно интенсивного прогрева в теплую половину года может сохраниться до начала нового зимнего охлаждения.

Так как с вертикальным распределением температуры связаны многие процессы, протекающие в океане (течения, распространение звука и др.), то конвективное перемешивание и, в частности, зимняя вертикальная циркуляция играют существенную роль в гидрологическом режиме океанов и морей.

§ 15. Вертикальная устойчивость слоев в море

Понятие устойчивости. Под устойчивостью слоев в море понимается вертикальный градиент плотности воды, исправленный за изменения плотности, вызванные адиабатическими изменениями температуры. Устойчивость служит количественной характеристикой условий вертикального равновесия слоев в море.

При перемешивании, как известно, происходит перенос частиц из слоя в слой. Когда частица перемещается с меньшей глубины на большую, ее плотность увеличивается вследствие увеличения давления. Одновременно происходит уменьшение плотности вследствие повышения температуры за счет сжатия, или так называемое адиабатическое повышение температуры. Если

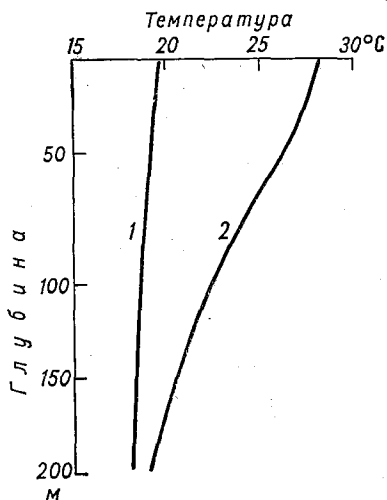


Рис. 3.1. Вертикальное распределение температуры воды в районе, расположенном к югу от Японии в марте (1) и августе (2).

плотность перемещенной частицы на новом уровне окажется больше плотности окружающих вод, частица будет продолжать опускаться, и наблюдается неустойчивое равновесие (состояние) слоев. Если, напротив, ее плотность окажется меньше плотности окружающих вод, частица вернется в исходное положение (поднимается вверх) и наблюдается устойчивое равновесие (состояние).

При равенстве плотностей частицы и окружающих вод и при отсутствии внешнего импульса вертикального движения частицы не будет, наблюдается безразличное равновесие (состояние).

Аналогично можно получить условия равновесия и для частиц, перемещающихся с больших глубин на меньшие.

Следовательно, для количественной оценки условий равновесия необходимо сравнить на интересующем нас уровне плотности перемещающихся по вертикали частиц и окружающих вод.

Предположим, что на глубине z , где давление p , вода имеет соленость S , температуру T и плотность ρ , а на глубине $z+dz$, где давление $p+dp$, она имеет соответственно соленость $S+dS$ и температуру $T+dT$.

Если теперь частицу воды адиабатически переместить с глубины z на глубину $z+dz$, вследствие изменения давления ее плотность изменится на величину $\frac{\partial \rho}{\partial p} dp$ за счет непосредственного воздействия давления и на величину $\frac{\partial \rho}{\partial T} d\zeta$, вызванную адиабатическим изменением температуры (при сжатии или расширении) на величину $d\zeta$.

Следовательно, на глубине $z+dz$ плотность перемещенной с глубины z частицы будет

$$\rho + \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} d\zeta.$$

Окружающие массы воды на глубине $z+dz$, очевидно, будут иметь плотность

$$\rho + \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT + \frac{\partial \rho}{\partial S} dS.$$

Разность плотностей $\delta\rho$ окружающих масс воды и перемещающихся по вертикали и является, как отмечено выше, критерием равновесия. Она будет равна

$$\delta\rho = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} dT + \frac{\partial \rho}{\partial S} dS - \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial p} dp + \frac{\partial \rho}{\partial T} d\zeta \right).$$

После сокращения и приведения подобных членов получим

$$\delta\rho = \frac{\partial \rho}{\partial T} (dT - d\zeta) + \frac{\partial \rho}{\partial S} dS.$$

Если $\delta\rho > 0$ — равновесие устойчивое, $\delta\rho < 0$ — равновесие неустойчивое, $\delta\rho = 0$ — равновесие безразличное.

В океанографии принято определять не величину разности $\delta\rho$, а ее изменения на единицу расстояния, т. е. градиент разности $\frac{\delta\rho}{dz}$

$$\frac{\delta\rho}{dz} = \frac{\partial\rho}{\partial T} \left(\frac{dT}{dz} - \frac{d\xi}{dz} \right) + \frac{\partial\rho}{\partial S} \frac{dS}{dz}.$$

Величина градиента $\frac{\delta\rho}{dz}$ обозначается через E и называется вертикальной устойчивостью слоев в море. Нетрудно видеть, что устойчивость отличается от вертикального градиента плотности $\frac{\partial\rho}{dz}$ только величиной адиабатической поправки $\frac{\partial\rho}{\partial T} \frac{d\xi}{dz}$.

Действительно, учитывая, что

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\partial\rho}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial\rho}{\partial S} \frac{dS}{dz},$$

получим

$$E = \frac{\delta\rho}{dz} = \frac{d\rho}{dz} - \frac{\partial\rho}{\partial T} \frac{d\xi}{dz}.$$

Учитывая малые численные значения величины устойчивости, ее выражают в единицах $E \cdot 10^8$. Для расчета устойчивости в «Океанологических таблицах» даны вспомогательные таблицы для вычисления величин $\frac{\partial\rho}{\partial T}$, $\frac{\partial\rho}{\partial S}$ и $\frac{d\xi}{dz}$. Вертикальные градиенты температуры $\frac{dT}{dz}$ и солёности $\frac{dS}{dz}$ рассчитываются по результатам наблюдений над температурой и солёностью на океанологических станциях.

Изучение распределения устойчивости и ее изменчивости во времени и пространстве имеет большое значение при изучении водных масс Мирового океана. Устойчивость характеризует возможность и интенсивность перемешивания или его невозможность. По распределению устойчивости можно судить о расположении и границе слоев с резкими изменениями плотности — слоев скачка плотности, границах водных масс различного происхождения, о зонах сходимости и расходимости потоков, о глубине распространения конвекции и других процессах.

В табл. 13 приведен пример вычисления устойчивости на гидрологической станции. Номера таблиц, указанные в соответствующих графах, соответствуют номерам «Океанологических таблиц» Н. Н. Зубова, из которых и выбираются соответствующие величины. Выполняемые действия и исходные величины для расчетов в отдельных графах показаны цифрами и знаками арифметических

Таблица 13

Пример вычисления устойчивости

z м	T °C	S ‰	t _{ср}	S _{ср}	$\frac{dT}{dz} \cdot 10^4$	Таблица 23 поправки $\frac{d\zeta}{dz} \cdot 10^4$	Таблица 24 поправки	Таблица 25 поправки	$\frac{d\zeta}{dz} \cdot 10^4$ (7+8+9)	6—10
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
400	12,44	35,19	11,59	35,07	-85	-1,31	0	0	-1,3	-86
600	10,74	34,95	9,82	34,83	-92	-1,12	-0,1	0	-1,3	-93
800	8,90	34,70	7,45	34,59	-145	-0,91	-0,1	0	-1,0	-146
1000	6,00	34,48	4,53	34,51	-59	-0,74	-0,2	0	-0,9	-60
1500	3,08	34,53	2,70	34,61	-14	-0,63	-0,3	0	-0,9	-15
2000	2,35	34,68	2,16	34,73	-7,6	-0,5	-0,4	0	-0,9	-8,5
2500	1,97	34,75	1,84	34,75	-5,2	-0,5	-0,5	0	-1,0	-6,2
3000	1,71	34,75	1,54	34,75	-6,8	-0,5	-0,6	0	-1,1	-7,9
3500	1,37	34,74	1,22	34,73	-6,0	-0,4	-0,7	0	-1,1	-7,1
4000	1,07	34,71								

действий. Например, сумма цифр 7+8+9 в графе 10 означает суммирование данных столбцов 7, 8 и 9. Произведение цифр 17×21 означает произведение данных, выбираемых из граф 17 и 21.

Приведенные в графе 23 результаты расчета устойчивости указывают на общее уменьшение устойчивости с глубиной. Это уменьшение тесно связано с уменьшением вертикального градиента плотности. Увеличение устойчивости в слое 800—1000 м указывает на увеличение градиентов плотности в этом слое, которое связано с границами различных по своим свойствам водных масс.

Наибольшая устойчивость отмечается в слоях скачка плотности, где она может достигать несколько тысяч и даже десятков тысяч условных единиц. При таких значениях устойчивости наблюдается явление «жидкого грунта».

Жидким грунтом принято называть слой скачка плотности (слой наибольшей устойчивости), в котором вертикальные градиенты плотности достаточны для того, чтобы подводная лодка могла лежать в нем без хода, то есть иметь нулевую плавучесть. Для этого случая должно выполняться условие

$$\rho V = D, \quad (3.8)$$

где ρ — плотность воды с учетом ее сжимаемости; V — объем лодки в погруженном состоянии; D — вес лодки (водоизмещение).

При этом необходимо, чтобы при погружении лодка не принимала дополнительный балласт при погружении.

Предположим, что лодка, имевшая на глубине z нулевую плавучесть, погружается на глубину $z + dz$.

$$\frac{\partial T}{\partial z} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} + \frac{\partial \rho}{\partial S}$$

$\frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot 10^4$ Таблица 20 поправки	Таблица 21 поправки	Таблица 22 поправки	$\frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot 10^4$ (12+13+14)	11·15	$\frac{dS}{dz} \cdot 10^4$	$\frac{\partial \rho}{\partial S} \cdot 10^4$ Таблица 26 поправки	Таблица 27 поправки	Таблица 28 поправки	$\frac{\partial \rho}{\partial S} \cdot 10^4$ (18+19+20)	17·21	$E \cdot 10^8$ (16+21)
12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
-1,88	-0,08	0	-1,96	169	-12	7,76	-0,04	0	7,72	-93	76
-1,69	-0,12	0	-1,81	167	-13	7,80	-0,05	0	7,75	-101	66
-1,44	-0,19	0	-1,63	236	-11	7,85	-0,07	0	7,78	-86	150
-1,10	-0,30	0	-1,40	83	+1,0	7,93	-0,10	0	7,83	8	91
-0,88	-0,44	0	-1,32	19	+3,0	7,98	-0,14	0	7,84	24	43
-0,81	-0,57	0	-1,38	12	+1,4	8,00	-0,18	0	7,82	11	23
-0,77	-0,68	0	-1,45	9	0	8,00	-0,21	0	7,79	0	9
-0,73	-0,82	0	-1,55	11	-0,2	8,01	-0,25	0	7,76	-2	9
-0,69	-0,94	0	-1,68	12	-0,6	8,02	-0,29	0	7,73	-5	7

Дифференцируя формулу (3.8) по z , получим

$$V \frac{d\rho}{dz} + \rho \frac{dV}{dz} = \frac{dD}{dz}$$

Плотность воды ρ является функцией температуры воды t , солёности S и давления p , а объём лодки V зависит от температуры ее корпуса, которая может быть принята равной температуре воды на глубине погружения лодки, и давления на той же глубине. Поэтому, переходя от полных производных к частным, получим

$$V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{dt}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial S} \frac{dS}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{dp}{dz} \right) + \rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} \frac{dt}{dz} + \frac{\partial V}{\partial p} \frac{dp}{dz} \right) = \frac{dD}{dz}$$

Величина $\frac{\partial V}{\partial p} = \alpha$ характеризует коэффициент объёмного теплового расширения лодки, а $\frac{\partial V}{\partial p} = \beta$ — коэффициент ее обжатия.

Если пренебречь сжимаемостью воды и тепловым расширением лодки, принять плотность воды равной единице, изменение давления при изменении глубины на 1 м равным $0,1 \text{ кг/см}^2$, отнести расчеты к 1 т водоизмещения подводной лодки, а градиент плотности рассчитывать в единицах условной плотности, то получим достаточно простую формулу

$$\Delta \rho + 0,1\beta = \Delta D,$$

где $\Delta\rho$ — изменение плотности воды, а ΔD — изменение веса (водоизмещения) лодки на 1 м глубины, отнесенное к одной тонне водоизмещения.

Для лежания лодки на жидком грунте необходимо, чтобы она имела положительную или нулевую плавучесть в слое скачка плотности, т. е. должно удовлетворяться условие

$$\Delta\rho + 0,1\beta \geq \Delta D.$$

Его можно переписать в виде

$$\Delta\rho \geq \Delta D - 0,1\beta.$$

Если $\Delta\rho < \Delta D - 0,1\beta$, будет иметь место явление провала, т. е. погружения лодки без принятия дополнительного балласта.

Глава IV

МОРСКИЕ ЛЬДЫ

§ 16. Образование и таяние морских льдов

Отправным пунктом для изучения физической сущности процесса льдообразования служит теория строения воды.

По своим физическим и механическим свойствам морской лед существенным образом отличается от пресноводного. Это различие вызывается содержащимися в нем солями.

Для образования льда необходимыми и достаточными условиями являются потеря тепла водой и некоторое ее переохлаждение, а также наличие в воде ядер кристаллизации.

В природных условиях в спокойной воде переохлаждение выражается обычно в десятых долях градуса и охватывает только тонкий поверхностный слой. (Наибольшего переохлаждения вода достигает при $-1,4^{\circ}\text{C}$.) Ядрами кристаллизации обычно являются пыль, состоящая главным образом из зерен кварца, кристаллики снега, выпадающие на поверхность воды, и частицы льда, уже существующие в данном объеме. Ядра кристаллизации — это зародыши, вокруг которых идет нарастание льда. Чем больше в воде ядер кристаллизации и чем она интенсивнее перемешивается, тем меньше будет ее переохлаждение.

Льдообразование в пресных водах. Рассмотрим несколько идеализированную картину замерзания пресного водоема. Горизонтальные перемещения воды и воздуха временно не будем принимать во внимание. От осени к зиме происходит постепенное выстывание верхнего слоя воды. Охладившись до температуры наибольшей плотности 4°C и став более тяжелым, он опускается вниз, а на его место поднимаются менее плотные и сравнительно теплые слои; развивается вертикальная циркуляция (конвекция).

После того как весь перемешиваемый объем воды принял температуру наибольшей плотности, конвекция прекращается. Последующее охлаждение сказывается только на поверхностном слое воды, плотность которого становится меньше плотности подстилающих его слоев. Это исключает возможность дальнейшего конвективного перемешивания. После такой «подготовки» воды происходит образование ядер кристаллизации в самом верхнем переохлаж-

денном ее слое. Частицы первого льда, как только они становятся видимыми, имеют форму мелких дисков. Из них в дальнейшем образуются кристаллы льда. Рост кристаллов сначала происходит в горизонтальном направлении. Когда горизонтальный рост прекращается, начинается рост кристаллов в вертикальном направлении, и на поверхности водоема появляется сплошная корка льда, как результат статического льдообразования. Дальнейший рост толщи ледяного покрова происходит за счет теплообмена на границе лед—воздух. В этом случае образуется плотный прозрачный, без примесей и пузырьков воздуха игольчатый лед, который может быть представлен как сросток усеченных призм и пирамид. Размер каждого кристалла льда, образующегося в спокойных условиях, нередко достигает 10 см и более. Игольчатый лед—самый прочный вид льда, но в то же время и самый хрупкий.

Температурный профиль озера в зимнее время имеет весьма характерные очертания. У нижней границы льда температура воды близка к 0°C . Далее располагается термоклин (граница температурных слоев), характеризующийся перепадом температуры от 0 до 4°C . Глубина этого слоя зависит от степени суровости и продолжительности зимы. Ниже термоклина вся масса воды имеет одну и ту же температуру 4°C .

Чтобы показать реальные условия в естественном водоеме, рассмотренную схему замерзания следует несколько видоизменить. Если замерзанию сопутствует ветер, охлаждение воды происходит быстрее благодаря испарению воды и турбулентности воздуха, поэтому и лед появляется несколько раньше. Вместе с тем, сильные ветры вызывают интенсивное перемешивание верхних слоев, при этом на поверхность выходит теплая вода из глубины, толщина термоклина возрастает, а ледостав задерживается. По этой причине некоторые из озер, например Онтарио, Гурон и Верхнее (Северная Америка) никогда не покрываются льдами полностью.

В условиях турбулентного перемешивания воды под влиянием сильных течений и волнения, вызываемого ветром, образование ядер кристаллизации будет иметь место во всем объеме перемешиваемой воды, а не только в тонком поверхностном слое. Теплота льдообразования будет вихрями выноситься на поверхность и отдаваться в атмосферу. Такими же вихрями будут захватываться с поверхности и уноситься на глубины переохлажденные частицы воды и порции холодного воздуха, что способствует переохлаждению всей массы воды. Поэтому образование льда происходит не только у поверхности, но и на различных глубинах, на дне, а также на предметах, находящихся под водой (тросах, сетях и т. д.).

Лед, образовавшийся в этих условиях, принято называть внутриводным льдом. Он возникает в результате динамического льдообразования.

Термин «внутриводный лед» характеризует генетическое отличие этого вида льда от льда поверхностного образования и объединяет два распространенных названия: глубинный лед и донный, или якорный, лед.

Внутриводный лед представляет собой губчатую ноздреватую массу, состоящую из скоплений кристаллов различных размеров и форм (иглообразная, пластинчатая, чечевицеобразная и шарообразная). Промежутки между кристаллами льда могут быть заполнены пузырьками воздуха или водой, а также содержать включения песка, ила и т. д., в результате чего внутриводный лед непрозрачен. Кристаллы, сталкиваясь и частично смерзаясь, образуют комья, всплывающие на поверхность воды. В свою очередь комья, соединяясь, образуют «ковры» и «венки».

Название «донный лед» применяют в тех случаях, когда речь идет об образовании или всплывании внутриводного льда, образовавшегося на дне. Он представляет собой рыхлую массу и отличается большой плавучестью. Нарастание ледяных кристаллов на дне может происходить иногда настолько быстро, что в течение суток образуется слой мягкой мохоподобной ледяной массы толщиной до 1 м.

Важную роль в образовании донного льда играет характер грунта. Наиболее интенсивно он образуется на скалистом грунте, хуже — на песчаном и илистом.

Поднятие донного льда на поверхность воды обычно приурочено к рассвету, т. е. ко времени наиболее сильного охлаждения.

Ледяной покров, образовавшийся из смерзшегося глубинного или донного льда, а также в результате непосредственного замерзания воды в условиях ветра и волнения, имеет мутный (белесоватый) цвет. Его прочность ниже прочности прозрачного льда.

Слоистый лед является комбинацией прозрачного и мутного льда и состоит из параллельных слоев обеих разновидностей льда.

Зимой лед независимо от его характера имеет более или менее ясно выраженную кристаллическую структуру с характерной раковистой (стекловидной) поверхностью излома. В естественных условиях чаще всего встречается мелкокристаллический лед. Размеры кристаллов льда, образующихся на взволнованной поверхности воды, не превышают, как правило, 0,5—2 см.

Льдообразование в морях умеренных широт. В этих широтах ледяной покров представляет сезонное явление. В открытом океане на широтах ниже 60° (северной или южной) морской лед большого значения не имеет, однако для таких акваторий, как, например, Гудзонов залив, залив Святого Лаврентия, Балтийское и Охотское моря, Азовское море, он играет чрезвычайно важную роль.

Процесс замерзания солоноватых вод (до 24,695‰) происходит так же, как и в пресной воде: вода сначала достигает температуры наибольшей плотности при данной солёности, а затем точки замерзания. В этом случае температура ниже термоклина будет равна температуре максимальной плотности, т. е. будет различной в зависимости от солёности.

При солёности 24,695‰ температуры замерзания и наибольшей плотности одинаковы ($-1,332^\circ\text{C}$). При солёности больше 24,695‰ температура наибольшей плотности ниже температуры замерзания,

вследствие чего замерзание морской воды происходит иначе, чем пресной, при этом только часть солей переходит в лед, образовавшийся из морской воды, другая же часть стекает обратно в воду в виде солевого рассола, увеличивая тем самым соленость, а следовательно, и плотность поверхностной воды. Это обстоятельство, с одной стороны, способствует поддержанию и усилению конвекционных движений и тем самым задерживает замерзание, а с другой, требует дальнейшего понижения температуры, так как с увеличением солености понижается температура замерзания. Поэтому замерзание морской воды происходит не при одинаковой температуре, а при понижающейся.

В морях умеренных и высоких широт, так же как и в пресных водах, происходит образование глубинного и донного льда. Для этого необходимо некоторое переохлаждение и перемешивание воды, обеспечивающие теплоотдачу.

Интенсивное образование донного льда наблюдается в Азовском и Балтийском морях, в морях Советской Арктики, в Гудзоновом заливе, в Центральной части Северного Ледовитого океана, в Антарктике. Известны случаи, когда в начале зимы в Балтийском море суда оказывались окруженными огромным количеством льда, внезапно поднявшегося со дна моря. Обладая большой подъемной силой, донный лед нередко выносит на поверхность воды куски почвы, камни, якоря и другие предметы.

Образование глубинного и донного льда в море, как и в пресной воде, прекращается, когда на поверхности образуется сплошная корка льда, задерживающая потерю тепла водой.

Льдообразование в Арктике и Антарктике. Поверхность Северного Ледовитого океана и некоторых соединяющихся с ним морей, а также морей, окружающих Антарктиду, почти полностью покрыта многолетним полярным льдом, имеющим весьма специфические особенности. При отсутствии снежного покрова такой лед имеет бледно-голубой цвет в отличие от серовато-белого однолетнего льда. Поверхность полярного льда редко бывает ровной. Обычно она состоит из пологих холмов или гряд высотой около 1 м и протяженностью 30—40 м.

В морях высоких широт лед образуется только после длительных осенних холодов, когда вся толща воды, охваченная вертикальной циркуляцией, охладилась до температуры замерзания.

Началу льдообразования благоприятствует спокойное море, наличие опресненного таянием льдов или речным стоком поверхностного слоя воды, большая отдача тепла в атмосферу.

Образовавшийся осенью лед растет как обычный однолетний лед, и в течение первой зимы толщина его достигает 2—3 м. Типичная для такого льда соленость составляет 4‰. За короткое полярное лето льдина полностью растаять не успевает. Однако за это время из льда вымывается большая часть солей и он превращается в молодой полярный лед соленостью около 1‰. Выпадение солей может происходить и на следующий год, и лед становится почти пресным (соленость 0,5‰).

В теплые месяцы снег и некоторая часть льда тает, и талая вода заполняет мелкие углубления в поверхности ледяного поля. Поскольку альбедо у воды меньше, чем у мокрого снега, то вокруг образовавшихся лужиц лед тает быстрее и проталина постепенно становится глубже и обширнее.

Часть талой воды стекает под лед и, соприкасаясь у его нижней границы с холодной соленой водой, быстро замерзает. Поэтому при наступлении холодов толщина ледяного поля сразу возрастает. По Э. Паундеру (1967) «циклический процесс таяния льда на верхней поверхности льдины летом и намораживание его внизу зимой продолжают до тех пор, пока ледяное поле находится в достаточно холодных климатических условиях, чтобы не растаять полностью, и «равновесная» толщина 3—4 м достигается им за первые несколько лет существования. Если мы отметим в толще льда какую-то горизонтальную плоскость, расположенную на некоторой глубине, то с течением времени она будет как бы подниматься: лед, находящийся сегодня на глубине 2 м в толще льдины, через 2 или 3 года окажется на ее поверхности. Разумеется, средняя толщина льда может быть различной в зависимости от изменений климата, воздействия ледяных наслоений и т. д. — часто встречаются ледяные поля толщиной более 5 м».

Особенностью морских антарктических льдов являются живущие в них одноклеточные водоросли — преимущественно диатомовые. Поселения этих микроорганизмов встречаются во льду самого различного возраста. Заселяя молодые льды с их нижней поверхности, диатомеи проникают затем в толщу годовалых и многолетних льдов. Слои льда, в которых обитают водоросли, имеют ржаво-коричневую окраску различных оттенков и интенсивности. По данным Л. М. Зауэра (1950), В. Х. Буйницкого (1968) и автора (1971), проникая в морской лед и очень быстро в нем размножаясь, диатомеи нарушают внутреннюю структуру льда, изменяют его свойства, существенно снижают прочность.

Таяние морского льда в основном зависит от интенсивности солнечной радиации и альбедо (отражающей способности) его поверхности, как правило, покрытой снегом. Прекращение роста и таяние льда обычно возникают прежде, чем температура воздуха повысится до точки плавления льда. При таянии морского льда (в районах с большой соленостью воды) одновременно происходят два взаимно противоположных процесса: стаивание с верхней поверхности и намерзание льда у нижней поверхности.

Лед нарастает снизу, так как стекающие вниз талые воды замерзают при соприкосновении с тяжелой и холодной подледной водой.

При температурах воздуха, близких к 0° С, ледяной покров в своих поверхностных слоях перекристаллизовывается и становится непрозрачным, белого цвета.

Первые признаки разрыхления морского льда, предшествующего его таянию, появляются вблизи его поверхности, поскольку первыми очагами, вокруг которых происходит таяние, являются капли

рассола. Это понятно, так как вода менее прозрачна для тепловых лучей, чем лед, и, следовательно, нагревается быстрее. Рассол, поглощая тепло, растопляет лед и постепенно стекает вниз. Вследствие этого в ледяном покрове появляется множество сквозных канальцев. Подледная вода проникает по ним в толщу льда, и становится возможным конвективное движение, способствующее ускорению таяния. Под действием тепла в пузырьках воздуха во льду образуется пар, который также способствует более интенсивному разрушению льда.

Прочность и структура пропитанного талой водой льда изменяются так же, как у подмоченного водой куска сахара. Не изменяя существенно своих размеров, лед становится чрезвычайно хрупким и легко рассыпается при малейшем надавливании на него.

Игольчатый (прозрачный) лед весной распадается сначала на столбчатые отдельности (призмы), являющиеся монокристаллами льда, а в дальнейшем — на заостренные плоские ледяные пластины (иглы). Структурное разрушение такого льда начинается с появления в нем нитевидных белых прожилок (капилляров), прорезающих всю его толщу.

Мутный лед при таянии образует рыхлую массу ноздреватого строения. Процесс разрушения этого льда идет медленнее, чем разрушение прозрачного. Слоистый лед тает медленно и сохраняется дольше, чем прозрачный.

Морской лед, до тех пор, пока он остается соленым, не делится на кристаллы при таянии. После вымывания рассола опресненный морской лед, подобно пресному прозрачному льду, приобретает игольчатую структуру или распадается в поверхностном слое на небольшие зерна неправильной формы, напоминающие гальку.

В арктических широтах морской лед за лето пропитывается водой и поэтому плохо промерзает с наступлением холодов. Намерзанию льда в осенне-зимний сезон предшествует затяжной процесс консолидации ледяного покрова, когда за лето образуется большое количество пустот, заполненных талой водой.

§ 17. Физические свойства морского льда

Лед следует рассматривать как материал, который в течение зимы непрерывно меняет свои свойства, а следовательно, и прочность. Даже в одном и том же районе, на одном и том же месте лед осенью и весной настолько различен по своим физико-механическим свойствам, что представляет собой совершенно различные физические тела. В природе существует множество разновидностей (сортов) льда, зачастую резко отличающихся друг от друга.

Естественный ледяной покров представляет собой неоднородную массу как по своему строению (примеси, чужеродные включения, мозаичность и т. д.), так и по всей толщине. В зависимости от характера гидрометеорологических условий во время льдообразования во льду появляются слои и прослойки, обладающие различными физическими свойствами.

Температура ледяного покрова неодинакова по вертикали и меняется от температуры замерзания воды у нижней границы до близкой к текущей температуре воздуха на его поверхности. Соленость льда также значительно изменяется в его поперечном сечении.

Лед является одним из немногих тел, у которых температура плавления лежит в пределах температуры воздуха и понижается при увеличении давления.

Термические свойства морского льда в большой степени определяются его соленостью, а соленость льда, в свою очередь, зависит от скорости замерзания. Содержание рассола во льду уменьшается при понижении температуры и возрастает при ее повышении. По этой причине понятия теплоемкости и скрытой теплоты плавления в данном случае теснейшим образом взаимосвязаны и обнаруживают аномалии.

Теплоемкость морского льда при относительно высоких температурах и больших соленостях льда может достигать весьма больших значений. Так, если теплоемкость пресного льда равна 0,50 кал/г·град·С, то для морского льда соленостью 10‰ она повышается до 0,92 при температуре -10° и до 11,3 при температуре -2° С.

Скрытая теплота плавления чистого льда, по данным различных авторов, лежит в пределах 79,4—79,7 ккал. Указать точнее значение теплоты плавления морского льда невозможно, поскольку в нем непрерывно происходит процесс фазового перехода жидкости в твердое вещество и, наоборот, твердого вещества в жидкость. При температуре -6° С скрытая теплота плавления для льда соленостью 20‰ равняется 60,6 ккал, а для льда соленостью 40‰ — 49,5 ккал.

Коэффициент теплопроводности льда различной плотности колеблется от 0,0054 до 0,0049.

Морской и пресный лед различно ведут себя при тепловом расширении. Известно, что пресный лед при повышении температуры расширяется; в пределах температур от 0 до -20° С коэффициент его объемного расширения равен 0,000165 и линейного — 0,000055. Соленый лед, наоборот, увеличивается в объеме при понижении температуры от 0 до -23° С. Аномалия объясняется тем, что в указанном температурном интервале одновременно действуют два взаимно противоположных процесса: процесс нормального уменьшения объема за счет понижения температуры и процесс увеличения объема за счет вымораживания из солевого рассола, содержащегося во льду, дополнительных порций льда. До температуры -23° С преобладает второй процесс, а затем остается действовать только первый процесс, приводящий к сокращению объема льда.

С наступлением тепла происходит термическое расширение ледяного покрова. Возникающий вследствие термического расширения распор льда (т. е. давление, распространяющееся в горизонтальном направлении) сопровождается сильными подвижками льда и может причинить большие повреждения причалам, пирсам,

эстакадам, различного рода гидротехническим и инженерным сооружениям, а также судам, стоящим у стенок.

Соленость льда. Под соленостью льда понимается соленость воды, полученной при таянии льда.

Абсолютное значение солености льда колеблется в пределах от 0 до 15‰; среднее значение 3—8‰. Обычно считают, что в начале зимы соленость льда в среднем, как правило, в четыре—пять раз меньше солености воды, из которой он образовался.

Морской лед, особенно вновь образовавшийся, представляет собой конгломерат отдельных кристаллов пресного льда и жидких прослоек солевого рассола, удержанного льдом при замерзании воды.

Соленость льда зависит не только от солености воды, но и от скорости льдообразования, от состояния моря во время льдообразования, от возраста льда и его высоты над уровнем моря. Чем скорее образуется лед, тем больше его соленость, так как в этом случае только небольшая часть рассола успевает просочиться между кристаллами в воду. Заплескивание воды на поверхность новообразовавшегося ледяного покрова во время волнения также увеличивает соленость льда. По сравнению с пресноводным льдом морской лед обладает пониженной прочностью, величина которой зависит от величины его солености. Наименее прочным соленый лед бывает в начальный момент своего образования, когда он скорее представляет смесь воды и льда, чем лед в собственном смысле слова.

Поверхностные слои льда, которые образуются во время сильных морозов, задерживают наибольшее количество капелек рассола. С увеличением вертикальной мощности ледяного покрова интенсивность роста льда ослабевает, что ведет к уменьшению количества рассола в нижних слоях льда. По этой причине в образцах морского льда наблюдается ясно выраженный «клин мутности» от молочно-белого или серого наверху до почти совершенно прозрачного в самых нижних слоях льда.

О том, какое количество рассола находится в морском льду, дает представление следующая таблица.

Количество рассола в граммах на 1 кг морского льда при разных его температурах (по Н. Н. Зубову)

Соленость, ‰	Температура, °C							
	-2	-4	-6	-8	-10	-15	-20	-23
2	54	29	21	17	14	10	8	8
4	108	58	42	33	27	21	17	15
6	162	87	63	50	42	31	25	23
8	216	116	84	67	56	42	34	31
10	270	145	105	83	69	52	42	38
15	405	217	158	125	104	78	63	58

В среднем, как это следует из более поздних работ, содержание рассола колеблется от 19% в начальный период льдообразования до 3—5% в середине зимы, достигая 14% весной. Рассол состоит из солей с различными температурами кристаллизации. Начальной температурой выпадения солей из раствора является температура кристаллизации карбонатов (порядка -2°C). При последующих понижениях температуры количество жидкой фазы уменьшается благодаря вымораживанию новых порций льда, зато концентрация рассола (солевой рапы) непрерывно увеличивается. Так будет продолжаться, пока рассол не примет температуру -23°C , которая называется эвтектической. При этой температуре выделяются в твердом состоянии и лед и соли хлористого натрия, на долю которых приходится 92,1% всех солей. Полное отвердевание морской воды происходит при температуре -36°C и обусловлено выпадением из раствора хлористого магния.

В условиях морозной погоды на поверхности ледяного покрова в течение длительного времени может сохраняться тонкая пленка концентрированного рассола, выжатого из капилляров во льду или образовавшегося в результате вымораживания морской воды, заплеснутой на лед во время льдообразования.

При полном вымерзании поверхностного рассола на льду появляется налет кристаллов соли. Наличие такого налета исключает возможность передвижения на лыжах или санях, поскольку совершенно отсутствует скольжение и полозья лыж и саней идут по такой поверхности, как по песку.

Зимний морской лед крепче летнего, причем разница доходит до 50—100%. Соленый лед значительно слабее пресного и только во время сильных морозов, когда полностью вымерзает солевой рассол, существенные различия в прочности обоих видов льда исчезают.

Условия плавания в пресных и соленых льдах различны. Пресный лед крошится на мелкие куски, которые облепляют судно, задерживая его ход. Соленый же лед ломается на большие глыбы, которые расступаются легче и не задерживают в такой степени ход, как лед пресный. Когда боком или скулой ледокол нажимает на льдину соленого льда, то она обминается, а не крошится, как пресная льдина.

Присутствие на льду снежного покрова препятствует плаванию. Снег защищает ледяной покров от действия морозов, благодаря чему он не столько колется, сколько обминается, что значительно осложняет его ломку.

Плотность льда. Плотность чистого пресного льда, лишенного пузырьков воздуха, равна 0,9176 при температуре 0°C и 0,9377 г/см³ при -25°C . Плотность морского льда колеблется в более широких пределах, чем пресноводного, и зависит от его температуры, солёности, пористости, возраста льда и условий льдообразования. Чем больше возраст льда, тем плотность его меньше. При разных температурах и солёностях она лежит в интервале 0,85—0,94 г/см³.

Пористость льда выражается в процентах и характеризует собой отношение объема пузырьков воздуха или газов, находящихся во льду, к общему его объему. Содержание воздуха в морских льдах может колебаться от 4 до 8—13%.

Оптические свойства льда. Чистый лед прозрачен для лучей видимого света. Поглощающая способность льда определяется по обычному экспоненциальному закону поглощения

$$I \approx I_0 \exp(-kx),$$

где I — интенсивность света после прохождения им слоя льда толщиной x см. При

$$k = 10 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$$

метровый слой льда поглощает 63% света, падающего на его поверхность. Лед, содержащий пузырьки воздуха или какие-либо другие инородные включения, пропускает свет значительно хуже, так как в его толще происходит еще и рассеивание световых лучей. Прозрачность морского льда, в частности, при температуре ниже -10°C , сравнительно невелика, поскольку в нем всегда имеются капельки рассола или частицы выпавших в осадок солей.

Другим важным свойством льда является двойное лучепреломление. С точки зрения оптики лед представляет собой одноосевой кристалл, оптическую ось которого кристаллографы называют S -осью. Если луч света направлен параллельно S -оси, его прохождение через лед происходит обычным путем. Когда же свет падает под некоторым углом к S -оси, он разлагается на так называемые обыкновенный и необыкновенный лучи, которые проходят толщу льда с разными скоростями и поэтому преломляются под разными углами. Показатели преломления для этих лучей имеют следующие значения.

Для красного цвета:

Обыкновенный	1,30598
Необыкновенный	1,30737

Для зеленого цвета:

Обыкновенный	1,31200
Необыкновенный	1,31600

Для фиолетового цвета:

Обыкновенный	1,31700
Необыкновенный	1,32100

Оптические свойства льда существенно облегчают изучение его внутренней структуры, что, в свою очередь, способствует решению вопросов таяния и распада льда.

Радиационные свойства льда. Так как льдина оптически неоднородна, рассеянная радиация, падающая на нее под различными углами и с разных направлений, легче проходит сквозь лед. Поэтому лед более прозрачен для рассеянной радиации, чем для прямой. Особенно хорошо проникаем он для коротковолновой ча-

сти спектра лучистой энергии. Лед даже в очень тонких пластинках совершенно непрозрачен для земного излучения. Это обстоятельство имеет большое значение. Солнечная радиация, проходя сквозь лед, достигает верхнего слоя воды и почти целиком поглощается. Обратной отдачей подледной водой тепла в атмосферу не происходит, так как лед задерживает длинноволновое излучение и создает, подобно стеклу, оранжевый, или парниковый, эффект. Благодаря этому лед не только предохраняет лежащие под ним слои воды от охлаждения, но и способствует их нагреванию.

Электрические свойства морского льда. Электропроводность чистого льда чрезвычайно низка $—10^{-8}—10^{-9}$ (ом·см) $^{-1}$, что дает основание отнести лед к классу полупроводников.

Электрические свойства морского льда зависят от количества содержащегося в нем рассола. Ячейки с рассолом выполняют роль тонких проводников низкого сопротивления. Экспериментальных данных по электропроводности и диэлектрической проницаемости такого льда пока еще немного. По данным Кука (1960), диэлектрическая постоянная морского льда близка к ее значениям для чистого льда и колеблется в пределах от 3 до 4. С уменьшением температуры диэлектрическая проницаемость льда уменьшается. И. С. Песчанский (1963) указывает, что диэлектрическая проницаемость льда зависит также от возраста льда; у многолетних и паковых льдов она практически такая же, как у пресного льда.

§ 18. Механические свойства льда

Под механическими свойствами льда, так же как и механическими свойствами любого твердого тела, понимается его способность сопротивляться воздействию внешних сил. У различных сортов льда в зависимости от их структуры, солёности, плотности, слоистости, пористости, внутренних дефектов (микротрещины, рыхлые места), температуры и пр., эта способность будет неодинакова. Мелкокристаллический лед отличается более однородными механическими свойствами, чем лед крупнокристаллический. Кроме того, на механические свойства льда оказывают существенное влияние гидрометеорологические условия, в которых он находится, и длительность воздействия на него внешних сил.

Очевидно, что каждая разновидность льда должна характеризоваться определенными (числовыми) величинами механических свойств. Эти величины имеют значения постоянных только для данного льда в данных гидрометеорологических условиях. Кроме того, величины, определяющие механические свойства льда, имеют достоверный характер лишь тогда, когда они получены в системе «вода—лед». Ледяной покров, располагающийся на упругом основании, каковым служит вода, представляет собой совершенно иной, во много раз более прочный материал, чем лед, лишенный такого основания.

Лед — сложное вещество. Он сочетает в себе свойства упругого и пластического тела, являясь по своей природе пластическим

материалом, и под действием тяжести способен течь подобно тому, как текут вязкие жидкости. Характерным примером текучести льда может служить движение ледников, спускающихся по склонам гор.

Морской лед по сравнению с пресноводным отличается большой пластичностью. Под влиянием приливных колебаний уровня или под действием волн он свободно изгибается, повторяя их очертания. Наползая на берега и следуя форме уступов и ступеней, он может подниматься вверх до высоты 15 м. Но такой высокой пластичностью морской лед обладает лишь при температурах, близких к точке его плавления.

Для льда подходит следующий тип уравнения текучести:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = k\sigma^m,$$

где σ — напряжение; ε — деформация сдвига; m — эмпирический коэффициент (приблизительно равен 3,1 для напряжений в диапазоне от 1 до 10 кг/см²); k — параметр, зависящий от температуры. По Глену (1958), параметр k уменьшается при изменении температуры от -1 до 10°C приблизительно в шесть раз.

Упругие свойства льда проявляются при действии кратковременной нагрузки. В этом случае он испытывает деформацию, в соответствии с законом Гука, пропорционально силе, приложенной к единице площади его поверхности, и полностью возвращается в первоначальное состояние, когда напряжение снимается.

Опыт плавания в ледовых условиях, а также практика использования ледяного покрова для проведения тех или иных действий на льду или со льда показали, что к нему нужно подходить так же, как к любому инженерному сооружению, и рассчитывать его прочность, принимая во внимание качество материала, окружающую гидрометеорологическую обстановку и комплекс условий работы.

При расчетах несущей способности (грузоподъемности) льда обычно используются следующие характеристики: предел и модуль упругости льда, временное или разрушающее сопротивление на изгиб и коэффициент Пуассона.

Предел упругости льда λ — величина того напряжения, при котором лед перестает быть упругим и становится пластичным (появляются остаточные деформации, обусловленные текучестью льда).

Предел упругости льда величина не строго постоянная, она может изменяться в значительных пределах в зависимости от температуры, структуры, солености, плотности льда, времени действия нагрузки и других факторов. Чем ниже температура льда, тем выше для него значения предела упругости и тем в большем диапазоне действует закон Гука. При температуре льда -5°C предел упругости 4,0—8,0 кг/см², а при температуре льда -23°C предел упругости повышается до 13,0—25,0 кг/см².

Модуль упругости льда E , или модуль Юнга, — коэффициент пропорциональности деформаций действующему напряжению

в формуле Гука. Это наиболее важная величина, характеризующая упругие свойства льда.

Формула Гука

$$f = E\varepsilon,$$

где f — действующее напряжение, ε — относительное удлинение, E — модуль упругости в кг/см^2 или т/м^2 .

Эксперименты по определению величины E , проведенные с помощью акустического метода, показали, что при не очень низких температурах модуль упругости пресного льда лежит в пределах $90\text{—}100 \cdot 10^3 \text{ кг/см}^2$.

Зависимость модуля упругости от температуры почти не изучена. Известно только, что с понижением температуры модуль упругости льда возрастает. Для морских льдов в температурном интервале от 5 до -15°C значение E лежит в пределах $30\text{—}45 \times 10^3 \text{ кг/см}^2$.

Временное сопротивление льда на изгиб — σ_m (разрушающее напряжение) характеризует прочность льда. На величину σ_m оказывают влияние температура льда, неравномерность распределения температуры и солености в его толще, величина импульса силы, структура и характер льда. Значения для пресного и слабо соленого зимнего льда лежат в пределах от 20 до 25 кг/см^2 . При умеренно низких температурах ($-5, -10^\circ \text{C}$) прочность соленого льда в два-три раза меньше, чем пресного. Среднее значение σ_m при отрицательных температурах и солености льда $2\text{—}5\%$, как показывают данные различных исследователей, лежит в пределах $8\text{—}10 \text{ кг/см}^2$.

При температурах, близких к 0°C , морской лед по своей прочности в три-четыре раза уступает льду пресному. У морского льда чаще всего определяют прочность на растяжение. Максимальное напряжение изгиба можно считать равным предельной прочности льда на растяжение.

Коэффициент Пуассона μ определяется при сжатии или растяжении ледяного цилиндра как отношение деформаций вдоль осей X и Y , т. е. ε_x и ε_y (ось Y перпендикулярна оси X). Это отношение представляет собой постоянную величину. Величина μ для морского льда практически не зависит ни от солености, ни от температуры. Обычно считают, что коэффициент Пуассона равен 0,3. Для удобства расчетов часто пользуются величиной m , обратной коэффициенту Пуассона.

Твердость льда определяется по шкале твердости минералов Мооса, т. е. по сопротивлению, оказываемому при царапании эталонными минералами (табл. 14).

С понижением температуры воздуха твердость льда возрастает. Твердость пресного льда при 0°C близка к твердости каменной соли, при -30°C равна твердости плавленого шпата, а при -50°C — полевого шпата, который, как известно, является составной частью гранита. Поэтому применение кирок, лопат, пил для разрушения льда, находящегося под действием низких температур, не дает большого эффекта.

Таблица 14

Шкала твердости минералов

№ шкалы	Минерал	№ шкалы	Минерал
1	Тальк	6	Полевой шпат
2	Каменная соль	7	Кварц
3	Известковый шпат	8	Топаз
4	Плавленый шпат	9	Корунд
5	Апатит	10	Алмаз

Одновременно с твердостью при понижении температуры увеличивается и хрупкость льда. Во время сильных морозов лед легко раскалывается с сильным треском на большие глыбы даже при сравнительно слабых ударах. При ударах и взрывах лед характеризуется большой осколочностью.

Со звуком, напоминающим пушечный выстрел, могут мгновенно разрушаться, превращаясь в ледяную крошку, обломки антарктических айсбергов. Такой лед, как показали исследования, насыщен запрессованными в него пузырьками сжатого воздуха, проявляющими взрывчатую силу под воздействием ударов или тепла. «Осторожно, возможен взрыв!» — предупреждают теперь лоции моряков, плавающих вблизи айсбергов в антарктических водах.

Механизм работы льда под нагрузкой. Несущая способность ледяного покрова (грузоподъемность) является не постоянной, а меняющейся величиной. Она зависит не только от толщины, состояния льда и его физико-механических характеристик, но и от радиуса распределения нагрузки и условий гидрометеорологической обстановки.

М. М. Казанский, П. П. Кобеко, А. Р. Шульман показали, что нельзя подходить к проблеме определения несущей способности ледяного покрова без учета времени действия и величины силы, приложенной ко льду. Лед под нагрузкой деформируется. В зависимости от скорости деформации его свойства изменяются, и он может вести себя как упругое, пластическое и хрупкое тело. На практике различают следующие основные случаи:

- 1) неподвижная нагрузка;
- 2) медленно движущаяся нагрузка;
- 3) быстро движущаяся нагрузка;
- 4) удар.

Характер и величина деформации ледяного покрова и условия прочности существенно различны в указанных случаях. Поэтому невозможно какой-либо одной формулой охватить все случаи наложения нагрузки на лед.

При стоянке грузов основную роль играют пластические свойства ледяного покрова, т. е. явление текучести льда. С течением времени в ледяном покрове в месте приложения нагрузки возникают прогибы, интенсивность возрастания которых существенно

зависит не только от времени, но и от веса и формы груза, толщины и строения льда, температуры воздуха и снежного покрова. Самая выгодная форма нагрузки — прямоугольная, а затем уже квадратная. Наихудшей формой считается круглая.

Чем толще лед и чем легче нагрузка, тем меньше он прогибается. Если ледяной покров недостаточно толст для груза данного веса, стрелка прогиба быстро увеличивается и при величине прогиба, примерно равной половине толщины льда, груз проламывает под собой лед. Расчет допустимого времени стоянки грузов на льду производится по известной формуле М. М. Казанского.¹

При медленном движении груза лед под ним также прогибается. Возникший прогиб передвигается по ледяному покрову с той же скоростью, что и сама нагрузка. Позади движущейся нагрузки прогиб льда сразу исчезает. Лишь при прохождении очень тяжелых грузов наряду с упругими деформациями развиваются и остаточные, обусловленные текучестью льда. В этом случае прочность ледяного покрова понижается за счет явления усталости льда.

Быстрое движение нагрузок сопровождается волнообразными колебаниями ледяного покрова, возникающими вследствие образования подо льдом свободной водяной волны. Скорость ее распространения (c) при условии, что глубина водоема значительно меньше длины волны, может быть определена по формуле Лагранжа: $c = \sqrt{gH}$, где g — сила тяжести, H — глубина водоема. Такие волны, имеющие характер свободной волны, появляются при движении грузов со скоростью порядка 25—30 км/ч и распространяются с некоторой постоянной для данного льда и водоема скоростью, зависящей в основном только от глубины и размеров водоема, толщины и свойств льда. Если скорость движения нагрузки меньше скорости вызванной ею волны, то волна опережает нагрузку. В том случае, когда скорость нагрузки совпадает со скоростью волны, имеют место резонансные явления, которые могут привести к пролому льда. При езде по льду со скоростью, большей, чем скорость распространения волны, нагрузка перегоняет вызванную волну. Интересно отметить, что одиночные грузы, передвигающиеся с очень большой скоростью, могут форсировать ледяной покров и за пределами его прочности, дробя лед и оставляя за собой как бы кильватерную струю из обломков льда и водяных брызг. В этом случае ледяной покров ведет себя как конструкция, предназначенная для одноразового использования. Для того чтобы ответить на вопрос, при какой толщине льда допустима переправа данного груза, надо знать, в каких условиях этот груз будет переправляться и на какой риск следует идти при организации этой переправы, иначе говоря, вопрос сводится к выбору коэффициента запаса прочности, который зависит от рода и назначения переправы.

¹ «Правила по технике безопасности при производстве гидрометеорологических работ». Гидрометеоздат, 1970.

Важным фактором при эксплуатации ледяного покрова является образование в нем трещин, которые, снижая его грузоподъемность, могут стать причиной провалов грузов под лед.

Ветер и колебания уровня подледной воды также влияют на состояние и прочность ледяного покрова. Они приводят в колебательное движение обширные пространства льда, вызывая подвижки ледяного покрова. Резкое падение уровня воды значительно уменьшает несущую способность ледяного покрова. Транспортировка грузов в момент спада воды обычно сопровождается характерным пугающим треском оседающего льда.

Расчет грузоподъемности морских ледовых переправ производится по формулам М. М. Казанского и А. Р. Шульмана,¹ в основу которых положено решение задачи об изгибе упругой пластины, находящейся на упругом основании. В зависимости от выбранной величины коэффициента запаса прочности переправы по надежности разделяются на переправы на пределе прочности, переправы с пониженным запасом и нормальные переправы.

На строение и прочность морских льдов большое влияние оказывают микроорганизмы. Например, антарктические припайные льды заселены одноклеточными диатомовыми водорослями, которые способны к активным движениям в толще ледяного покрова. Опыты В. Х. Буйницкого (1968) и М. М. Казанского (1971) показали, что диатомеи могут уменьшать грузоподъемность льда на 40%.

При ударе нагрузки о лед он ведет себя как хрупкое тело, способное мгновенно разрушаться под действием приложенной силы. Чтобы понять, каким образом текучее тело превращается в хрупкое при увеличении скорости деформации, достаточно сослаться на известный школьный опыт с куском вара, который может течь даже под влиянием собственного веса и ломается, как хрупкое тело, при ударе молотком.

§ 19. Классификация морских льдов

Современная классификация морских льдов позволяет достаточно удовлетворительно охарактеризовать их по генетическому (происхождение льда и пути его формирования), морфологическому (форма и размеры льда, вид его поверхности, торосистость), возрастному (стадии развития и разрушения различных видов льдов), навигационному (проходимость льдов судами) и динамическому (подвижность льда, его дрейф) признакам.

Льды, встречающиеся в море, по происхождению делятся на морские, речные и глетчерные (лед материкового происхождения).

В зависимости от возраста различают следующие стадии развития и виды² морского льда.

¹ «Правила по технике безопасности при производстве гидрометеорологических работ». Гидрометеоздат, 1970.

² «Номенклатура ВМО по морскому льду» 1970.

Начальные виды льдов. Ледяные иглы: тонкие иглы или пластинки льда, взвешенные в воде.

Ледяное сало: следующая после ледяных игл стадия замерзания, когда кристаллы льда сгустились и образуют почти сплошной слой на поверхности. Ледяное сало отражает мало света и придает поверхности воды матовый оттенок.

Снежура: выпавший на поверхность моря, свободную ото льда, снег, пропитанный водой и представляющий собой вязкую массу.

Шуга: скопление пористых кусков льда белого цвета, достигающих нескольких сантиметров в поперечнике; образуется из ледяного сала или снежуры, а иногда из донного льда, поднимающегося на поверхность.

Нилас: тонкая, эластичная корка льда, легко прогибающаяся на волне и зыби и при сжатии образующая зубчатые наслоения. Имеет матовую поверхность и толщину до 10 см. Может подразделяться на темный нилас и светлый нилас. Темный нилас: нилас до 5 см толщиной и очень темный по цвету. Светлый нилас: нилас более 5 см толщиной и более светлого цвета, чем темный нилас.

Склянка: легко ломающаяся блестящая корка льда, образующаяся на спокойной поверхности воды в результате непосредственного замерзания или из ледяного сала, обычно в воде малой солености. Толщина ее до 5 см. Легко ломается при ветре или волне, причем обычно разламывается на прямоугольные куски.

Блинчатый лед: пластины льда преимущественно круглой формы от 30 см до 3 м в диаметре и приблизительно до 10 см толщиной, с приподнятыми краями вследствие удара льдин одна о другую. Он может образовываться на легкой волне из ледяного сала, шуги или снежуры, а также в результате разлома склянки, ниласа и серого льда в условиях большой зыби. Блинчатый лед может также образовываться на некоторой глубине на поверхности раздела между водными массами с различными физическими характеристиками.

Молодой лед: лед в его переходной стадии между ниласом и однолетним льдом, толщиной 10—30 см. Может подразделяться на серый лед и серо-белый лед.

Серый лед: молодой лед 10—15 см. Менее эластичен, чем нилас, и ломается на волне. При сжатии обычно наслаивается.

Серо-белый лед: молодой лед толщиной 15—30 см. При сжатии чаще торосится, чем наслаивается.

Однолетний лед: морской лед, просуществовавший не более одной зимы, развивающийся из молодого льда; толщина его от 30 см до 2 м. Может быть подразделен на тонкий однолетний лед (белый лед), однолетний лед средней толщины и толстый однолетний лед.

Тонкий однолетний — белый лед: однолетний лед толщиной от 30 до 70 см.

Однолетний лед средней толщины: однолетний лед толщиной от 10 до 120 см.

Толстый однолетний лед: однолетний лед толщиной более 120 см.

Старый лед. Морской лед, который подвергся таянию по крайней мере в течение одного лета. Рельеф многолетнего льда в большинстве случаев более сглажен, чем у однолетних льдов. Подразделяется на двухлетние и многолетние льды.

Двухлетний лед: старый лед, подвергшийся таянию в течение только одного лета. Так как он толще и менее плотный, чем однолетний лед, он больше выступает над поверхностью воды. В отличие от многолетнего льда летнее таяние образует на его поверхности узор из многочисленных небольших снежиц. Пятна голого льда и снежицы обычно зеленовато-голубого цвета.

Многолетний лед: старый лед толщиной до 3 м и более, переживший таяние по крайней мере в течение двух лет. Торосы еще более сглажены, чем у двухлетнего льда, и лед почти полностью опреснен. Цвет его в местах, где он не заснежен, обычно голубой. В результате таяния на его поверхности появляются большие снежицы и образуется хорошо развитая система дренажа. По степени подвижности льды разделяются на неподвижные и плавающие (дрейфующие).

Формы неподвижного льда. Припай: морской лед, который образуется и остается неподвижным вдоль побережья, где он прикреплен к берегу, к ледяной стене, к ледяному барьеру, между отмелями или севшими на отмели айсбергами. Во время изменения уровня моря можно наблюдать вертикальные колебания. Неподвижный лед может образоваться естественным образом из соленой воды в результате примерзания к берегу или припаю дрейфующего льда любой возрастной категории. Он может простираться на расстояние всего в несколько метров или на несколько сотен километров от берега. Неподвижный лед может быть более одного года по возрасту, и в этом случае он может быть определен соответствующей возрастной категорией, например двухлетний или многолетний. Если его толщина более 2 м над уровнем моря, он называется шельфовым льдом.

Ледяной заберег: начальная стадия образования неподвижного льда, состоящего из ниласа или из молодого льда, ширина которого колеблется от нескольких метров до 100—200 м от береговой линии.

Подошва припая: узкая кайма льда, скрепленная с берегом, неподвижная при приливах и остающаяся после того, как неподвижный лед оторвался.

Донный лед: лед, скрепленный с дном (погруженный в воду), вне зависимости от его происхождения.

Лед, севший на мель: плавающий лед, севший на мель на мелководье (см. лед на берегу).

Лед на берегу: плавающий лед, оказавшийся на берегу при понижении уровня.

Стамуха: торосистое, севшее на мель, ледяное образование. Встречаются отдельные стамухи и барьеры (или цепочки) стамух.

Они могут быть использованы кораблями как укрытие при штормах и ледовых сжатиях. Барьер из стамух задерживает очищение ото льда прибрежных районов моря.

Формы плавучего льда. Ледяное поле: любой относительно плоский кусок морского льда 20 м или более в поперечнике. Ледяные поля подразделяются по их горизонтальным размерам следующим образом:

Гигантские ледяные поля: более 10 км в поперечнике.

Обширные ледяные поля: от 2 до 10 км в поперечнике.

Большие ледяные поля: 500—2000 м в поперечнике.

Обломки ледяных полей: 100—500 м в поперечнике.

Крупнобитый лед: 20—100 м в поперечнике.

Мелкобитый лед: любой относительно плоский кусок морского льда менее 20 м в поперечнике.

Тертый лед: битый лед менее 2 м в поперечнике.

Несяк: большой торос или группа торосов, смерзшихся вместе, представляющих собой отдельную льдину. Она может выступать над уровнем моря на высоту до 5 м.

Сморозь: смерзшиеся в ледяном поле куски льда различного возраста.

Ледяная каша: скопления плавучего льда, состоящие из обломков не более 2 м в поперечнике, образовавшихся в результате разрушения других форм льда.

К плавучим льдам материкового происхождения относятся:

Айсберги: массивный отколовшийся от ледника кусок льда различной формы, выступающий над уровнем моря более чем на 5 м, который может быть на плаву или сидящим на мели. Айсберги по своему внешнему виду могут подразделяться на: столообразные, куполообразные, наклонные, с остроконечными вершинами, окатанные или пирамидальные.

Ледяной остров: большой кусок плавучего льда выше уровня моря на 5 и более метров, который отломился от арктического шельфового льда; имеет толщину более 15—30 м и площадь от нескольких тысяч квадратных метров до 500 км² или менее; обычно характеризуется правильной волнистой поверхностью, благодаря которой он выглядит с воздуха ребристым.

Обломок айсберга: большой кусок плавающего глетчерного льда, обычно выступающий менее чем на 5 м выше уровня моря, но более чем на 1 м и имеющий площадь около 100—300 м².

Кусок айсберга: кусок льда материкового происхождения меньшего размера, чем обломок айсберга, или крупный несяк, часто прозрачный, но по цвету кажущийся зеленым или почти черным, выступающий менее чем на 1 м над поверхностью моря и занимающий площадь приблизительно в 20 м².

Сплоченность льда. Отношение площади морской поверхности, фактически покрытой льдом, к общей площади поверхности района моря, на которой располагается ледяной покров, выраженное в десятых долях.

Сплоченность льда является одной из основных характеристик его проходимости, но не единственной и в отдельных случаях играет второстепенную роль.

Прогодимость льда. Под проходимостью понимается возможность самостоятельного плавания во льдах судов различных типов. При определении проходимости нужно учитывать тип судна, сплоченность льдов, состояние их поверхности, толщину и характер льдов, время суток, гидрометеорологические условия, а также опыт личного состава в плавании в ледовых условиях.

Главным препятствием плаванию во льдах служат торосы, т. е. нагромождения льда, образовавшиеся в результате сжатий. Самые мощные ледоколы принуждены бывают иногда бить такие нагромождения льда «с разбега». Наличие большого количества торосов заставляет лавировать во льдах, что намного увеличивает путь. Кроме того, при разбивании торосов образуется много обломков, в которых застревают идущие за ледоколом суда. Ледокол, форсируя торос, нередко получает боковые удары и сбивается ими с курса. Канал оказывается искривленным, и это еще больше осложняет проводку.

Особенно сильные затруднения для ледовой навигации создаются в узкостях и проливах, а также у входов в гавань и бухты. При устойчивых ветрах с моря здесь возникают крупные торосы и гряды торосов, трудно проходимые даже ледоколами.

Наиболее благоприятным в отношении проходимости является неподвижный ледяной покров. При плавании в таком льду отсутствуют дрейф и качка, легко выдерживается заданный курс. Фарватер в неподвижном ледяном покрове легче всего пробивать в часы образования приливных разводий.

Отсутствие ветра благоприятствует следованию судов по ледовым фарватерам.

Ветер и волнение оказывают существенное влияние на толщину льда. Под их действием образуются «подсовы» льда, утолщающие ледяной покров на отдельных участках.

Такой набивной лед очень компактен. По внешнему виду он кажется легким, тогда как на деле может оказаться труднопроходимым даже для ледоколов.

Сгонно-нагонные и приливные колебания уровня воды, так же как и ветер, существенно влияют на условия плавания во льдах. Подъемы воды способствуют разрежению льдов и сохранению ледовых фарватеров.

Спады же воды вызывают сильные подвижки, при которых увеличивается густота плавучих льдов и быстро зажимаются и исчезают пробитые фарватеры.

Особенно ярко приливные сжатия и разрежения проявляются на границе плавучих льдов у берегов или у припая, а также в узких проливах с изрезанными берегами, сложным рельефом дна и с большими скоростями приливных течений.

§ 20. Географическое распределение льдов

Общее распределение льдов в Мировом океане определяется положением и годовыми смещениями изотерм температуры замерзания морской воды, зависящим от прихода и расхода тепла, солености морской воды, характера течений и конфигурации береговой черты. В приложении 12 показаны границы распределения льдов в северном и южном полушариях (по Бюделю и Муссеру).

Распределение льдов в северном полушарии. В северном полушарии ледяной покров образуется в Северном Ледовитом океане и его морях, в северной части Атлантического океана, в Балтийском, Белом, Азовском, Каспийском и Аральском морях, некоторых районах Северного моря и северо-западной части Черного моря. Из морей, относящихся к бассейну Тихого океана, льдами покрываются Охотское, северные части Берингова и Японского морей.

Мощность ледовых образований на морях, характер и распространение ледяного покрова, а также его продолжительность зависят от температурного и ветрового режима зимы и запаса тепла, накопленного водой в течение весенних и летних месяцев. Сроки появления льда и замерзания, время вскрытия и очищения ото льда могут для одних и тех же пунктов меняться от года к году в значительных пределах.

Наибольшего развития ледяной покров достигает в марте. К этому времени льды занимают площадь около 16,4 млн. км².

К концу лета она уменьшается вдвое.

В центральных частях Арктического бассейна льды сохраняются в течение всего года и находятся в постоянном движении. Средняя скорость дрейфа от 1 до 4 миль в сутки. Основное направление дрейфа — с востока на запад вдоль берегов Сибири. От Чукотки до Гренландского моря лед проходит примерно за 3 года. У берегов Северной Америки характер движения льда совершенно иной; в районе между Аляской, Канадой и Северным полюсом возникает круговая (по часовой стрелке) циркуляция (спираль Бофорта). Лед, движущийся по внешней стороне спирали, совершает полный оборот за 10 лет, а поблизости от центра — за 3—4 года.

Дрейфующие льды выносятся в Северную Атлантику главным образом через Датский пролив между Исландией и Гренландией, а также через проливы Канадского архипелага. Айсберги в Северном Ледовитом океане практически не встречаются.

Для северных вод типичный крупный айсберг может иметь 200 м в поперечнике и возвышаться над уровнем моря примерно на 25 м. Глубина подводной части (около 90% общего объема льда) достигает 225 м, а общая масса $5 \cdot 10^9$ кг.

Места зарождения айсбергов: побережье Гренландии (особенно западное побережье между 69 и 73° с. ш.), берега Шпицбергена, Земли Франца-Иосифа, Новой Земли, Северной Земли и отдельные острова Канадского архипелага.

Айсберги выносятся в Атлантический океан преимущественно Лабрадорским течением и плывут на юго-восток, в район, где проходят оживленные судоходные линии, к северо-восточному побережью Ньюфаундленда. Наиболее опасное время года — с марта по июль. В эти месяцы ежегодно к южной оконечности Ньюфаундленда выносятся до 300 крупных айсбергов. Отдельные айсберги достигают 35° с. ш. и в виде исключения даже до 27° с. ш.

Средняя граница льдов в северной части Атлантического океана проходит несколько южнее 72° с. ш.

Граница максимального распространения льдов занимает самое южное положение в марте. Минимальное распространение льдов относится к сентябрю.

Во время наибольшего замерзания и очищения ото льда в отдельных районах складывается следующая ледовая обстановка.

Район пролива Дейвиса. Все пространство моря Баффина и пролива Дейвиса до параллели 60° с. ш. занято арктическими льдами (вероятность наличия льдов 100%). У западных берегов Гренландии вероятность встречи льдов колеблется от 50 до 100%. Увеличивается количество льдов у мыса Фарвель (южная оконечность Гренландии). В период май—июль ледовая кромка начинает отступать. Наибольшего распространения достигают айсберги.

В сентябре граница льдов занимает крайнее северное положение. В это время язык льда из моря Баффина доходит только до северной оконечности Лабрадора. В море Баффина льды обычно сохраняются в его западной части (вероятность наличия льдов 20—50%).

Район восточного побережья Канады и Ньюфаундлендской банки. К марту язык арктических льдов, выносимых Лабрадорским течением, заходит за параллель южной оконечности Ньюфаундлендской банки и распространяется на восток до 47° з. д. Вероятность наличия льдов с севера и северо-востока от Ньюфаундлендской банки и в районе Лабрадора составляет 100%. У южной оконечности банки могут образовываться льды местного происхождения (вероятность 0—20%). В летние месяцы количество арктических льдов у Ньюфаундлендской банки значительно сокращается. К сентябрю в этом районе встречаются преимущественно айсберги.

Район Датского пролива и восточного побережья Гренландии. В марте у восточного берега Гренландии и в западной половине Датского пролива постоянно держатся плавучие льды. Ледовая кромка проходит по линии Конгс-фьорд (о. Шпицберген) — о. Ян-Майен — мыс Фарвель. Восточнее этой границы вероятность наличия льда составляет 20—50%. Практически весь Датский пролив заполнен льдами, которые распространяются вдоль западного и северного берегов Исландии. В летнее время за счет увеличения выноса арктических льдов увеличивается пояс льда у мыса Фарвель.

Наиболее благоприятные ледовые условия здесь создаются в сен-

тябре, когда вероятность встречи со льдом в Датском проливе и в районе Шпицбергена составляет всего лишь 0—20%, однако у восточного берега Гренландии, западнее о. Ян-Майен, всегда сохраняется узкая полоса льда.

Распределение льдов в южном полушарии. В южном полушарии на поверхности 39 млн. км² бывают льды. Ледяное кольцо вокруг Антарктиды имеет ширину от 280 до 1100 миль. Основная масса морских льдов формируется с марта по апрель преимущественно в морях Уэдделла, Беллинсгаузена и Росса, а также вблизи материка. В антарктических водах паковые (квазипостоянные морские льды) дрейфуют с большей скоростью, чем в арктических. Скорость дрейфа в среднем достигает 4 (море Росса) — 5 (море Уэдделла) миль в сутки. В отдельных случаях скорость дрейфа может достигать до 2 миль в час.

В отличие от Арктики, где движение льда происходит в основном по замкнутым круговым траекториям, в южном полушарии льды двигаются преимущественно в северо-западном направлении, поэтому продолжительность существования морского льда меньше, чем в Арктике. По мере удаления от Антарктиды дрейфующие льдины попадают в открытый океан и начинают постепенно расходиться; между отдельными ледяными полями появляются проходы и каналы. Если бы не это обстоятельство, подход с моря к берегам Антарктиды (чрезвычайно сложный даже при современном состоянии навигации) был бы совершенно невозможен.

Когда дрейфующий лед достигает района, расположенного между 50 и 60° ю. ш., он попадает в область господствующих западных ветров в зоне от 40 до 60° ю. ш. («ревущие сороковые»). Здесь же располагается зона антарктической конвергенции, где холодные полярные воды встречаются с более теплой водой из других широт. Здешние воды — самые бурные на нашей планете. Сильные ветры замедляют дальнейшее движение льдов к северу. Четко выраженной граница распространения антарктического льда обычно располагается в широтах 53—54° ю. ш. Здесь происходит его накопление, весьма затрудняющее плавание судов в этом районе.

Зимой и весной (с июля по октябрь) площадь, занятая паковым льдом, составляет около $23 \cdot 10^6$ км², а в осенние месяцы (февраль—март) уменьшается до $4 \cdot 10^6$ км². Летом ледовая кромка в южном полушарии проходит в тихоокеанском и индийском секторах между 63—65° ю. ш., поднимаясь до 58° ю. ш. на меридиане 120° в. д.

В атлантическом секторе граница льдов располагается на 50° ю. ш. вблизи 45° з. д., затем спускается к югу, огибает с севера Гавайские острова и следует далее по 64—65° ю. ш.

Антарктида — страна льда, ее средняя высота над уровнем моря равна 1800 м, а отдельные горы имеют высоту до 4000 м. По горным долинам сползают огромные ледники. Достигнув океана, они дают начало ровным, столообразным айсбергам.

По сравнению с Арктикой в Антарктике все происходит как бы в более крупных масштабах. Это относится и к айсбергам; здесь можно встретить плавучие ледяные горы, у которых толщина льда доходит до 500 м, а размеры в поперечнике достигают нескольких десятков километров. Их движение, в общем совпадающее с дрейфом антарктического пакового льда, почти полностью определяется течениями.

Наибольшее количество айсбергов встречается в тихоокеанском секторе и в восточной части атлантического сектора. Айсберги могут, почти не отклоняясь, пересекать полосу западных ветров и проникать далеко на север в Тихом и особенно в Атлантическом океане.

Поскольку таяние крупных айсбергов может продолжаться до 10 лет, они часто проходят огромные расстояния. Севернее 40° ю. ш. айсберги заплывают редко, однако отмечены случаи, когда они встречались даже в тропиках.

Крайнее северное положение граница распространения айсбергов занимает в ноябре—декабре, в тихоокеанском секторе — в феврале—марте; крайнее южное — в мае—июне.

Оптика моря (гидрооптика) представляет раздел океанографии, исследующий перенос и трансформацию светового излучения в море.

Под термином свет (определяемый в океанографии как оптическое излучение) понимается не только видимая часть спектра, лежащая в пределах 0,380—0,770 мк (микрон) или 380—770 нм (наннометров), но и ультрафиолетовая (0,010—0,380 мк) и инфракрасная (0,770—3,000 мк). Инфракрасная часть спектра с длиной волны более 3 мк в оптике моря не рассматривается, так как она поглощается тончайшим поверхностным слоем воды и имеет существенное значение при изучении тепловых процессов в море (тепловой баланс моря).

В настоящее время основными направлениями оптики моря являются:

теоретическая оптика — исследующая закономерности распространения света в море;

гидрофотометрия — изучающая оптические характеристики воды и методы их измерений;

прикладная гидрооптика — рассматривающая методы практического применения результатов гидрооптических исследований для решения различных практических задач.

В данной главе основное внимание будет уделено первому направлению.

§ 21. Основные термины и определения

Оптические явления, наблюдаемые в океанах и морях, определяются, с одной стороны, физическими свойствами самой воды, а с другой — характеристиками источников света. Основной источник света — Солнце. С солнечным излучением связано не только поступление энергии, потребляемой океаном, но и создание необходимых жизненных условий для морских животных и растительных организмов.

При исследовании оптических явлений в морях и океанах основное значение имеет не энергетическая, а фотометрическая сторона солнечного излучения.¹ Последняя тесно связана с физиологическим действием света, вследствие чего фотометрические величины в отличие от энергетических носят в значительной мере субъективный характер. Дело в том что излучение различных длин волн воспринимается человеческим глазом неодинаково. При одном и том же излучении глаз человека наиболее восприимчив к участку спектра с длинами волн 500—556 нм, соответствующему желто-зеленому цвету. Излучение с другими длинами волн видимой части спектра, лежащей в диапазоне 380—770 нм, воспринимается значительно хуже. Если принять за единицу восприятия яркости человеческим глазом лучистый поток с длиной волны 556 нм, то для одинакового впечатления яркости света фиолетовых лучей (420 нм) потребовалось бы увеличить этот поток в 250 раз, зеленых (510 нм) — в 2 раза, оранжевых (610 нм) в 2 раза, красных (700 нм) — в 250 раз.

Приведенный пример показывает, что люди по-разному ощущают отдельные участки спектра. Поэтому для измерения фотометрических величин исходят из так называемой средней чувствительности глаза, устанавливаемой из сравнения чувствительности глаза большого числа лиц, не страдающих дефектами зрения. Средняя чувствительность глаза характеризуется особой величиной, называемой функцией видности V , значение которой зависит от длины волны света. Она определяется как отношение светового потока I , выражаемого в люменах (лм), к лучистому потоку F , выражаемому в ваттах (Вт), т. е.

$$V = \frac{I}{F} \frac{\text{лм}}{\text{Вт}}$$

Световой поток — произведение силы света на величину элементарного телесного угла, в котором он распространяется. Стандартная величина силы света — свеча. При силе света в одну свечу и телесном угле, равном одному стерadianу, световой поток равен одному люмену.

Лучистый поток — количество энергии, переносимое излучением в единицу времени и соответственно выражается в единицах энергии — ваттах.

Следовательно, лучистый и световой потоки различаются численно на величину функции видности. Поэтому в зависимости от решаемой задачи пользуются одним или другим потоком.

Сила излучения M — лучистый поток, испускаемый источником или элементом источника в бесконечно малом конусе, ось которого совпадает с данным направлением, отнесенный к величине телесного угла этого конуса, выражается в Вт/стер.

¹ Основные определения оптических характеристик приведены ниже.

Яркость — лучистый поток в единице телесного угла на единицу площади проекции на поверхность, перпендикулярную направлению излучения. Выражается в Вт/м²·стер.

Лучистый поток, падающий на единицу поверхности, называется облученностью и выражается в Вт/м².

Световой поток, падающий на единицу поверхности, называется освещенностью и выражается в люксах. Люкс соответствует освещенности, создаваемой потоком в 1 лм на площади 1 м², т. е.

$$1 \text{ лк} = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}.$$

Для примера можно сказать, что освещенность поверхности моря днем при положении Солнца в зените равна 140 тыс. лк, а ночью, при полнолунии, $\frac{1}{4}$ лк.

Как отмечено выше, оптические явления, наблюдаемые в океанах и морях, определяются двумя группами оптических характеристик. Первую группу составляют характеристики, зависящие только от физических свойств воды, которые называют первичными, а вторую группу — характеристики, зависящие и от геометрической структуры светового поля, называемые вторичными.

К первичным характеристикам относятся показатели поглощения, рассеяния и ослабления света, а также индикатриса рассеяния; вторичными характеристиками являются такие, как показатели яркости и облученности.

Показатель поглощения $m(\lambda)$ — коэффициент поглощения бесконечно тонкого слоя воды для нормально падающего на нее пучка, отнесенный к толщине этого слоя. Единица измерения м⁻¹.

Показатель рассеяния k — коэффициент рассеяния бесконечно тонкого слоя воды для нормально падающего на нее пучка, отнесенный к толщине слоя. Единица измерения м⁻¹.

Показатель ослабления c — коэффициент ослабления бесконечно тонкого слоя воды для нормально падающего на нее пучка, отнесенный к толщине этого слоя. Показатель ослабления

$$c = m(\lambda) + k.$$

С показателем ослабления света тесно связаны понятие прозрачности морской воды и коэффициент пропускания T слоя морской воды. Коэффициентом пропускания слоя морской воды называется отношение лучистого потока F (потока излучения), прошедшего без изменения направления сквозь данный слой воды, к потоку F_0 , вошедшему в этот слой, т. е. $T = \frac{F}{F_0}$.

Спектральный коэффициент пропускания относится к монохроматическому излучению определенной длины волны λ .

Прозрачностью морской воды называется коэффициент пропускания, отнесенный к однородному слою воды толщиной 1 м. Она обычно выражается в процентах на 1 м. Прозрачность связана с показателем ослабления c соотношением $c = -\log_{10} \theta$.

Следовательно, показатель ослабления s численно равен величине, обратной расстоянию, на котором поток параллельного пучка монохроматического излучения ослабляется в 10 раз. Измеряется он, как было сказано выше, в обратных метрах $\left(\frac{1}{m}\right)$. Напомним, что он равен сумме показателей поглощения и рассеяния света.

В океанографии, наряду с указанным выше физическим определением прозрачности, используется характеристика, которую для сокращения так же называют прозрачностью, но имеющая другой смысл. Это относительная прозрачность. Относительная прозрачность характеризуется глубиной исчезновения белого диска диаметром 30 см. Индикатриса рассеяния (объемная функция рассеяния) $\beta(\theta)$ — интенсивность излучения элементарного объема в данном направлении, отнесенная к величине этого объема и к нормальной облученности.

§ 22. Основы теории распространения излучения в море

Основным уравнением теории распространения излучения в море служит уравнение переноса излучения, определяющее изменение интенсивности излучения вдоль луча и связывающее между собой количество энергии, рассеиваемое элементарным объемом. В общей форме уравнение переноса энергии достаточно сложно и получить полное его решение на сегодня не представляется возможным. Причина этого заключается в чрезвычайной сложности самого явления распространения излучения в море и вытекающих отсюда больших математических трудностей, с которыми сопряжено решение этой задачи, а также в отсутствии необходимых конкретных данных об оптических характеристиках, входящих в основное уравнение.

Поэтому при решении практических задач применяют упрощенные уравнения при широком использовании экспериментальных данных. В качестве примера приведем упрощенное уравнение переноса излучения без учета поляризации, для случая освещения поверхности моря направленным излучением при условии изотропности морской воды и отсутствии источников света в самой среде. Оно имеет вид

$$\mu \frac{dL(z, \mu, \varphi)}{dz} = -c(z) L(z, \mu, \varphi) + \\ + \frac{k(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \beta(\gamma) L(z, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi',$$

где $L(z, \mu, \varphi)$ — яркость излучения, распространяющегося на глубине z в направлениях μ и φ ; при этом $\mu = \cos \theta$ — косинус угла между вертикалью и направлением распространения потока

(луча), а φ — азимутальный угол распространения потока; $c(z)$ — показатель ослабления света морской водой на глубине z ; $k(z)$ — показатель рассеяния света морской водой на глубине z ; $\beta(\gamma)$ — индикатриса рассеяния в направлении угла рассеяния γ ; μ' , φ' — координаты направления распространения рассеянного света на глубине z , аналогичные μ и φ .

Однако даже и в таком виде получить полное решение искомого уравнения практически невозможно, поэтому решение задачи осуществляется не чисто теоретически, а полуэмпирически, т. е. с широким привлечением результатов экспериментальных исследований.

При решении многих прикладных задач, связанных с исследованиями распространения излучения в море, в первую очередь необходимо иметь данные о характере изменения потока излучения с глубиной и параметров поля излучения, создаваемого потоком естественного света. В этом случае направление распространения света можно принять перпендикулярным к поверхности моря, т. е. вертикальным, и рассматривать изменение интенсивности излучения только для потоков, распространяющихся вниз и вверх. Это существенно упрощает решение. Далее основное внимание будет уделено именно этому случаю и лишь в общих чертах будет рассмотрено распространение света от искусственных источников, направление излучения которых может быть любым.

§ 23. Освещенность поверхности моря

Поверхность моря освещается как прямым солнечным светом, так и светом, рассеиваемым самой атмосферой (небесным сводом) и облаками. Освещенность зависит от высоты Солнца. Если принять освещенность при положении Солнца в зените за единицу, то относительная освещенность при других высотах Солнца может быть выражена кривой S , представленной на рис. 5.1.

Для получения абсолютных величин освещенности достаточно умножить относительные величины на 140 тыс. люкс, соответствующие освещенности поверхности моря при положении Солнца в зените.

На рис. 5.1 представлена также кривая N , выражающая ход освещенности рассеянным (диффузным) светом небесного свода при отсутствии облаков и различных высотах Солнца над горизонтом в тех же относительных единицах.

Если Солнце полностью закрыто облаками, вся освещенность поверхности моря обусловлена рассеянным светом, исходящим от облаков.

На рис. 5.2 показаны кривые, характеризующие изменение относительной освещенности (в тех же единицах) с изменением высоты Солнца, создаваемой облаками различных форм, по Н. Н. Калитину.

Кривая I характеризует освещенность, создаваемую небесным сводом, при отсутствии облаков и соответствует кривой N рис. 5.1.

Остальные кривые отвечают освещенности, создаваемой облаками различных форм, а именно:

- кривая 2 — перистыми и перисто-слоистыми,
- 3 — перисто-кучевыми,
- 4 — высококучевыми,
- 5 — высокослоистыми,
- 6 — слоисто-кучевыми,
- 7 — кучево-дождевыми,
- 8 — слоистыми,
- 9 — дождевыми.

Спектральный состав падающего на поверхность моря светового потока не одинаков для различных условий освещения. На рис. 5.3 представлено среднее спектральное распределение отдельно для прямого солнечного излучения, суммарной радиации, падающей на горизонтальную поверхность, пасмурного неба и участка неба в зените при отсутствии облачности.

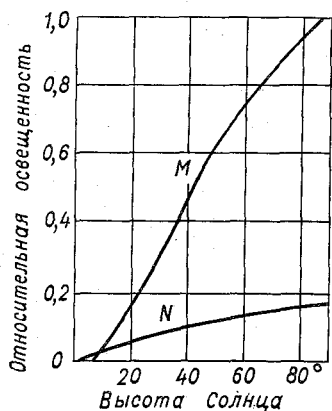


Рис. 5.1. Относительная освещенность поверхности моря прямым солнечным светом (M) и светом, рассеянным небесным сводом (N), в зависимости от высоты Солнца.

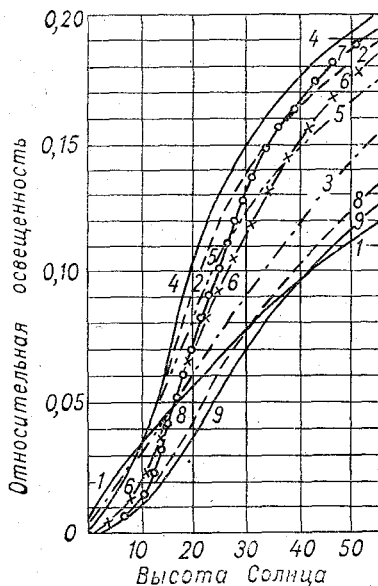


Рис. 5.2. Относительная освещенность поверхности моря облаками различных форм в зависимости от высоты Солнца.

Как видно на рисунке, для спектрального состава небесного свода (кривая A) характерно максимальное излучение в области синей части спектра. Для суммарной радиации на горизонтальную поверхность максимум смещается в сторону зеленой части спектра. Поэтому основной характеристикой спектрального состава падающего на поверхность моря светового потока служит кривая B.

Падая на поверхность моря, этот световой поток частично отражается, а частично преломляется и проникает в глубины моря. Соотношение между преломленным и отраженным световыми потоками зависит от высоты Солнца. На рис. 5.4 показана рассчитанная В. В. Шулейкиным кривая, характеризующая отношение светового потока I , проникающего в воду, к потоку I_0 , падающему на поверхность моря, в зависимости от высоты Солнца. Как видно

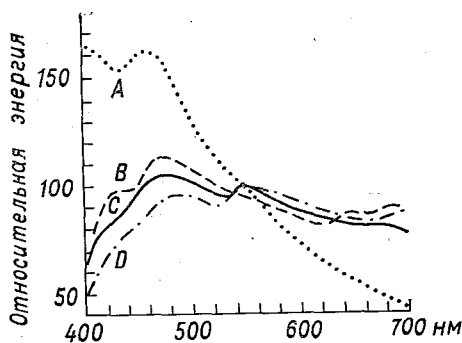


Рис. 5.3. Среднее спектральное распределение для: A — положения Солнца в зените; B — Солнца+небо (на горизонтальную поверхность); C — пасмурного неба; D — прямого солнечного излучения (по Тейлору и Керру, 1941).

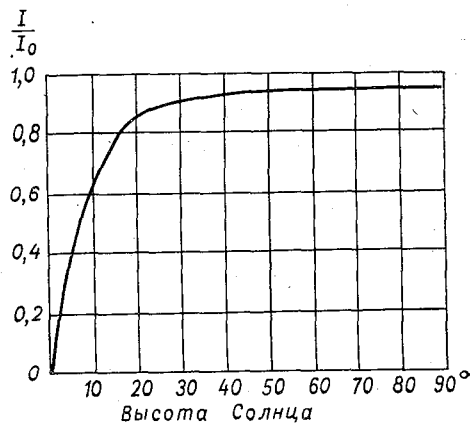


Рис. 5.4. Зависимость отношения светового потока I , проникающего в воду, к потоку I_0 , падающему на поверхность моря, в зависимости от высоты Солнца (по Шулейкину).

на рисунке, при высоте Солнца 0° весь световой поток отражается от поверхности моря. С увеличением высоты Солнца доля светового потока, проникающего в воду, увеличивается, и при высоте Солнца 90° в воду проникает 98% всего падающего на поверхность потока.

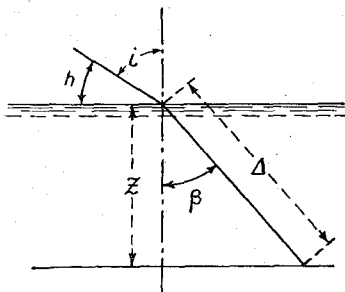
В оптике моря чаще пользуются не отношением проникающего в воду светового потока к падающему, а отношением отраженного от поверхности моря потока к падающему, называемому альбедо поверхности моря. Тогда альбедо поверхности моря для высоты Солнца 90° составит 2%, а для 0° — 100%.

Альбедо поверхности моря различно для прямого и рассеянного светового потоков (радиации). Приведенные цифры относятся к прямой радиации, для которой альбедо существенно зависит от высоты Солнца. Для рассеянной радиации альбедо практически не зависит от высоты Солнца. По расчетам А. А. Гершуна, оно равно 7%. По данным наблюдений альбедо рассеянной радиации колеблется в пределах 5—6%.

Альбедо зависит от состояния поверхности моря, т. е. от волнения. Однако точных связей пока не получено. Проведенные наблюдения при волнении до четырех баллов дают основание

полагать, что с увеличением волнения альbedo несколько возрастает при высотах Солнца до 70° , а затем уменьшается.

От высоты Солнца зависит и длина пути Δ солнечных лучей, проходимого ими в воде от поверхности моря до данной глубины z (рис. 5.5). Отношение длины пути Δ , проходимого лучом в воде, к глубине z выражается формулой



$$\frac{\Delta}{z} = \sec \beta = \frac{1}{\cos \beta}.$$

Учитывая, что

$$n = \frac{\sin i}{\sin \beta} \text{ и } \cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta},$$

Рис. 5.5. К определению длины пути, проходимому светом в воде при различной высоте Солнца.

после преобразования получим

$$\frac{\Delta}{z} = \frac{1}{\cos \beta} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - \cos^2 h}}, \quad (5.1)$$

где n — коэффициент преломления; i — угол падения, равный $90 - h$; β — угол преломления; h — высота Солнца.

Коэффициент преломления вода—воздух несколько уменьшается с повышением температуры и заметно растет с увеличением солености. В табл. 15 приведены значения коэффициента преломления для воды различной солености при температуре 20° (по Н. Н. Зубову) для некоторых длин волн света λ .

Таблица 15

Коэффициент преломления света для морской воды (по Н. Н. Зубову)

λ нм	S°/∞			
	0	10	20	35
667,8	1,33271	1,33271	1,33452	1,33726
587,6	1,33305	1,33491	1,33675	1,33951
501,6	1,33635	1,33824	1,34011	1,34293
447,2	1,33945	1,341138	1,34329	1,34616

Зависимость коэффициента преломления от солености используется в оптических методах определения солености.

Световой поток, проникающий в воду и проходящий сквозь толщу воды, ослабевает за счет поглощения (перехода световой энергии в другие формы энергии) и рассеяния.

§ 24. Поглощение света в море

Наблюдения над поглощением света водой показывают, что оно неодинаково для световых волн разной длины. Сильнее всего по-

глощаются лучи красной части спектра (с длиной волны более 0,6 мк), почти совершенно не поглощаются короткие (зеленые и синие лучи с длиной волны менее 0,54 мк). Иными словами, поглощение света водой является избирательным.

Поглощение света dI на бесконечно малом участке пути dz прямо пропорционально световому потоку I и длине участка пути z , т. е.

$$dI = -m(\lambda)I dz, \quad (5.2)$$

где $m(\lambda)$ — показатель поглощения, зависящий от среды, в которой распространяется свет, и от длины волны — λ . Показатель поглощения имеет размерность, обратную размерности длины.

Пользуясь формулой (5.2), можно рассчитать световой поток на любой глубине. Пусть перпендикулярно поверхности моря падает световой поток I_0 (рис. 5.6).

Выделим в толще воды элементарный слой dz , на который падает световой поток I_z . В соответствии с формулой (5.2) поглощение света в слое dz будет равно

$$dI_z = -m(\lambda)I_z dz.$$

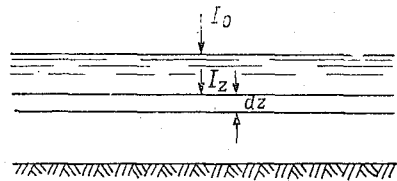


Рис. 5.6. К выводу формулы поглощения света в море.

Ослабление светового потока при прохождении им толщи воды z найдется путем интегрирования этой формулы от нуля (от поверхности воды), где световой поток равен I_0 , до z (заданной глубины), где световой поток равен I , т. е.

$$\int_{I_0}^I \frac{dI_z}{I_z} = - \int_0^z m(\lambda) dz,$$

откуда

$$\frac{I}{I_0} = e^{-m(\lambda)z},$$

или

$$I = I_0 e^{-m(\lambda)z}. \quad (5.3)$$

Выражение (5.3) характеризует отношение световой энергии, прошедшей на глубину z , к энергии, падающей на поверхность моря, в том случае, когда в толще воды имеет место только поглощение света. Из формулы (5.3) следует, что при глубине $z =$

$\frac{1}{m(\lambda)}$ световой поток ослабляется в e раз. Эту глубину называют натуральной длиной поглощения света.

Если световой поток падает на поверхность моря под углом i , то в формулу (5.3) вместо глубины необходимо подставлять

путь, проходимый светом в воде, — Δ , рассчитываемый по формуле (5.1).

Коэффициент поглощения зависит от длины световой волны и свойств воды. Очевидно, от этих же факторов зависит и световой поток на глубине. Определения коэффициента поглощения для чистой дистиллированной воды дали результаты, представленные в табл. 16.

Таблица 16

Значения коэффициента поглощения света для чистой дистиллированной воды (по В. В. Шулейкину)

Длина волны, мк	0,658	0,622	0,617	0,612	0,602	0,579	0,558	0,522	0,491
Коэффициент поглощения	0,320	0,239	0,244	0,233	0,173	0,049	0,038	0,002	0,002

Из данных, приведенных в таблице, видно, что дистиллированная вода вполне «прозрачна» для световых лучей с длиной волны менее 0,54 мк. При $\lambda=0,61$ мк наблюдается максимум поглощения; при $\lambda=0,62$ мк коэффициент поглощения несколько уменьшается, а затем вновь растет. При исследовании коэффициента поглощения в морской воде встречаются трудности, связанные с тем, что на ослаблении светового потока начинает сказываться рассеяние света в неоднородной среде, какой является морская вода.

§ 25. Рассеяние света в море

Рассеяние света связано с прохождением света через неоднородную среду. В однородной среде или в вакууме все излучения от отдельных зон световой волны по направлениям, не совпадающим с направлением распространения света, уничтожаются в результате интерференции с излучением остальных зон. Вследствие этого световой пучок параллельных лучей оказывается совершенно невидимым сбоку.

При прохождении света через неоднородную среду неоднородности представляют те элементы, около которых происходит нарушение условий интерференции, ведущих к уничтожению боковых лучей. Вследствие этого неоднородности становятся центрами излучения волн, распространяющихся во все стороны окружающего пространства. Такими неоднородностями в воде являются включения, представляющие собой взвешенные в воде примеси других веществ, имеющих отличный показатель преломления и молекулы воды, которые, как показано в гл. II, собираются в определенные группы. Эти группы, распадаясь и возникая вновь, создают колебания плотности в данной точке, которые и вызывают оптическую неоднородность морской воды.

Характер рассеяния света зависит от размеров рассеивающих частиц. Поэтому необходимо рассматривать отдельно рассеяние света частицами, имеющими размеры меньше длины волны падающего света, т. е. так называемое молекулярное рассеяние и рассеяние света крупными частицами, соизмеримыми с длиной волны падающего света.

Молекулярное рассеяние света. С точки зрения электромагнитной теории света механизм молекулярного рассеяния может быть представлен следующим образом. Световой поток, сопровождающийся переменным электромагнитным полем, встречая на своем пути рассеивающую частицу (взвешенную в воде примесь или группу молекул воды) возбуждает на ее поверхности электромагнитные колебания, которые порождают вокруг частицы новые световые волны. Если размеры частицы малы по сравнению с длиной

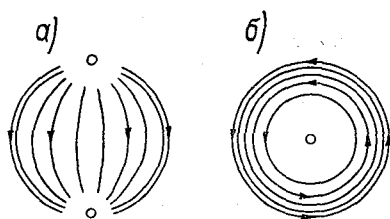


Рис. 5.7. Электрические и магнитные силовые линии при молекулярном рассеянии света.

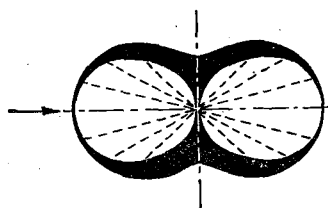


Рис. 5.8. Индикатриса молекулярного рассеяния света (по Шулейкину).

волны, образуется сравнительно простая система электромагнитных колебаний. На рис. 5.7 а схематически изображены электрические силовые линии, возникающие вокруг частицы, а на рис. 5.7 б магнитные силовые линии, расположенные в плоскости, перпендикулярной электрическим силовым линиям.

Количество энергии, рассеиваемой частицами (неоднородностями морской воды), в различных направлениях неодинаково. Оно больше в направлении падающего светового потока и в обратном, и наименьшее в направлении, перпендикулярном этому потоку.

Неодинаково и рассеяние световых волн различной длины. Оно оказывается обратно пропорциональным четвертой степени длины световой волны.

На рис. 5.8 в форме полярной диаграммы представлена теоретически рассчитанная индикатриса молекулярного рассеяния света (по В. В. Шулейкину). Внешняя кривая индикатрисы рассеяния выражает полную энергию света, рассеиваемого частицей по всем направлениям. Радиус-вектор, проведенный к этой кривой из центра диаграммы (совпадающего с центром частицы) по какому-либо направлению, выражает в условном масштабе энергию, рассеиваемую в данном направлении. Часть радиус-вектора, заключенная между внешней и внутренней кривыми

(зачерненная полоса), характеризует энергию поляризованного света в данном направлении.

Полярную диаграмму рис. 5.8 следует рассматривать как пространственную. Рассеяние света будет симметрично вокруг большой оси, совпадающей с направлением падающего света. Если представить себе поверхность вращения, описываемую изображенной кривой при вращении вокруг большой оси, она будет характеризовать рассеяние света в любом направлении.

Индикатриса рассеяния в числовых характеристиках для световой волны длиной 460 нм представлена в табл. 17.

Таблица 17

Теоретическая индикатриса рассеяния для чистой воды (по Легрену)

Угол рассеяния θ , град.	Индикатриса рассеяния $\beta(\theta)$ для $\lambda=460$ нм	Угол рассеяния θ , град.	Индикатриса рассеяния $\beta(\theta)$ для $\lambda=460$ нм
0; 180	$3,17 \cdot 10^{-4}$	45; 135	$2,45 \cdot 10^{-4}$
10; 170	$3,13 \cdot 10^{-4}$	60; 120	$2,11 \cdot 10^{-4}$
20; 160	$3,00 \cdot 10^{-4}$	75; 105	$1,86 \cdot 10^{-4}$
30; 150	$2,80 \cdot 10^{-4}$	90	$1,74 \cdot 10^{-4}$

Вследствие рассеяния, при прохождении света сквозь слой неоднородной среды, энергия света в направлении падающего потока ослабляется.

Если на слой толщиной dz падает световой поток I , то после прохождения этого слоя он уменьшится на величину dI

$$dI = -kI dz, \quad (5.4)$$

где k — показатель рассеяния

$$k = \frac{a}{\lambda^4}. \quad (5.5)$$

Здесь a — модуль рассеяния, равный для дистиллированной воды $1,56 \cdot 10^{-4}$.

Формулы (5.4) и (5.5) позволяют рассчитать ослабление светового потока за счет рассеяния при прохождении толщи воды. Для этого положим, что на поверхность моря ($z=0$) падает перпендикулярно световой поток I_0 . Поглощение света не учитываем. Тогда до глубины z дойдет поток I , который получим, интегрируя формулу (5.4) в пределах от 0 до z и от I_0 до I

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^z k dz, \quad (5.6)$$

откуда

$$I = I_0 e^{-kz}. \quad (5.7)$$

Показатель рассеяния можно определить и как величину, обратную расстоянию, на котором поток монохроматического излучения, образующего параллельный пучок, ослабляется в результате рассеяния в e раз. Расстояние $z = \frac{1}{k}$, на котором световой поток ослабляется вследствие рассеяния в e раз, называют натуральной длиной рассеяния света.

В формуле (5.7), определяющей ослабление энергии светового потока за счет рассеяния, так же как и в формуле (5.3), определяющей ослабление энергии светового потока за счет поглощения, как показатель рассеяния, так и показатель поглощения зависят от длины волны света λ . Поэтому эти формулы справедливы только для потока монохроматического света. Если свет полихроматический, то общее ослабление энергии света может быть найдено путем суммирования потоков, рассчитанных для каждой длины волны отдельно.

Рассеяние света крупными частицами. Полученные выводы относятся к рассеянию света частицами малыми по сравнению с длиной световой волны, т. е. к случаю молекулярного рассеяния.

Молекулярное рассеяние наблюдается тогда, когда в морской воде нет растворенных газов и примесей, находящихся во взвешенном состоянии. Если же в воде находятся растворенные газы и примеси, то, очевидно, что скопления тех и других могут достигать размеров порядка длины световой волны и даже больших. Они будут вызывать весьма сильное рассеяние света, которое не подчиняется приведенным законам молекулярного рассеяния.

Когда размер рассеивающей частицы соизмерим с длиной световой волны, на ее поверхности (под воздействием переменного электромагнитного поля, распространяющегося в направлении светового потока) возникают не простые электромагнитные колебания, как в случае молекулярного рассеяния, а сложные. Оказывается, что поверхность частицы делится на участки, на которых происходят местные колебания между местными полюсами. В зависимости от размеров и характера частиц возникают колебания второго порядка с двумя парами полюсов, колебания третьего порядка с тремя парами полюсов, колебания четвертого порядка и т. д.

Анализ рассеяния света на крупных частицах, не проводящих электричества, проведенный В. В. Шулейкиным, позволил получить следующие основные выводы о характере рассеяния крупными частицами.

1. Полярная диаграмма индикатрисы рассеяния света крупной частицей оказывается несимметричной относительно плоскости, перпендикулярной направлению падающего света и проходящей через рассеивающую частицу. Она вытягивается в направлении падающего света. Следовательно, отношение энергии рассеянного света в направлении падающего света к энергии, рассеиваемой в обратном направлении, не равно единице, как при молекулярном рассеянии, а всегда больше единицы.

Это отношение энергий и соответственно вид индикатрисы зависят от величины отношения

$$\frac{2\pi\rho}{\lambda}$$

где ρ — радиус рассеивающей частицы, λ — длина световой волны.

На рис. 5.9 представлены индикатрисы рассеяния для отношения $2\pi\rho/\lambda$, равного 1, 3 и 9 (вверху слева, вверху справа, внизу). Направление падающего света показано стрелками. Заштрихованная часть характеризует долю поляризованного света.

При $2\pi\rho/\lambda=1$ энергия света, рассеиваемого в направлении падающего света, превышает в 2,37 раза энергию, рассеиваемую в противоположном направлении, и в 2,85 раза энергию, рассе-

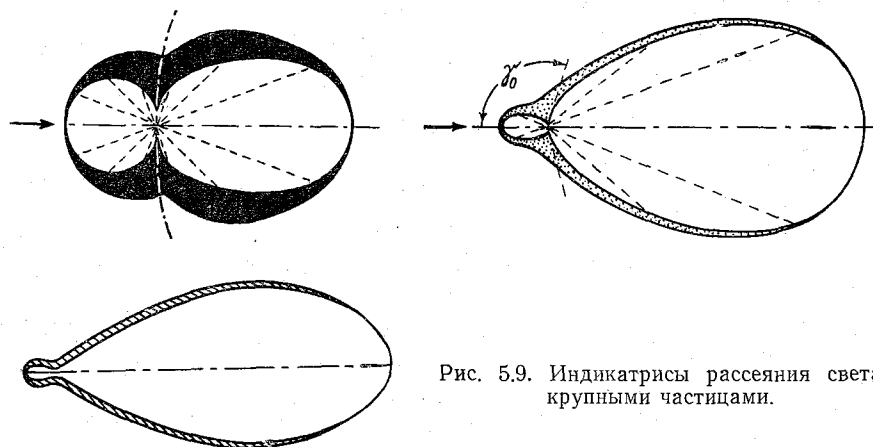


Рис. 5.9. Индикатрисы рассеяния света крупными частицами.

ваемую в направлении, перпендикулярном к падающему лучу. При $2\pi\rho/\lambda=3$ энергия света, рассеиваемого в направлении падающего света, в 10,7 раза превышает энергию света, рассеиваемого в обратном направлении.

При увеличении размеров рассеивающей частицы происходит постепенный переход от чистого рассеяния света к его отражению и преломлению на границе весьма большой (по сравнению с длиной световой волны) частицы. При этом характер индикатрисы преломленного и отраженного света для весьма большой частицы (рис. 5.10) аналогичен индикатрисам рассеяния на крупных частицах (рис. 5.9). Для случая весьма большой частицы (рис. 5.10) энергия, отброшенная в направлении падающего света, в 24 раза больше энергии, отброшенной в обратную сторону.

2. Показатель рассеяния для крупных частиц определяется формулой

$$k = \frac{a}{\lambda^n}, \quad (5.8)$$

в которой модуль рассеяния a оказывается во много раз больше модуля для молекулярного рассеяния. Если при молекулярном рассеянии $a = 1,56 \cdot 10^{-4}$, в природной морской воде, содержащей взвешенные примеси, модуль рассеяния может достигать величины 0,030. Следовательно, крупные частицы могут вызывать суммарный эффект рассеяния, примерно в 200 раз превышающий эффект молекулярного рассеяния. Благодаря этому обратный поток рас-

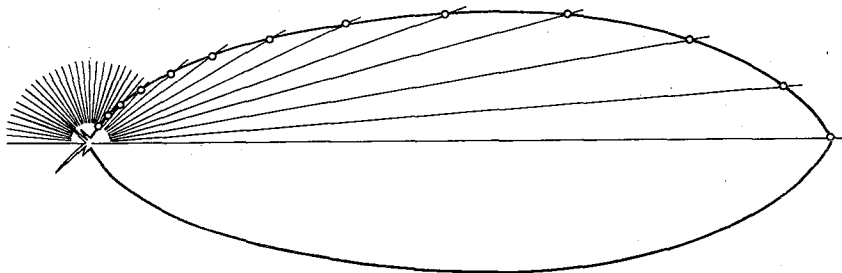


Рис. 5.10. Индикатриса преломленного и отраженного света для предельно большой частицы.

янного света по абсолютной величине значительно больше аналогичного потока при молекулярном рассеянии, несмотря на относительное его уменьшение с увеличением размеров рассеивающих частиц. Действительно, если взять модуль рассеяния для крупной частицы в 200 раз больше модуля молекулярного рассеяния, то поток, отброшенный назад крупной частицей, для которой относительная величина этого потока составляет 0,11, будет в сорок четыре раза больше энергии, отбрасываемой при молекулярном рассеянии.

Показатель степени n в формуле (5.8) меньше четырех и зависит от размеров рассеивающих частиц. Эта зависимость (по В. В. Шулейкину) приведена в табл. 18.

Таблица 18

Зависимость показателя степени от размеров рассеивающих частиц (по В. В. Шулейкину)

Диаметр рассеивающих частиц, мк	$\leq 0,07$	0,1	0,15	0,23	0,3	0,35
Показатель степени при λ	4	3,5	3	2,5	2	1,5

Из таблицы видно, что с увеличением размеров рассеивающих частиц (замутненности воды) показатель степени n уменьшается.

При расчетах ослабления света по формуле (5.7) необходимо подставлять значения показателя рассеяния с учетом размеров рассеивающих частиц.

Рассеяние света в естественных морских условиях обусловлено как рассеянием самой водой, так и рассеянием взвешенных в ней частиц. Взвеси, содержащиеся в морской воде, можно подразделить на два класса: органический и неорганический. Неорганическое вещество приносится в океан стоком с суши и ветрами. Содержание в воде органического вещества очень изменчиво. По данным А. П. Лисицына, среднее содержание взвеси в океане равно 0,8—2,5 мг/л. При этом содержание органического вещества может колебаться от 20 до 60%. По результатам его определений преобладающие частицы имеют размеры менее 1 мк (83% для Тихого океана). Ю. Е. Очковский для Средиземного моря отмечает преобладание частиц диаметром менее 2,5 мк (более 80%). Тем не менее в водах океана практически постоянно содержатся частицы, диаметр которых превышает 50—100 мк. Их содержание определяется величинами порядка 0,3—0,5% общего количества взвешенных частиц. Особое внимание уделяется изучению растворимых гуминоподобных веществ, представляющих сложную смесь соединений и известных под общим названием «желтого вещества». Желтое вещество (по Калле) образуется из углеводов. Большое количество желтого вещества приносится в море реками. Однако экспериментально установлена возможность его образования и в открытом море.

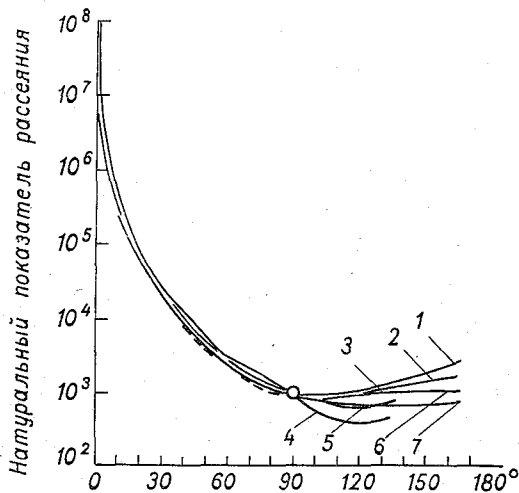


Рис. 5.11. Относительные величины рассеяния света в зависимости от угла рассеяния.

1 — Халберт (белый), 2 — Ерлов (голубой), 3 — Сасаки (красный), 4 — Козлянинов (голубой), 5 — Пуль и Аткис (голубой), 6 — Тайлер (зеленый), 7 — Дантли (зеленый).

Наличие взвесей существенно влияет на рассеяние света в естественных морских условиях. Наличие крупных частиц уменьшает зависимость рассеяния света от длины волны (его селективность). С. К. Дантли считает, что даже в очень чистой голубой воде океана молекулярное рассеяние составляет только 7% общего коэффициента рассеяния и преобладает только при углах рассеяния, близких к 90°, где оно обеспечивает более $\frac{2}{3}$ рассеянного потока. На рис. 5.11 представлены относительные величины рассеяния света в зависимости от угла рассеяния по данным различных авторов.

Значение угла рассеяния 0° соответствует рассеянию в направлении падающего параллельного пучка света, а 180° — в обратном.

Значение угла рассеяния 0° соответствует рассеянию в направлении падающего параллельного пучка света, а 180° — в обратном.

Значение угла рассеяния 0° соответствует рассеянию в направлении падающего параллельного пучка света, а 180° — в обратном.

Значение угла рассеяния 0° соответствует рассеянию в направлении падающего параллельного пучка света, а 180° — в обратном.

Значение угла рассеяния 0° соответствует рассеянию в направлении падающего параллельного пучка света, а 180° — в обратном.

Кривые совмещены в точке, соответствующей рассеянию под углом 90° , которая обозначена кружком.

Кривые весьма хорошо сохраняют подобие формы при рассеянии вперед (в пределах углов от 0 до 90°), несмотря на то что они получены в различных географических районах, при различной прозрачности воды, для разных участков спектра и различными приборами. Такое совпадение формы кривых указывает на преобладание в природных водах Мирового океана рассеяния на крупных частицах, которые, как показывают данные табл. 18, отличаются малой избирательностью по отношению к различным участкам спектра.

§ 26. Суммарный эффект поглощения и рассеяния света

Ослабление света в море. В природе процессы поглощения и рассеяния света действуют одновременно. Поэтому при проникновении света в глубины моря его ослабление будет происходить за счет обоих процессов. Учитывая формулы (5.3) и (5.7), легко получить и формулу суммарного ослабления энергии света за счет рассеяния и поглощения.

Действительно, ослабление энергии в слое dz вследствие поглощения равно $dI_1 = -mI dz$, а вследствие рассеяния

$$dI_2 = -kI dz.$$

Тогда суммарное ослабление

$$dI = dI_1 + dI_2,$$

или

$$dI = -(m+k)I dz. \quad (5.9)$$

Световой поток, достигающий глубины z , при вертикальном падении света на поверхность моря, найдется интегрированием соотношения (5.9) от $z=0$ (поверхность моря), где световой поток равен I_0 , до глубины z , где световой поток равен I .

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^z (m+k) dz; \quad I = I_0 e^{-(m+k)z}. \quad (5.10)$$

Сумму показателей поглощения и рассеяния $(m+k)$ обозначают через c и называют показателем ослабления света морской водой, или показателем экстинкции. Тогда формулу (5.10) можно записать в виде

$$I = I_0 e^{-cz}. \quad (5.11)$$

Из формулы (5.11) показатель ослабления можно определить как величину, обратную расстоянию, на котором поток монохроматического излучения, образующего параллельный пучок,

ослабляется в результате совместного действия поглощения и рассеяния в e раз.

Само расстояние $z = \frac{1}{c}$, на котором происходит ослабление света в e раз, называют натуральной длиной ослабления света.

При молекулярном рассеянии света показатель рассеяния $k = \frac{a}{\lambda^4}$. Показатель поглощения $m(\lambda)$ представляет сложную функцию длины волны и выразить ее в явном виде затруднительно.

Поэтому для случая молекулярного рассеяния формулу (5.10) можно записать в виде

$$I = I_0 e^{-\left[m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}\right]z} \quad (5.12)$$

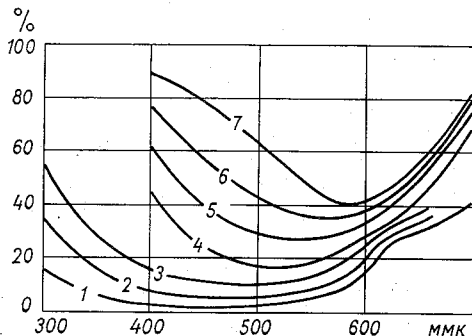


Рис. 5.12. Ослабление дневного света в 1 м слое морской воды различного происхождения (по Н. Ерлову).

1 — относительно чистая океанская вода, 2 — замутненная тропико-субтропическая океанская вода; 3 — океанская вода умеренных широт; 4-7 — прибрежная вода различной мутности.

На рис. 5.12 показаны кривые ослабления дневного света (в процентах) при прохождении слоя воды 1 м для различных типов морских вод в зависимости от длины световых волн. Анализируя приведенные кривые, можно отметить следующее. В очень чистой океанской воде (кривая 1) ослабление света минимально и определяется

преимущественно поглощением света. Рассеяние света имеет одинаковый порядок с поглощением только в голубой части спектра (от 0,3 до 0,5 мк) с максимумом при длине световой волны 0,460 мк. При длинах волн более 0,580 мк доля рассеяния в общем ослаблении света не превышает 1%.

С увеличением мутности воды, обычно наблюдаемой при подходе к берегу, значение рассеяния в суммарном ослаблении возрастает вследствие наличия в воде крупных взвешенных частиц. Так как с увеличением размеров рассеивающих частиц избирательность рассеяния уменьшается, это влияние сказывается не только в коротковолновой, но и в остальной части спектра. Одновременно возрастает и поглощение крупными частицами, что вызывает общее увеличение суммарного ослабления и смещение минимума ослабления в зону более длинных волн. Для чистой океанской воды этот минимум приходится на волны 0,470 мк, а для прибрежных вод он смещается к 0,570 мк.

Более наглядным является представление зависимости натуральной длины ослабления света от длины волны в табл. 19 (по С. К. Дантли).

Таблица 19

Натуральная длина ослабления света для дистиллированной воды
(по С. К. Дантли)

Длина, нм	400	440	480	520	560	600	650	700
Натуральная длина ослабления, м	13	22	28	25	19	5,1	3,3	1,7

Как видно из таблицы, максимум пропускания лежит в синезеленой части спектра.

Зависимость ослабления света от длины волны и наличия примесей определяет общепринятые оптические характеристики: прозрачность морской воды и цвет моря.

Прозрачностью морской воды называют отношение потока излучения, прошедшего в ней без изменения направления путь, равный единице, к потоку излучения, вошедшему в воду в виде параллельного пучка. Прозрачность морской воды тесно связана с коэффициентом пропускания T морской воды, под которым понимается отношение потока излучения, пропущенного некоторым слоем воды, к потоку излучения, упавшему на этот слой. Учитывая соотношение (5.11) для коэффициента пропускания, можно записать равенство

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-cz}. \quad (5.13)$$

Тогда прозрачность морской воды

$$\theta = e^{-c}, \quad (5.14)$$

т. е. равна коэффициенту пропускания для однородного слоя единичной толщины.

Наряду с указанным физическим определением прозрачности используется и другое, в котором под прозрачностью морской воды понимается глубина, на которой перестает быть видным белый диск диаметром 30 см (стандартный диск). Эту величину сейчас называют **относительной прозрачностью**.

Глубина исчезновения белого диска — относительная прозрачность, может быть связана с физическим понятием прозрачности, так как обе характеристики зависят от коэффициента ослабления.

Физическая природа исчезновения диска на определенной глубине заключается в том, что при проникновении светового потока в толщу воды происходит его ослабление за счет рассеяния и поглощения. При этом, как показал В. В. Шулейкин, с увеличением глубины происходит увеличение потока рассеянного света в стороны (за счет рассеяния высших порядков). Иными словами, рассеянный поток идет «веером» от поверхности в глубину. На некоторой глубине рассеянный в стороны поток оказывается равным

энергии прямого света. Следовательно, если опускать диск ниже этой глубины, то поток, рассеянный в стороны, будет больше основного потока, идущего вниз, и он будет «закрывать» диск. Диск перестает быть видимым.

По расчетам Шулейкина, глубина, на которой выравниваются энергии основного потока и потока, рассеянного в стороны, соответствующая глубине исчезновения диска, равна для всех морей двум натуральным длинам ослабления света. Иными словами, произведение показателя рассеяния на прозрачность есть величина постоянная и равная 2, т. е.

$$kH=2, \quad (5.15)$$

где H — глубина исчезновения белого диска. Это соотношение дает возможность связать условную характеристику морской воды — относительную прозрачность с физической характеристикой — показателем рассеяния.

Так как показатель рассеяния входит составной частью в показатель ослабления, оказывается возможным связать относительную прозрачность и с показателем ослабления, а следовательно, и с физическими характеристиками прозрачности.

Такая зависимость была установлена Гершуном на основании наблюдений, произведенных в наших внутренних морях. Зависимость, по Гершуну, имеет вид

$$cH=8. \quad (5.16)$$

Так как между показателями поглощения и рассеяния нет прямой пропорциональности, то, очевидно, соотношение (5.16) не будет справедливым для каждого моря (как это имеет место для соотношения (5.15)). В каждом море связь показателя ослабления с прозрачностью будет своя.

Так, например, по наблюдениям Пуля и Аткинса в Ламанше, соотношение между показателем ослабления и прозрачностью получилось следующее:

$$cH=1,7.$$

А. В. Трофимов дает для Белого моря соотношение

$$cH=3,06.$$

По наблюдениям автора, в водах большой прозрачности соотношение оказалось следующим:

$$cH=2,$$

т. е. совпадающее с соотношением Шулейкина (5.15), полученным им теоретически. Однако в соотношении Шулейкина вместо показателя ослабления стоит показатель рассеяния. Это указывает на то, что, по-видимому, в исследованном автором случае общее ослабление света было обусловлено главным образом рассеянием света.

Ослабление с глубиной распространяющегося в море потока дневного света бывает удобно характеризовать коэффициентом

подводной освещенности η , под которым понимается отношение освещенности E_z некоторой плоскости, находящейся в море на глубине z , к одновременному значению подповерхностной освещенности $E_{оп}$, т. е.

$$\eta = \frac{E_z}{E_{оп}}$$

Значение коэффициента η может быть выражено и в процентах. Процентное соотношение более наглядно показывает интенсивность убывания света с глубиной. В качестве примера в табл. 20 приведено значение коэффициента подводной освещенности в процентах на разных глубинах для вод различной относительной прозрачности.

Таблица 20

Значения коэффициента подводной освещенности (%) для вод различной относительной прозрачности

Глубина, м	Относительная прозрачность, м			
	13	16	22	39
0	100	100	100	100
5	53	58	70	80
10	24	32	43	58
20	4,7	7,4	17	30
50	< 0,1	0,1	0,9	4,3

Коэффициент подводной освещенности может быть достаточно просто определен из наблюдений над освещенностью на разных глубинах с помощью гидрофотометра. По величинам $E_{оп}$ и E_z для различных глубин рассчитывается коэффициент подводной освещенности.

Из данных табл. 20 следует, что наибольшая часть световой энергии поглощается в самых верхних слоях. До глубины 50 м доходит всего несколько процентов и даже доли процента энергии, падающей на поверхность моря. Применяя для видимой части спектра формулу (5.11), можно записать

$$E_z = E_0 e^{-cz}, \quad (5.17)$$

где c — показатель ослабления для видимой части спектра.

Из формулы следует, что освещенность станет равной нулю только после прохождения толщи воды, равной бесконечности. Поэтому совершенно неверно ставить вопрос о том, до какой глубины распространяется свет в море. Такую задачу пытались решить опытным путем, опуская фотопластинки на разные глубины и наблюдая их почернение. Очевидно, что при таком подходе «предельная» глубина проникновения света зависит от уровня

развития техники: с появлением более чувствительных пластинок будет возрастать и «предельная» глубина.

Следовательно, можно ставить только задачу определения глубины, на которой световой поток составляет заданную долю светового потока, падающего на поверхность моря.

Пользуясь данными табл. 20 и формулой (5.17), можно рассчитать значения показателя ослабления для видимой части спектра при различных величинах относительной прозрачности морской воды. Результаты расчета дают значения показателя ослабления s для относительной прозрачности воды

13 м — $0,16 \frac{1}{\text{м}}$, для 16 м — $0,13$, для 22 м — $0,09$ и для 39 м — $0,06$.

Приведенные значения показателя ослабления характеризуют его осредненные значения для видимой части спектра. У различных длин волн света он будет различным. Для большей наглядности можно рассчитать ослабление светового потока при разных длинах волн света.

Если взять отфильтрованную морскую воду, которая по оптическим показателям близка к дистиллированной воде, то оказывается, что при прохождении толщи воды 10 м световой поток с длиной волны $\lambda = 0,5$ мк ослабляется в 1,2 раза, с $\lambda = 0,62$ мк — в 10 раз и с $\lambda = 0,74$ мк — в 10^{10} раз.

Если произвести аналогичные расчеты для толщи воды 100 м, то ослабление получается в 10, 10^{10} и в

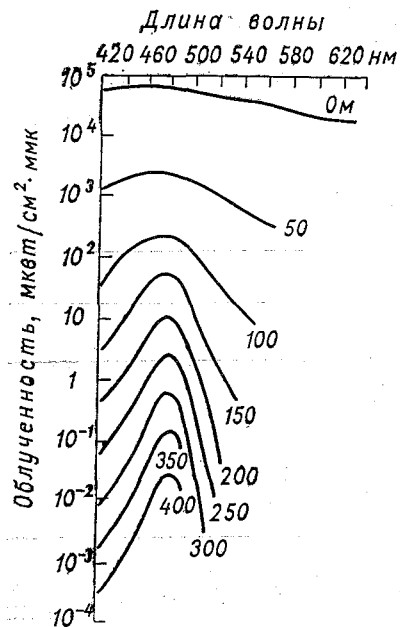


Рис. 5.13. Спектральное распределение облученности сверху (по Компа, 1961).

10^{100} раз для соответствующих длин волн, т. е. свет с длиной волны $\lambda = 0,62$ мк ослабляется в десять миллиардов раз. Поэтому можно считать, что 100-метровая толща воды не пропускает света с длиной волны больше 0,6 мк.

В инфракрасной части спектра ослабление света идет еще быстрее. Так, для света с длиной волны 1 мк коэффициент поглощения оказывается равным 47 м^{-1} . Поэтому инфракрасная радиация поглощается почти полностью уже в самом верхнем слое морской воды толщиной несколько см.

Сказанное хорошо иллюстрируется рис. 5.13, показывающим спектральное распределение облученности сверху (по Компа, 1961). Под облученностью $E_{\text{н}}$ сверху понимается лучистый поток, падающий сверху ($0-180^\circ$) на бесконечно малый элемент горизонталь-

ной поверхности, отнесенный к площади этого элемента. Она измеряется в Вт/м². Если учесть функцию видности, то не трудно понять, что максимумы облученности (в данном случае освещенности) на всех горизонтах еще сильнее смещены в сторону коротких волн. Поэтому нетрудно себе представить то, о чем рассказывают Ж. И. Кусто и Ф. Дюма:

«Удивительная картина открылась перед нами, когда на глубине нескольких десятков метров Дюма (Диди) ранил гарпуном большую рыбу-лихую. Кровь была зеленая! Мы недоумевающе переглянулись. Крепко держа гарпун со своим трофеем, Диди пошел вверх. На глубине пятидесяти футов кровь стала коричневой. Двадцать пять футов — она уже розовая, а на поверхности растеклась алыми струями»¹.

Сказанное об избирательном ослаблении светового потока лишней раз указывает на то, что относительная прозрачность — понятие условное. Она характеризует, как отмечено выше, глубину исчезновения белого диска, наблюдаемого в полихроматическом свете. Кроме того, величина относительной прозрачности зависит от высоты, с которой производятся наблюдения, состояния поверхности моря (волнения), условий освещенности и т. п.

С увеличением высоты наблюдения относительная прозрачность увеличивается, благодаря уменьшению влияния отраженного от поверхности моря светового потока солнца и небесного свода, который мешает наблюдениям. Однако увеличение относительной прозрачности с высотой наблюдается до высот порядка 200—300 м, где мало сказывается уменьшение угловых размеров предмета и уменьшение отраженного от предмета светового потока. При больших высотах увеличение относительной прозрачности за счет уменьшения отраженного потока становится меньше ее понижения за счет уменьшения угловых размеров предмета и светового потока, идущего от предмета.

Волнение уменьшает относительную прозрачность, создавая увеличение отраженного потока и ослабление потока, проникающего в глубь моря.

Тонкие облака (перистые) создают наиболее благоприятные условия освещения, при которых величина относительной прозрачности наибольшая. При отсутствии облаков наблюдения затрудняются солнечными бликами, и относительная прозрачность уменьшается. При наличии мощного покрова облаков уменьшается световой поток, достигающий поверхности моря, что также приводит к уменьшению относительной прозрачности.

Для того чтобы приблизить результаты наблюдений над относительной прозрачностью к решению практических задач о выборе наиболее выгодной окраски подводных объектов, производят наблюдения с цветными дисками.

¹ Ж.-И. Кусто, Ф. Дюма. «В мире безмолвия». М., «Молодая гвардия», 1957.

Значения относительной видимости цветных дисков по сравнению с видимостью белого диска, принятой за единицу (по Ю. В. Преображенскому), характеризуются данными табл. 21.

Таблица 21

Относительная видимость цветных дисков

Цвет	Белый	Синий	Зеленый	Желтый	Красный	Черный
Относительная видимость	1	0,80	0,77	0,83	0,53	0,40

Из приведенных данных нетрудно видеть, что для расчета освещенности на различных глубинах необходимо исходить не из относительной прозрачности воды, а из ее физических характеристик: показателей рассеяния, поглощения и ослабления.

§ 27. Некоторые особенности распространения света в море от искусственных источников

Рассмотренные оптические характеристики морской воды относятся к первичным, т. е. не зависящим от характеристик источников света. Они практически полностью определяют условия распространения дневного естественного света. При исследовании распространения света от искусственных источников возникает необходимость учитывать вторичные характеристики, зависящие также и от геометрической структуры светового поля.

Характеристики искусственных источников света. При оценке подводной освещенности искусственными источниками света необходимо учитывать следующие особенности:

— сильное рассеяние света водной средой, содержащей растворенные вещества и взвешенные частицы, которое обуславливает выбор наиболее рационального принципа подводного освещения, заключающегося в засветке минимальных объемов воды;

— избирательное ослабление света, вызывающее для немонохроматических источников света существенное различие в распределении энергии по спектру для них и на освещаемом объекте.

Учет отмеченных особенностей приводит к выводу о целесообразности использования прожекторного освещения при варьировании следующими светотехническими характеристиками:

- мощностью источника света;
- спектральным составом излучения;
- углом рассеяния светильника.

При этом оказалось, что в большинстве случаев нецелесообразно применять источники большой мощности (более 1 кВт), так как при большой мощности источника наряду с увеличением освещенности объекта усиливается и световая дымка, создаваемая рас-

сеянным светом, что может значительно снизить видимый контраст освещаемого объекта.

В качестве источников света для подводных осветителей обычно применяются лампы накаливания и газосветные (ртутные и натриевые).

Ртутные лампы (с добавками металлических солей иодистоводородной кислоты) обладают малым телом накала большой яркости. Их достоинством служит то, что они обеспечивают максимальную дальность видимости при параллельном пучке, а при широком расходящемся пучке — оптимальные условия освещения для подводной фотографии и телевидения. Значительная доля энергии излучения по спектру приходится на желто-зеленую часть, которая соответствует максимуму восприятия светового потока человеческим глазом.

Исследования показали, что при прохождении двухметровой толщи воды свет от ртутной лампы с иодидом таллия ослабляется на 78%, от обычной — на 80%, а от лампы накаливания на 90%.

Достоинством натриевых ламп является их эффективность, обусловленная наименьшим рассеянием света длинноволновой части спектра, соответствующей максимуму излучения натриевых ламп.

В последние годы широкое применение получили лазеры как для решения практических задач (подводной связи, светолокации и др.), так и для изучения оптических характеристик морской воды.

Одной из основных характеристик искусственных источников света является угловое распределение излучаемого светового потока, т. е. излучает ли источник параллельный или расходящийся пучок света.

Параллельный пучок света. Подводный светильник, создающий параллельный пучок (с расходимостью лучей меньше 1°) обладает отличительными свойствами. Если смотреть на него со стороны освещаемого им предмета, то удаленный светильник с параллельным пучком подобен светильнику с широким пучком, находящимся на некотором меньшем расстоянии. Он также окружен ореолом, образованным рассеянным светом, распределение яркости которого слегка отлично от распределения яркости ореола широкого пучка заметным увеличением яркости в пределах малых углов (вблизи оси пучка). Освещенность прямым светом H_r площадки, расположенной нормально к пучку света на расстоянии r от светильника, равна

$$H_r = \frac{H_0 e^{-\alpha r}}{r^2},$$

где H_0 — энергетическая освещенность в воде у линзы; α — эмпирический коэффициент.

Если учитывать освещенность, создаваемую рассеянным светом, общая освещенность площадки будет больше H_r . При этом, чем больше расстояние от источника, тем большее влияние на освещенность оказывает рассеянный свет. Однако для восприятия (фотографирования) предмета существенное значение имеет именно световая энергия прямого света, достигающая объекта. Поэтому рассеянный свет, который по мере удаления от источника превышает

прямой и является преобладающим при оценке освещенности, становится помехой при оценке контрастности (возможности фотографирования) освещаемого объекта.

Расходящийся пучок света. Каждый подводный предмет и каждый объем воды, освещенный подводным источником света с расходящимся пучком, имеет определенное распределение энергетической яркости, которое зависит от силы излучения лампы, оптических характеристик воды и от расстояния до источника света (лампы).

Если источник света представляет собой сферическую лампу, то наблюдателю светящаяся лампа будет представляться окруженной ореолом рассеянного света, который становится все более заметным с увеличением расстояния от лампы.

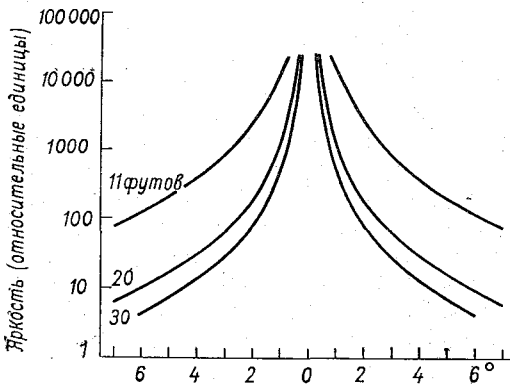


Рис. 5.14. Угловое распределение яркости, наблюдаемой на различных расстояниях (футов) от сферической лампы (по Дантли, 1963).

При определенном удалении от лампы (часто до 18—20 натуральных длин ослабления) изображение лампы не может быть распознано и виден только ореол. Ореол может наблюдаться на значительно больших расстояниях, зависящих от силы излучения источника и оптических характеристик воды.

Яркость лампы убывает практически по экспоненте

$$N_r = N_0 e^{-\alpha r},$$

где N_r — яркость лампы на расстоянии r , N_0 — яркость поверхности лампы, α — натуральный показатель ослабления воды.

Яркость ореола меняется с изменением угла поля зрения и имеет вид, представленный на рис. 5.14; где показано угловое распределение яркости от сферической лампы.

Имея кривые яркости ореола и зная показатель ослабления и рассеяния воды, можно в любой точке рассчитать яркость предмета, яркость фона, контраст предмета.

Освещенность предмета создается прямым и рассеянным светом. Освещенность H_r , создаваемая прямым светом на расстоянии r при нормальном падении света от источника, имеющего силу излучения H_0 , определяется соотношением

$$H_r^o = H_0 \frac{e^{-cs}}{r^2}$$

где c — показатель ослабления света.

Дополнительно предмет имеет освещенность H_r^* , создаваемую рассеянным излучением. Следовательно, общая освещенность

$$H_r = H_r^o + H_r^*.$$

Величина H_r может быть измерена, а H_r^0 рассчитано. Следовательно, можно рассчитать и H_r^* как разность $H_r^* = H_r - H_r^0$.

Если положить, что рассеяние происходит равномерно по всем направлениям, то можно считать, что

$$H_r^* = \frac{H_0 k e^{-kr}}{4\pi r}$$

Из этого соотношения можно найти значение показателя рассеяния k . Но если определить значение k непосредственно, то расчеты дают суммарную освещенность вдвое меньше измеренной. Это объясняется тем, что в приведенных соотношениях не учитывается влияние многократного рассеяния и неравномерности рассеяния в различных направлениях. Поэтому необходимы тщательные гидрооптические наблюдения в естественных условиях.

Характеристика распространения светового луча лазера. С появлением лазеров было уделено очень большое внимание исследованию полос пропускания света морской водой. Эти исследования показали, что в воде (в отличие от атмосферы) не существует участков спектра с большой пропускной способностью. Поэтому распространение светового луча лазера аналогично распространению параллельного пучка света от любых источников.

Отличие лазерных источников от описанных выше искусственных источников состоит только в том, что лазерные устройства могут создавать пучки света с малым отклонением по длине волны. Обычно лазерные установки, предназначенные для использования в море, имеют длину волны света, соответствующую сине-зеленому участку спектра. На этом участке, как показано выше, морская вода обладает наибольшей прозрачностью. Наиболее распространенными являются лазеры с зеленым лучом. Испытание таких лазеров показало, что при угловом отклонении луча до $\pm 1,5^\circ$ интенсивность светового потока луча лазера соответствует прямому лучу до расстояния около 50 м. При больших расстояниях уменьшается направленность луча лазера и увеличивается влияние фона, создаваемого рассеянным светом. Особенно резко происходит ослабление интенсивности луча лазера на близких расстояниях от источника при различной прозрачности морской воды. При больших расстояниях влияние прозрачности сказывается меньше. Так, например, при относительной прозрачности воды 5 м интенсивность луча лазера на расстоянии 5 м уменьшается в тысячу раз, а при прозрачности воды 15 м в сто раз. При расстояниях от лазера 50 м относительное уменьшение интенсивности луча света лазера примерно одинаково как для вод с относительной прозрачностью 5 м, так и для вод с прозрачностью 15 м.

§ 28. Цвет моря

При рассмотрении вопроса о цвете моря необходимо различать два понятия: цвет моря¹ и цвет морской воды.

¹ Под цветом моря понимается видимый цвет его поверхности.

Собственный цвет воды есть следствие избирательного поглощения и рассеяния, т. е. зависит от оптических свойств воды и толщины просматриваемого слоя воды, но не зависит от внешних факторов. Цвет моря, напротив, в сильной степени зависит не только от оптических свойств самой воды, но и от внешних факторов. Поэтому он изменяется в зависимости от внешних условий (освещения, волнения и т. п.).

Говоря о цвете морской воды, надо условиться, к какой толщине воды относится этот термин. Учитывая избирательное ослабление света в море, представленное кривыми рис. 5.12, можно рассчитать, что даже для чистой океанской воды на глубине 25 м солнечный свет будет лишен всей красной части спектра, затем (при увеличении глубины) отпадает желтая часть и цвет воды покажется зеленоватым, к глубине 100 м останется только синяя часть и цвет воды будет синим. Поэтому говорить о цвете воды можно тогда, когда мы просматриваем толщу воды. При этом в зависимости от толщи воды цвет воды будет различным, хотя ее оптические свойства и не меняются.

Наблюдатель, стоящий на берегу или наблюдающий с борта судна, видит не цвет воды, а цвет моря. Последний будет определяться соотношением величин и спектральным составом двух основных световых потоков, попадающих в глаз наблюдателя. Первый из них это поток отраженного поверхностью моря светового потока, падающего от Солнца и небесного свода, второй — световой поток диффузного света, исходящего из глубин моря.

Впервые правильное объяснение и теорию цвета моря дал в 1921 г. академик В. В. Шулейкин. Теория В. В. Шулейкина справедлива для любого моря, не содержащего красящих веществ, и основана на рассмотрении процесса прохождения света через толщу воды. При этом он учитывает одновременно и процесс поглощения и процесс рассеяния, неразрывно связанные между собою.

Цвет моря при отсутствии в воде взвешенных частиц. Как указано выше, цвет моря определяется соотношением и спектральным составом двух световых потоков, попадающих в глаз наблюдателя: отраженного поверхностью моря светового потока, падающего от солнца и небесного свода, и светового потока, исходящего из глубин моря. Последний представляет поток диффузного (рассеянного) света, обусловленного рассеянием вверх и изменяющегося под влиянием избирательного поглощения и рассеяния высших порядков при его распространении к поверхности моря.

Для простоты решения задачи положим вначале, что имеет место только молекулярное рассеяние света (обратно пропорционально 4-й степени длины световой волны), а наблюдатель смотрит на поверхность моря вертикально вниз.

Согласно формуле (5.12), энергия света I , дошедшая до глубины z , будет равна

$$I = I_0 e^{-\left[m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4} \right] z}$$

Выберем на глубине z элементарный слой толщиной dz , на который падает энергия I . Этот элементарный слой рассеет вверх количество энергии

$$di_z = kI dz.$$

Подставляя вместо k и I их значения, получим

$$di_z = \frac{a}{\lambda^4} I_0 e^{-\left[m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}\right]z} dz.$$

Но поток энергии di_z , прежде чем достигнет поверхности моря, должен пройти сквозь вышележащую толщу воды z , где он подвергнется вторичному рассеянию и частичному поглощению по закону, определяемому формулой (5.12). До поверхности моря, следовательно, дойдет количество энергии dI_1 , определяемое соотношением

$$dI_1 = di_z e^{-\left[m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}\right]z},$$

или, подставляя вместо di_z его значение, имеем

$$dI_1 = \frac{a}{\lambda^4} I_0 e^{-\left[m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}\right]2z} dz. \quad (5.18)$$

Считая море бесконечно глубоким, можно получить общее количество энергии, рассеиваемое всей толщей воды вверх. Для этого проинтегрируем выражение (5.18) по всей толще воды от нуля до бесконечности:

$$I_1 = \int_0^{\infty} \frac{a}{\lambda^4} I_0 e^{-\left[m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}\right]2z} dz,$$

$$I_1 = \frac{I_0}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}}. \quad (5.19)$$

Выражение (5.19) дает не полную энергию света, исходящую из глубины моря. Необходимо учесть и эффект вторичного рассеяния светового потока, отбрасываемого слоем dz вниз, который мы не учитывали. Отброшенный слоем dz вниз световой поток не пропадает бесследно. Встречая на своем пути нижележащие слои, он будет подвергаться вторичному рассеянию. Очевидно, что часть вторичного рассеянного потока, отброшенная вверх и претерпевшая поглощение и рассеяние, прежде чем достигнет поверхности моря, даст какую-то добавку к световому потоку I_1 . Эта вторая порция светового потока выражается соотношением

$$I_2 = I_0 \left[\frac{1}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right]^2. \quad (5.20)$$

Вторичный рассеянный поток, направленный вниз, в свою очередь, вызовет появление третьей порции светового потока, достигающей поверхности моря и определяемой выражением

$$I_3 = I_0 \left[\frac{1}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right]^3$$

Рассуждая аналогично относительно потоков рассеянного света 4, 5, 6 ... n порядка, придем к выражению

$$I_n = I_0 \left[\frac{1}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right]^n$$

Общий поток I , исходящий из глубины моря и достигающий поверхности, найдется суммированием потоков

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n$$

в пределах от единицы до бесконечности, т. е.

$$I = I_0 \sum_{n=1}^{n=\infty} \left[\frac{1}{2} \frac{\frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right]^n$$

Записанное выражение представляет сумму ряда геометрической прогрессии, у которой первый член

$$A = \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}}$$

равен коэффициенту прогрессии q .

Но известно, что сумма бесконечного ряда геометрической прогрессии S равна:

$$S = \frac{A}{1 - q}$$

Отсюда

$$S = \sum_{n=1}^{n=\infty} \left[\frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \right]^n = \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{a}{\lambda^4}}} = \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}$$

Подставляя найденное значение суммы, получим

$$I = I_0 \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}} \quad (5.21)$$

Отношение энергии светового потока, исходящего из глубин моря (внутреннего диффузионного света) к энергии потока, падающего на поверхность моря,

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}}{m(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4}} \quad (5.22)$$

Правая часть равенства (5.22) зависит только от оптических свойств самой воды и выражает спектральный состав диффузного (внутреннего) света, исходящего из морских глубин, или, иными словами, цвет моря при наблюдении на поверхность моря по вертикали вниз, когда световой поток, отраженный от поверхности моря, близок к нулю и цвет моря обусловлен только внутренним светом. Для рассмотренного случая на рис. 5.15 представлены кривые, характеризующие спектральный состав внутреннего света (цвет моря) при значениях a 0,008 — кривая 1, 0,04 — кривая 2 и 0,14 — кривая 3. На рисунке видно, что с увеличением модуля рассеяния максимум кривой, соответствующей длине волны, имеющей наибольшую энергию и определяющей цвет моря, делается более расплывчатым (окраска менее насыщена) и захватывает не одну, а несколько длин волн. Следствием этого является переход от голубого более насыщенного цвета к зеленовато-голубому, менее насыщенному цвету моря.

Кривые рис. 5.15, характеризующие цвет моря при молекулярном рассеянии, дают преобладание коротковолновой части спектра в диффузном потоке, выходящем из моря. Это вполне понятно, так как при этих условиях сам световой поток рассеянного света вверх содержит преимущественно короткие лучи, рассеиваемые наиболее интенсивно, и, кроме того, при прохождении вышележащих слоев воды у него срезается длинноволновая часть вследствие избирательного поглощения. Следовательно, спектральное распределение энергии, выходящей из моря, определяющее цвет моря, зависит как от рассеяния, так и поглощения. При этом оказывается, что максимум наблюдается при той длине волны, при которой отношение коэффициентов рассеяния и поглощения достигает максимума. Для

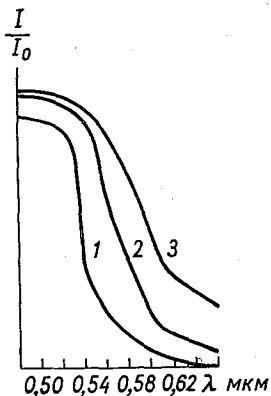


Рис. 5.15. Спектральный состав внутреннего диффузного света, определяющего цвет моря, при различных значениях модуля рассеяния.

1 — 0,08; 2 — 0,04; 3 — 0,14.

чистой океанской воды этот максимум лежит около 0,47 мк, т. е. в синей части спектра.

Однако цвет моря зависит, как указано выше, не только от оптических свойств воды (хотя это и главная причина), но и от условий освещенности моря прямым солнечным и рассеянным светом неба, от угла зрения, волнения, наличия примесей в воде и др. причин.

Кривые рис. 5.15 характеризуют цвет моря при наблюдении на ее поверхность по нормали, при отсутствии примесей и при условии, что отраженный от поверхности моря световой поток, поступающий от Солнца и небесного свода, не попадает в глаз наблюдателя.

Когда отраженный от поверхности моря световой поток попадает в глаз наблюдателя, цвет моря будет определяться соотношением спектрального состава отраженного от поверхности моря и

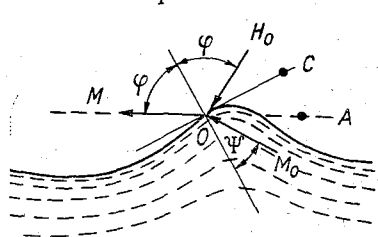


Рис. 5.16. Ход световых лучей при волнении.

внутреннего диффузного потоков. Так как отраженный поток является белым, при его возрастании цвет моря становится менее насыщенным (белесоватым). Это легко проследить, наблюдая за цветом поверхности моря в штилевую погоду. Когда наблюдатель смотрит по вертикали вниз на поверхность, цвет моря насыщенный (отраженный поток мал). При перемещении взгляда к горизонту цвет моря становится все менее насыщенным (белесоватым); приближаясь к цвету небосвода, благодаря возрастанию отраженного потока. Поэтому в штилевую погоду горизонт менее

резко очерчен.

Изменением соотношения между отраженным и внутренним световыми потоками объясняется и изменение окраски моря при волнении. На рис. 5.16 изображен ход световых лучей на волне. В глаз наблюдателя попадает световой поток M , складывающийся из потока внутреннего света M_0 , выходящего из-под поверхности воды и отраженной части потока H_0 . Поток M , очевидно, меньше полного внутреннего потока M_0 и светового потока H_0 , посылаемого небесным сводом.

Создаваемый волнением наклон поверхности моря благоприятствует восприятию светового потока внутреннего света, а следовательно, и увеличению насыщенности цвета; так как при этом угол зрения относительно волны мало меняется при переводе глаза к горизонту, то и окраска моря остается насыщенной до самого горизонта. Горизонт виден очень четко.

Приведенные на рис. 5.15 кривые спектрального состава внутреннего света моря, определяющие его цвет, достаточно хорошо согласуются с наблюдениями над цветом моря и непосредственными измерениями для открытых районов океанов.

В океанах отмечаются огромные пространства воды темно-голу-

бого цвета, свидетельствующие об отсутствии в воде посторонних примесей и об ее исключительной прозрачности. С приближением к берегам и уменьшением глубин океана наблюдается постепенный переход к зеленовато-голубым и голубовато-зеленым тонам, а в непосредственной близости от берегов — к желто-зеленым.

Цвет моря при наличии в воде взвешенных частиц. При наличии в воде крупных взвешенных частиц существенно изменяется и цвет моря. Они, с одной стороны, изменяют спектральный состав рассеянного света, исходящего из толщи воды, а с другой, — добавляют поток, спектральный состав которого определяется собственным цветом этих крупных частиц. Этот дополнительный поток, создаваемый крупными частицами, зависит главным образом от их избирательного поглощения и отражения света. Если избирательное отражение света крупной частицей, характеризующее ее цвет, обозначить через $\varphi(\lambda)$, а вероятность встречи с ней светового луча через β , то формула для расчета спектрального состава внутреннего света, исходящего из глубины моря, при наличии крупных частиц, т. е. формула, определяющая цвет моря, примет вид

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(1-\beta) \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4} + \frac{1}{2} \beta \varphi(\lambda)}{(1-\beta) \left[m(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4} \right] + \beta \left[1 - \frac{1}{2} \varphi(\lambda) \right]}. \quad (5.23)$$

Из формулы (5.23) следует, что с возрастанием числа крупных частиц в единице объема и с увеличением их размеров, т. е. с возрастанием вероятности встречи β , возрастает зависимость спектрального состава внутреннего света, т. е. цвет моря, от спектрального состава, отраженного крупной частицей света. Иными словами, получается, что с увеличением β цвет моря приближается к цвету взвешенных частиц. При $\beta=0$ формула (5.23) переходит в формулу (5.22).

На рис. 5.17 приведены вычисленные Шулейкиным спектральные кривые внутреннего света для случая, когда в воде взвешены частицы коричневой глины. Коэффициент рассеяния принят равным

$\frac{a}{\lambda^4}$ при значении модуля рассеяния $a=0,008$, как и для кривой 1 рис. 5.15. Эта же кривая показана на рис. 5.17 пунктиром. Кривые 4, 5, 6 построены для значений вероятности β 1,0; 0,2 и 0,02 соответственно.

Кривая 6 дает максимум в сине-зеленой части спектра, и, следовательно, цвет моря при заданных условиях ($\beta=0,02$) должен быть сине-зеленым.

Кривая 5 дает максимум в зеленой части спектра, что соответствует зеленому цвету моря.

Кривая 4 характеризует предельный случай, когда цвет моря определяется цветом крупных частиц, т. е. становится коричневым (максимум в красной части спектра).

На рис. 5.17 ясно видно, что максимум кривых с увеличением β

становится более расплывчатым и меньшим по абсолютной величине, что говорит об уменьшении насыщенности окраски моря.

Формулы (5.22) и (5.23) позволяют рассчитать спектральный состав внутреннего диффузного света, определяющего цвет моря, по заданным значениям коэффициентов рассеяния и поглощения света, а при наличии крупных частиц дополнительно по известным характеристике избирательного отражения — $\phi(\lambda)$ и вероятности встречи светового луча с крупной частицей β .

Объективным методом определения цвета моря является метод фотометрического определения гидрофотометром спектрального состава диффузного внутреннего света.

В практике для определения цвета моря чаще используется шкала цвета моря — шкала Фореля—Уле, которую можно отнести к приборам, дающим возможность получить качественную оценку цвета моря.

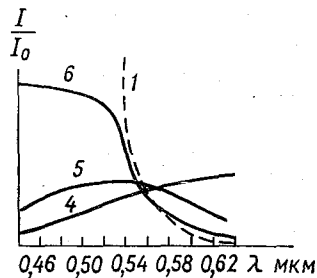


Рис. 5.17. Спектральный состав внутреннего диффузного света при наличии крупных частиц.

Люминесценция. Формула (5.23) учитывает влияние на цвет моря частиц, которые не вызывают явление люминесценции, заключающееся в образовании избыточного (по отношению к температурному) собственного излучения вещества. В действительности же в море нередко встречаются частицы, вызывающие явление люминесценции.

Явление люминесценции в морской воде зависит от следующих процессов:

- 1) взмучивания грунта, содержащего люминесцирующие органические и неорганические вещества;
- 2) приноса тех же веществ береговым стоком;
- 3) перемешивания поверхностных слоев, включающих пузырьки воздуха.

Люминесценция оказывает двойное влияние на видимую окраску моря. С одной стороны, она создает дополнительную окраску, зависящую от спектрального состава люминесцирующего потока (обычно зеленую), а с другой стороны, изменяет поглощение света водой, так как возбуждается лучами определенных длин волн (обычно фиолетовыми).

Учесть изменение спектра поглощения света при люминесценции можно, положив коэффициент избирательного поглощения воды вместо $m(\lambda) — F(\lambda)$.

Собственное влияние люминесценции можно учесть, введя коэффициент люминесценции $\phi(\lambda)$. Тогда спектральный состав внутреннего света определится соотношением

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4} + \frac{1}{2} \phi(\lambda)}{F(\lambda) + \frac{1}{2} \frac{a}{\lambda^4} - \frac{1}{2} \phi(\lambda)} \quad (5.24)$$

При выводе формулы (5.24) было принято, что имеет место только молекулярное рассеяние и люминесценция. Если в воде к тому же находятся крупные частицы, не вызывающие люминесценции, спектральный состав внутреннего света будет определяться еще более сложной формулой.

Цветение и свечение моря. Цветением моря называется изменение окраски моря при скоплении в поверхностных слоях мельчайших животных организмов—зоопланктона или растений—фитопланктона.

Обычно цветение происходит при массовом развитии какого-нибудь одного вида планктона. Жгутиковые—перидиней и ноктилюки, развиваясь иногда в огромных количествах, вызывают цветение в виде розовых, буро-красных, желтых или зеленоватых пятен и полос. В открытых морских районах тропической зоны иногда наблюдается интенсивное развитие сине-зеленой водоросли—триходесмиум, наблюдаемое на протяжении десятков и даже сотен миль. В полярных районах за счет скопления бледно-розовых рачков нередко наблюдается красное или розовое цветение. Резко падает в это время и прозрачность воды.

Мельчайшие живые организмы приводят и к другому явлению—свечению моря. У разных организмов свечение может быть разного цвета: зеленоватое, синеватое, красноватое. Светящимися организмами являются простейшие панцирно-жгутиковые организмы—перидиней и ноктилюки (ночесветки), планктонные рачки (рапшак, или китовая пища), планктонные ракушковые и веслоногие рачки. Иногда свечение моря бывает настолько сильным, что его отблеск на облаках создает впечатление зарева огней далекого города или лучей прожектора.

Свечение моря демаскирует объекты, перемещающиеся в воде (корабли, шлюпки), так как оно возникает чаще всего при механическом раздражении светящихся организмов. Свечение может оказать помощь мореплавателю при подходе к берегу, когда при наличии светящихся организмов в воде светится полоса прибоя, буруны.

Свечение наблюдается и у крупных морских организмов: медуз, моллюсков, рыб. Однако их свечение отмечается хотя иногда и очень яркими, но только отдельными пятнами и демаскирующего значения не имеет.

§ 29. Оптические характеристики вод Мирового океана

В настоящее время основными оптическими характеристиками вод Мирового океана служат относительная прозрачность и цвет моря. Хотя они и являются качественными, но обладают важным преимуществом—массовостью наблюдений и доступностью восприятия. Как показано выше, они в некоторой степени отражают и объективные физические оптические характеристики: показатели поглощения, рассеяния и ослабления, материалы наблюдений над которыми весьма ограничены.

Наибольшее количество оптических наблюдений относится к измерениям относительной прозрачности по белому диску.

Обобщенные результаты таких наблюдений представлены в табл. 22 и в приложении 13.

Таблица 22

Относительная прозрачность (глубина исчезновения белого диска) в различных районах Мирового океана

Район	Относительная прозрачность, м
Атлантический океан, Саргассово море	до 66,5
Атлантический океан, экваториальная зона	40—50
Индийский океан, полоса пассата	40—50
Тихий океан, полоса пассата	до 45
Баренцево море, юго-западная часть	до 45
Средиземное море, у африканского побережья	40—45
Эгейское море	до 50
Адриатическое море	30—40
Черное море	около 28
Балтийское море, у о. Борнхольм	11—13
Северное море, Ла-Манш	6,5—11
Каспийское море, южная часть	11—13

В приложении 13 приведена карта относительной прозрачности вод Мирового океана (по Ю. Е. Очаковскому, О. В. Копелевич, В. И. Войтову).

Данные табл. 22 и приложения 13 характеризуют величины относительной прозрачности, наблюдаемые в открытых районах океанов и морей. С приближением к берегу прозрачность воды обычно уменьшается. Меняется она также и в зависимости от сезона, уменьшаясь обычно в летний период.

Распределение цветности моря можно охарактеризовать табл. 23, где представлен спектральный состав диффузного света, достигающего поверхности моря.

Таблица 23

Цвет вод отдельных районов Мирового океана, определенный по спектральному распределению энергии диффузного света (по Н. Ерлову)

Район	Цвет (преобладающая длина волны диффузного света, нм)	Частота повторяемости, %
Тихий океан (1,3° ю. ш., 167,4° в. д.)	470—473	85—95
Индийский океан (11,4° ю. ш., 102,2° в. д.)	469—474	84—97
Средиземное море (33,9° с. ш., 28,3° в. д.)	470—473	83—95
Атлантический океан (32° с. ш., 65° в. д.)	483	71
То же (26,8° с. ш., 63,5° з. д.)	465—470	86—97
Балтийское море (60° с. ш., 19° в. д.)	540—553	24—87

Наибольшая изменчивость цвета моря относится к поверхностному слою моря. С глубиной цвет (преобладающая длина волны диффузного света) становится более «устойчивым» и практически не зависящим от сезона года.

Изучение оптических характеристик морской воды имеет важное теоретическое и практическое значение. Распределение основных оптических характеристик позволяет судить о динамике вод Мирового океана. Н. Ерлов, используя в качестве основной оптической харак-

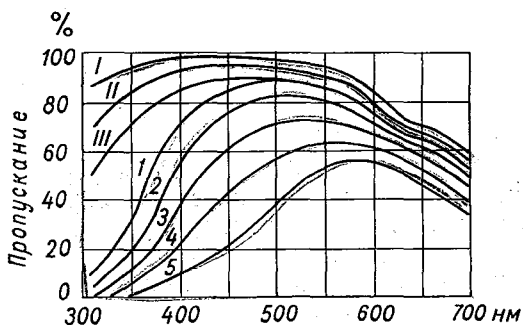


Рис. 5.18. Спектральные кривые пропускания в поверхностном слое 1 м для различных оптических типов вод: I, II, III — типы океанских вод; 1—5 — типы прибрежных вод.

теристики коэффициент подводной освещенности (коэффициент пропускания), выделяет три основных типа воды: I, II, III для открытой части океанов и пять типов прибрежных вод — 1—5. Спектральные кривые подводной освещенности (пропускания) в процентах представлены на рис. 5.18.

Естественно, что приведенная классификация в определенной степени схематична. При изучении оптических характеристик отдельных районов океанов и морей исследователи встречаются с большой их изменчивостью во времени и пространстве, обусловленной динамикой вод. Поэтому изучение оптических характеристик оказывает большую помощь и в изучении динамики вод.

Распространение звуковых колебаний в морской воде представляет собой сложное явление, зависящее от распределения температуры и солености, изменения давления, глубины моря и характера грунта, состояния поверхности моря, замутненности воды взвешенными примесями органического и неорганического происхождения и наличия растворенных газов.

Морская вода представляет собой среду, акустически неоднородную. Эта неоднородность заключается прежде всего в изменении плотности с глубиной, в результате чего изменяется с глубиной и скорость звука, а распространение звуковых колебаний происходит не по прямым, а по более сложным траекториям. Это явление называется рефракцией. Наличие в морской воде пузырьков газа, взвешенных частиц и планктона вызывает рассеяние и поглощение звуковой энергии при ее распространении.

Кроме того, при исследовании распространения звука в морской воде приходится учитывать отражение звука от поверхности моря и дна, которое определяется состоянием поверхности моря (волнением) и характером грунта.

Указанные обстоятельства усложняют строгое математическое решение задачи волновой акустики о распространении звука в морской воде. Поэтому обычно используются косвенные или приближенные методы. Например, в рамках лучевой акустики можно решить многие вопросы, которые выдвигаются практикой использования гидроакустической аппаратуры.

§ 30. Скорость распространения звука в море

Распространение звука в воде представляет собой периодические сжатия и разрежения воды в направлении движения звуковой волны. Скорость передачи колебательного движения от одной частицы воды к другой называется скоростью распространения звука.

Теоретическая формула скорости звука для жидкостей и газов:

$$c = \sqrt{\frac{\alpha \gamma}{k}}, \quad (6.1)$$

где α — удельный объем, исправленный поправками на сжимае-

мость; $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение теплоемкостей воды при постоянном давлении c_p и постоянном объеме c_v , k — истинный коэффициент сжимаемости морской воды.

Для морской воды величина γ близка к единице. Физически это означает, что адиабатическое распространение звука в воде близко к изотермическому.

Удельный объем α и коэффициент сжимаемости морской воды k , как показано в гл. II, зависят от температуры t , солености S и давления p , а поэтому и скорость звука в морской воде зависит от тех же характеристик.

При изменении температуры морской воды изменяются ее удельный объем и коэффициент сжимаемости. С увеличением температуры удельный объем воды растет, а коэффициент сжимаемости уменьшается. Следовательно, с повышением температуры воды скорость звука растет как за счет увеличения удельного объема, так и за счет уменьшения коэффициента сжимаемости. Поэтому влияние температуры на скорость звука наибольшее по сравнению с другими факторами. Так, например, при начальной температуре воды 12°C изменение скорости звука с изменением температуры на 1°C равно $3,5$ м/с. При понижении температуры это изменение возрастает и при 0°C равно $4,4$ м/с, а при повышении уменьшается и при 30°C равно $2,1$ м/с.

При изменении солености воды также изменяются и удельный объем и коэффициент сжимаемости. Но поправки на скорость звука от этих изменений имеют разные знаки. Поэтому влияние изменения солености на скорость звука сравнительно невелико, оно меньше, чем влияние температуры.

С увеличением солености на 1% скорость звука за счет уменьшения удельного объема уменьшается на $0,04\%$. Однако за счет уменьшения коэффициента сжимаемости она возрастает на $0,123\%$. Следовательно, увеличение солености на 1% вызывает увеличение скорости звука на $0,083\%$. При скорости звука 1450 м/с это увеличение равно $1,2$ м/с.

С ростом гидростатического давления, с одной стороны, уменьшается скорость звука за счет уменьшения удельного объема, а с другой — увеличивается за счет уменьшения коэффициента сжимаемости. Последний фактор оказывается преобладающим. Поэтому при повышении давления скорость звука растет. По опытным данным изменение скорости звука за давление равно $0,0175$ м/с на 1 м глубины.

По теоретической формуле (6.1) составлены таблицы, дающие возможность по температуре и солености воды определить скорость звука и исправить ее за давление. Однако теоретическая формула дает величины скорости звука, отличающиеся от измеренных в среднем на ± 4 м/с. Поэтому на практике используются эмпирические формулы, из которых наибольшее распространение в настоящее время получили формулы Дель-Гроссо и Д. Вильсона, которые обеспечивают наименьшие ошибки.

Формула Дель-Гроссо имеет вид

$$c = 1448,6 + 4,618t - 0,0523t^2 + 0,00023t^3 + \\ + 1,25(S - 35) - 0,011(S - 35)t + 2,7 \cdot 10^{-3}(S - 35)t^4 - \\ - 2 \cdot 10^{-7}(S - 35)^4(1 + 0,577t - 0,0072t^2) \text{ м/с.} \quad (6.2)$$

Для учета влияния давления на скорость звука рассчитывается поправка Δc_p по формуле $\Delta c_p = 0,0175 p$, где давление p берется в децибарах и, как показано в гл. II, численно равно глубине, выраженной в метрах.

Ошибка в скорости звука, рассчитываемая по формуле Дель-Гроссо, не превышает 0,5 м/с для вод соленостью больше 15‰ и 0,8 м/с для вод соленостью меньше 15‰.

Формула Вильсона дает более высокую точность, чем формула Дель-Гроссо, и учитывает нелинейность поправки за давление для вод различной солености и температуры. Она построена по принципу построения формулы (2.5) для расчета истинного удельного объема и имеет вид

$$c = 1449,14 + c_t + c_s + c_p + c_{pts}, \quad (6.3)$$

где поправки за отклонение температуры от 0° — c_t , солености от 35‰ — c_s , давления от атмосферного — c_p и суммарная поправка c_{pts} рассчитываются по формулам:

$$c_t = 4,5721t - 4,4532 \cdot 10^{-2}t^2 - 2,60445 \cdot 10^{-4}t^3 + 7,9851 \cdot 10^{-6}t^4;$$

$$c_s = 1,3979^9(S - 35) + 1,69202 \cdot 10^{-3}(S - 35)^2;$$

$$c_p = 1,60272 \cdot 10^{-1}p + 1,0268 \cdot 10^{-5}p^2 + \\ + 3,5216 \cdot 10^{-9}p^3 - 3,3603 \cdot 10^{-12}p^4;$$

$$c_{pts} = (S - 35)(-1,1244 \cdot 10^{-2}t + 7,7711 \cdot 10^{-7}t^2 + \\ + 7,7016 \cdot 10^{-5}p - 1,2943 \cdot 10^{-7}p^2 + 3,1580 \cdot 10^{-8}pt + \\ + 1,5790 \cdot 10^{-9}pt^2) + p(-1,8607 \cdot 10^{-4}t + 7,4812 \cdot 10^{-6}t^2 + \\ + 4,5283 \cdot 10^{-8}t^3) + p^2(-2,5294 \cdot 10^{-7}t + 1,8563 \cdot 10^{-9}t^2) + \\ + p^3(-1,9646 \cdot 10^{-10}t).$$

При солености до 40‰, температуре до 30°С и давлении до 1000 кг/см² предельная ошибка рассчитанной по формуле (6.3) скорости звука не превышает 0,1—0,2 м/с.

При измерении глубин эхолотом необходимо рассчитывать осредненную по горизонтам (слоям) скорость звука, которую называют вертикальной скоростью звука. Она определяется по формуле

$$c_{cp} = \frac{c_1 h_1 + c_2 h_2 + \dots + c_n h_n}{h_1 + h_2 + \dots + h_n} = \frac{\sum_1^n c_i h_i}{\sum_1^n h_i},$$

где c_i — средняя скорость звука в слое толщиной h_i .

§ 31. Поглощение и рассеяние звука в море. Реверберация

Распространение звука в морской воде, так же как и во всякой реальной среде, всегда сопровождается затуханием, обусловленным поглощением и рассеянием некоторого количества энергии звуковой волны, а также преломлением и отражением звуковых волн.

Для характеристики энергии звуковых волн в акустике обычно пользуются понятием интенсивности звука I .

Интенсивностью звука называют количество энергии, которую переносит звуковая волна в течение секунды через площадь в 1 м^2 , расположенную перпендикулярно направлению распространения волн.

Наряду с понятием интенсивности в гидроакустике вводят понятие пороговой, или нулевой интенсивности звука. За нулевой уровень принимается $I_n = 10^{-12} \text{ дн/м}^2\text{с}$ (порог слышимости звука при частоте 1000 Гц). Интенсивность звука оценивается, при этих условиях, в децибелах, определяемых соотношением:

$$x_{\text{дб}} = 10 \lg \frac{I}{I_n}.$$

Поглощение звука в море. С позиций классической теории поглощение звука в воде обусловлено ее вязкостью и теплопроводностью. Согласно классической теории, поглощение звука вследствие вязкости пропорционально квадрату частоты звуковых колебаний и коэффициенту вязкости в первой степени. При этом скорость звука до частот порядка 10^6 Гц практически оказывается не зависящей от вязкости. Влияние теплопроводности на затухание звука в воде оказывается ничтожно малым, а поэтому процесс распространения звука можно рассматривать как адиабатический.

Однако многочисленные исследования, проведенные за последние десятилетия, показали, что в области ультразвуковых частот классическая теория для большинства газов и жидкостей не дает ни качественного, ни количественного совпадения с наблюдаемыми данными по скорости и поглощению звука.

Так, например, для воды измеренное значение коэффициента поглощения оказалось в три с лишним раза больше вычисленного по классической теории.

В связи с этим дальнейшее развитие классической теории поглощения звука нашло в так называемой релаксационной теории. В релаксационной теории наряду с учетом влияния вязкости и теплопроводности рассматривается поглощение в связи с процессом релаксации, т. е. в связи со сжатиями и разрежениями молекул воды при распространении звука. Оказалось, что вследствие релаксации происходят отклонения внутренней энергии молекул от ее значения в невозмущенном состоянии. При этом знаки отклонения при сжатиях и разрежении противоположны, а сам процесс перехода энергии от одного уровня к другому необратим. Вследствие этого возникает дополнительная потеря внутренней энергии (поглощение) и реальный коэффициент поглощения β оказывается больше

коэффициента поглощения, рассчитываемого по формулам классической теории $\beta_{\text{кл}}$. Поэтому для реального коэффициента поглощения звуковой энергии можно записать выражение

$$\beta = \beta_{\text{кл}} + \beta_{\text{рел}},$$

где $\beta_{\text{рел}}$ — поглощение, обусловленное релаксационными процессами.

Коэффициент поглощения β определяет убывание интенсивности звука с расстоянием за счет поглощения. В однородной среде убывание интенсивности звука плоской волны определяется экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-2\beta x},$$

где I_0 — начальная интенсивность звука; I — интенсивность на расстоянии x от излучателя, β — коэффициент поглощения звука.

Рассеяние звука в море. Кроме непосредственного поглощения звуковой энергии происходит уменьшение силы звука в заданном направлении вследствие рассеяния энергии звука имеющимися в воде примесями (пузырьками газа, частицами органического и неорганического происхождения), а также неоднородностями самой воды.

Ослабление (затухание) звука в море при отсутствии примесей происходит преимущественно за счет поглощения звуковой энергии, и рассеяние в этом случае играет второстепенную роль. При наличии примесей значение рассеяния возрастает и затухание звука в море происходит значительно быстрее, чем можно ожидать при наличии только поглощения. С рассеянием звука связано и явление реверберации, рассмотренное ниже, которое создает помехи для приема полезного сигнала.

Затухание звука в море определяется как его поглощением, так и рассеянием. При экспериментальных исследованиях затруднительно выделить доли теряемой энергии вследствие одного и другого процесса, тем более что в морской воде почти всегда находятся различные примеси (пузырьки газа, взвешенные твердые частицы и т. п.), которые также вызывают поглощение и рассеяние звука наряду с аналогичными процессами, вызываемыми молекулами воды. Поэтому при гидроакустических расчетах вводится понятие коэффициента затухания, характеризующего суммарное ослабление силы звука. Так же, как и в случае поглощения, уменьшение интенсивности звука в непереслоенной среде можно выразить экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-\gamma x}, \quad (6.4)$$

где γ — коэффициент затухания.

По экспериментальным данным для частот от 7,5 до 60 кГц значение коэффициента затухания хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\gamma = 0,036 f^{3/2} \text{ дБ/км}, \quad (6.5)$$

где f — частота колебаний в кГц.

Расчеты по формуле (6.5) дают значения коэффициента затухания для различных частот, представленные в табл. 24.

Таблица 24

Коэффициенты затухания звука

f кгц	10	20	30	40	50	60	70	80	90
γ дб/км	1,03	3,0	5,45	8,4	11,7	15,3	19	23,6	30

Для более низких частот (при взрывных источниках звука) в результате измерений различными авторами получены значения коэффициента затухания, представленные в табл. 25.

Таблица 25

Значения коэффициента затухания для низкочастотных звуковых колебаний

Полоса частот, Гц	Затухание, дб/км	Число наблюдений
22—175	0,005	5
2 300—10 000	0,014	4
14—75	0,027	5
56—350	0,055	4
56—350	0,047	4
600—4 000	0,038	4

Реверберация в море (послезвучание) заключается в том, что после прекращения действия источника звука в течение некоторого времени (от долей секунды до нескольких секунд) в некоторой области пространства, в которой распространялся звук, наблюдается постепенно убывающий по силе звуковой сигнал, обусловленный рассеянием. Попадая в приемник, он маскирует полезный сигнал и тем самым снижает эффективность использования гидроакустических средств.

Различают три вида реверберации в море: объемную, поверхностную и донную.

Под **объемной реверберацией** подразумевается реверберация, обусловленная рассеянием звука молекулами или группами молекул воды и взвешенными в воде примесями. Основную роль играют взвешенные в воде примеси: газовые пузырьки, твердые частицы, мелкие живые организмы — планктон. Теоретический анализ и результаты наблюдений над объемной реверберацией позволяют сделать выводы, что интенсивность реверберации пропорциональна излучаемой мощности и длительности посылки сигнала (при коротких посылах) и обратно пропорциональна квадрату времени. Так как

расстояние R , проходимое звуком, равно произведению времени t на скорость звука c , т. е. $R=ct$, то с учетом малых изменений скорости за время t интенсивность реверберации убывает обратно пропорционально квадрату расстояния R от источника излучения.

Маскирующее действие реверберации на полезный принимаемый сигнал иллюстрируется рис. 6.1. По оси абсцисс отложено текущее время t , а по оси ординат интенсивность звука I полезного и реверберационного сигналов. При работе гидролокатора это от наблюдаемого объекта приходит спустя некоторый отрезок времени. Если

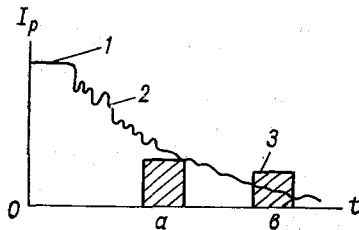


Рис. 6.1. Маскирующее действие реверберации на полезный сигнал.

1 — излучаемый сигнал, 2 — реверберация, 3 — эхо.

к этому моменту времени уровень реверберации будет выше уровня (эха) полезного сигнала (случай *а*), то полезный сигнал не будет принят и, наоборот, если уровень реверберации будет ниже (случай *б*), то сигнал будет принят, но с помехами.

Поверхностной реверберацией называют реверберацию, обусловленную рассеянием звука в приповерхностном слое воды и неровностями поверхности моря. Опыт показывает, что в глубоком море на малых расстояниях (меньше 0,5 км) и при больших скоростях ветра на работу гидро-

акустической аппаратуры преобладающее влияние оказывает поверхностная реверберация, а при малых скоростях ветра — объемная. Интенсивность поверхностной реверберации пропорциональна излучаемой мощности и длительности посылки сигнала (при коротких посылках) и обратно пропорциональна кубу времени. Следовательно, ее интенсивность обратно пропорциональна кубу расстояния от источника излучения.

Донная реверберация вызывается рассеянием звука дном моря. Интенсивность донной реверберации пропорциональна излучаемой мощности и длительности посылки сигнала (при коротких посылках) и обратно пропорциональна четвертой степени времени или расстояния от источника излучения.

§ 32. Рефракция звуковых лучей в море

При распространении звуковых лучей в акустически неоднородной среде кроме поглощения, рассеяния и связанной с ними реверберации наблюдается искривление траектории звукового луча, которое не наблюдается в акустически однородной среде, называемое рефракцией. Характер рефракции определяется знаком и величиной градиента скорости звука. Наибольшие градиенты скорости звука в море наблюдаются в вертикальной плоскости. Поэтому в этой плоскости отмечается и наибольшая рефракция. Рефракцию в горизонтальной плоскости можно не принимать в расчет, если рассматривать расстояния порядка нескольких десятков км.

Для построения траектории звукового луча в акустически неоднородной по вертикали морской воде разобьем всю ее толщу на ряд слоев, в пределах которых градиент скорости звука можно считать неизменным. В каждом слое при указанных условиях траектория звукового луча может быть представлена окружностью радиусом R , определяемым соотношением

$$R = \frac{c_0}{\sigma_c \cos \alpha},$$

с координатами центра $x_{\text{ц}} = -\frac{c_0}{\sigma_c} \operatorname{tg} \alpha$, $y_{\text{ц}} = \frac{c_0}{\sigma_c}$, где c_0 — скорость звука у излучателя; σ_c — вертикальный градиент скорости звука; α — угол выхода луча из излучателя, отсчитываемый от горизонтали. Если акустический луч встречает на своем пути слои с резким изменением скорости звука, то он будет преломляться (рис. 6.2). Угол преломления β может быть и больше и меньше i в зависимости от соотношения скоростей звука в отдель-

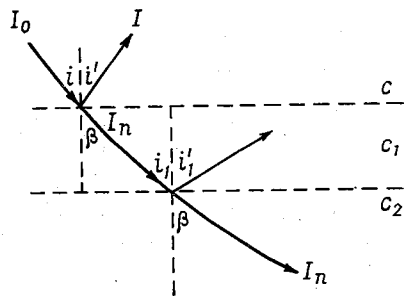


Рис. 6.2. Рефракция звукового луча.

ных слоях. (Угол i — угол отражения, равный углу падения.) Закон преломления акустических лучей определяется выражением

$$\frac{c}{\sin i} = \frac{c_1}{\sin i_1} = \frac{c_2}{\sin i_2} = \dots = \frac{c_n}{\sin i_n} = \text{const}, \quad (6.6)$$

где $c, c_1, c_2 \dots c_n$ — скорость звука в соответствующих слоях, i — угол падения звукового луча на границу раздела двух смежных слоев воды, отсчитываемый от вертикали.

Отношение синусов углов падения и преломления называют показателем преломления звуковых лучей n . Это отношение равно отношению скоростей звука в соответствующих слоях. Поэтому

$$n = \frac{c}{c_1} = \frac{\sin i}{\sin \beta}.$$

Величина и знак показателя преломления зависят от величины и знака вертикального градиента скорости звука. Соответственно от градиента скорости звука зависит и тип рефракции.

В зависимости от наблюдаемого в море вертикального распределения скорости звука (градиентов скорости звука) можно выделить четыре типа рефракции.

Тип I — положительная рефракция, наблюдаемая при возрастании скорости звука с глубиной (положительный градиент скорости звука).

Тип II — отрицательная рефракция, наблюдаемая при убывании скорости звука с глубиной (отрицательный градиент скорости звука).

Тип III — изменение положительной рефракции в поверхностном слое, в котором возрастает скорость звука с глубиной, на отрицательную в нижележащих слоях, в которой скорость звука убывает с глубиной (переход от положительного градиента скорости звука к отрицательному).

Тип IV — подводный звуковой канал, наблюдаемый при убывании скорости звука в верхнем слое и возрастании в нижнем (переход от отрицательного градиента скорости звука к положительному).

При оценке дальности действия гидроакустических систем наряду с рефракцией необходимо учитывать отражение звуковых лучей от поверхности моря и от дна.

В связи с этим можно выделить четыре группы лучей, наблюдаемых при том или ином типе рефракции:

- I группа — лучи, отражающиеся и от поверхности моря и от дна;
- II группа — лучи, отражающиеся только от поверхности моря и испытывающие полное внутреннее отражение в водной толще, не достигая дна;
- III группа — лучи, отражающиеся только от дна и испытывающие полное внутреннее отражение в водной толще, не достигая поверхности моря;
- IV группа — лучи, испытывающие полное внутреннее отражение в водной толще, не достигая поверхности моря и дна.

Положительная рефракция (тип I). Этот тип рефракции наблюдается при возрастании скорости звука с глубиной. На рис. 6.3 *a* сплошными линиями показаны траектории звуковых лучей при постоянном вертикальном градиенте скорости звука, а на рис. 6.3 *б* — при переменном. В обоих случаях для некоторых углов имеются лучи, вышедшие из излучателя, которые отклонятся к поверхности моря, не достигая дна (испытывая полное внутреннее отражение). Достигнув поверхности моря, эти лучи отразятся от нее и, вновь испытав полное внутреннее отражение, возвратятся к поверхности моря. Следовательно, будут наблюдаться лучи II группы.

Траектории лучей для случая рис. 6.3 *a* будут представлять окружности.

Для случая рис. 6.3 *б* траектории лучей будут отличными от окружностей.

Наряду с лучами II группы для больших углов α при положительной рефракции будут наблюдаться и лучи I группы, изображенные на рис. 6.3 пунктиром, которые отражаются и от поверхности моря и дна. Обычно влияние лучей этой группы на интенсивность звука после отражения от морского дна незначительно, т. к. коэффициент отражения от дна по интенсивности составляет несколько процентов, в то время как коэффициент отражения от поверхности моря близок к единице.

Построение траекторий звуковых лучей может быть выполнено графически на основе формулы (6.6) путем разбивки всей толщи воды на слои, в пределах которых градиент скорости звука может быть принят постоянным.

Как видно на рис. 6.3, при положительном типе рефракции не создается рефракционных ограничений в дальности распространения, и в непоглощающей среде сигнал был бы слышен в любой точке. Однако морская вода — среда поглощающая, а поверхность

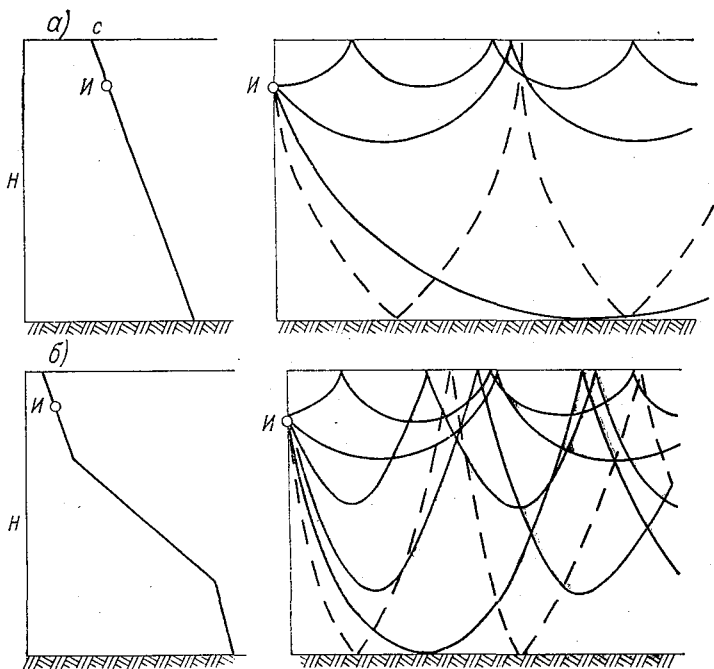


Рис. 6.3. Положительная рефракция (тип I).

моря не зеркально отражающая поверхность, и на ней происходят потери энергии вследствие поглощения.

Потери звуковой энергии при отражении от волнующейся поверхности моря могут быть рассчитаны через коэффициент отражения, который представляет собой отношение отраженной звуковой энергии от поверхности моря $I_{\text{от}}$ к падающей на нее I . Величина коэффициента отражения $k_{\text{от}}$ при достаточно большом отношении длины волн к длине звуковых волн λ , полагая поверхность моря синусоидальной, может быть рассчитана по формуле

$$k_{\text{от}} = e^{-0,3kh \sin \theta},$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; h — высота морских волн, выраженная в метрах; θ — угол падения звукового луча на поверхность моря, отсчитываемый от горизонтали.

При многократном отражении луча от поверхности моря общие потери за счет отражения зависят также от числа отражений, которое претерпевает луч, прежде чем достигнет заданного расстояния. Из определения коэффициента отражения следует, что

$$k_{\text{от}} = \frac{I_{\text{от}}}{I}.$$

Отсюда, при однократном отражении от поверхности моря, отраженная звуковая энергия будет определяться формулой

$$I_{\text{от}} = k_{\text{от}} I.$$

В том случае когда луч многократно отражается и при условии отсутствия поглощения и рассеяния в слоях воды, проходимых отраженными лучами, звуковая энергия луча $I_{\text{соп}}$, испытавшего n отражений, определится из соотношения

$$I_{\text{соп}} = k_{\text{от}}^n I.$$

Из формулы следует, что при многократном отражении от поверхности моря только за счет потерь энергии при отражении звуковая энергия будет убывать в геометрической прогрессии.

При положительной рефракции (рис. 6.3) в заданную точку пространства будет приходиться не один луч, как при отсутствии рефракции, а несколько лучей, выходящих из излучателя под различными углами. Поэтому, несмотря на более интенсивное убывание звука с расстоянием в каждом из рефрагируемых лучей, суммарное звуковое давление в заданной точке пространства будет выше. Влияние рефракции на дальность действия гидроакустических систем может быть оценено через фактор аномалий A , под которым понимается отношение интенсивности I_p акустического поля в рефрагирующей среде в данной точке, удаленной от излучателя на расстояние r , к интенсивности звука I_0 , в той же точке однородной безграничной среды, т. е.

$$A_p = \frac{I_p}{I_0}, \quad \text{где } I_0 = \frac{P_a}{4\pi r^2},$$

P_a — акустическая мощность излучателя, Вт.

Отрицательная рефракция (тип II) наблюдается при убывании скорости звука с глубиной. Траектории звуковых лучей при отрицательной рефракции для случая постоянного градиента скорости представлены сплошными линиями на рис. 6.4 а, а для переменного — на рис. 6.4 б. Как видно на рисунке, для некоторых углов имеются лучи, которые, выйдя из излучателя I , отклоняются ко дну, испытывая полное внутреннее отражение, не достигая поверхности моря, и в последующем отражаются от дна, т. е. относятся к лучам III группы.

Траектории лучей при постоянстве вертикального градиента скорости звука (рис. 6.4 а) имеют форму окружностей, так же как и при положительной рефракции.

Зона, находящаяся за предельным лучом, который испытывает полное внутреннее отражение у самой поверхности моря, представляет зону акустической тени, так как все лучи, испытывающие рефракцию до отражения от дна, проходят левее заштрихованной зоны, ограниченной предельным лучом.

В зоне тени распространение звука может происходить за счет дифракции (аналогично дифракции света), отражения от дна лучей III группы и за счет лучей I группы, траектории которых показаны на рис. 6.4 пунктиром.

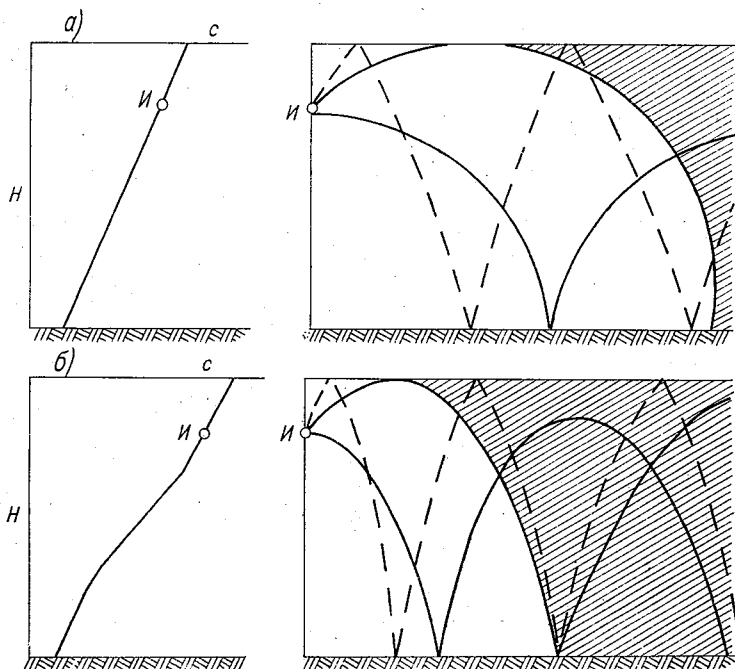


Рис. 6.4. Отрицательная рефракция (тип II).

В зоне тени по мере удаления от ее границы интенсивность звука убывает очень быстро. Это убывание может быть рассчитано по формулам:

$$I_R = I_{R_0} \frac{R_0}{R} e^{-A(R - R_0)},$$

$$A = \frac{3}{c_0} \sigma_c^{2/3} f^{1/3},$$

где I_R — интенсивность звука в области тени в точке, удаленной от излучателя на горизонтальное расстояние R ; I_{R_0} — интенсивность звука на границе тени в точке, удаленной от источника

на горизонтальное расстояние R_0 ; c_0 — скорость звука на глубине излучателя; σ_c — градиент скорости звука; f — частота колебаний.

Эта формула определяет убывание интенсивности звука за счет дифракции при отсутствии отражений от дна и поверхности моря и постоянстве вертикального градиента скорости звука.

Отражение от дна связано с потерей энергии звука. Эти потери могут быть определены через коэффициент отражения от дна $k_{од}$, определяемый формулой

$$k_{од} = \frac{I_{од}}{I},$$

где $I_{од}$ — энергия, отраженная от дна; I — энергия, падающая на грунт дна.

Величина коэффициента отражения от дна зависит от характера грунта (размеров частиц грунта, его плотности) и угла падения (скольжения) лучей на грунт, отсчитываемого от горизонтальной плоскости.

При углах скольжения, близких к нулю, значения коэффициента отражения более 0,8. С увеличением углов скольжения до 20—30° отмечается сильное уменьшение коэффициента отражения по интенсивности. Так, например, при углах скольжения более 30° коэффициент отражения по интенсивности составляет 10—20%, только для ровного песчаного грунта коэффициент отражения по интенсивности может достигать 0,2—0,3 (20—30%).

Лучи, отраженные от дна, могут в последующем претерпевать полное внутреннее отражение, не достигая поверхности моря (лучи III группы), или отражаться от поверхности моря (лучи I группы) и, вновь достигнув дна, вторично отражаться от него. В этом случае ослабление потери энергии в отражаемых от дна лучах будет зависеть также от числа отражений от дна. При n -кратном отражении величина энергии отраженного луча $I_{од n}$ определится из соотношения

$$I_{од n} = k_{од}^n I,$$

т. е. затухание энергии будет идти в геометрической прогрессии с увеличением числа отражений.

Изменение положительной рефракции в верхнем слое на отрицательную в нижележащих слоях (тип III). Этот тип рефракции наблюдается при возрастании скорости звука в поверхностном слое и ее убывании от нижней границы этого слоя до дна. Такой характер вертикального распределения скорости звука чаще всего связан с наличием изотермии в поверхностных слоях, при которой за счет влияния давления на скорость звука отмечается в этих слоях воды положительный градиент скорости звука.

Условия распространения звука при типе III зависят от положения источника звука: находится ли он в поверхностном изотермическом слое или ниже его.

При нахождении источника звука в поверхностном изотермическом слое распространение звука в этом слое (рис. 6.5 а) происхо-

дит за счет многократного отражения лучей от поверхности моря при их полном внутреннем отражении в пределах изотермического слоя (лучи II группы). При достаточной толщине изотермического слоя h_z возникает своеобразный приповерхностный звуковой канал. Это явление, именуемое «эффектом приповерхностного звукового канала», зависит от рабочих частот станций f , величины пере-

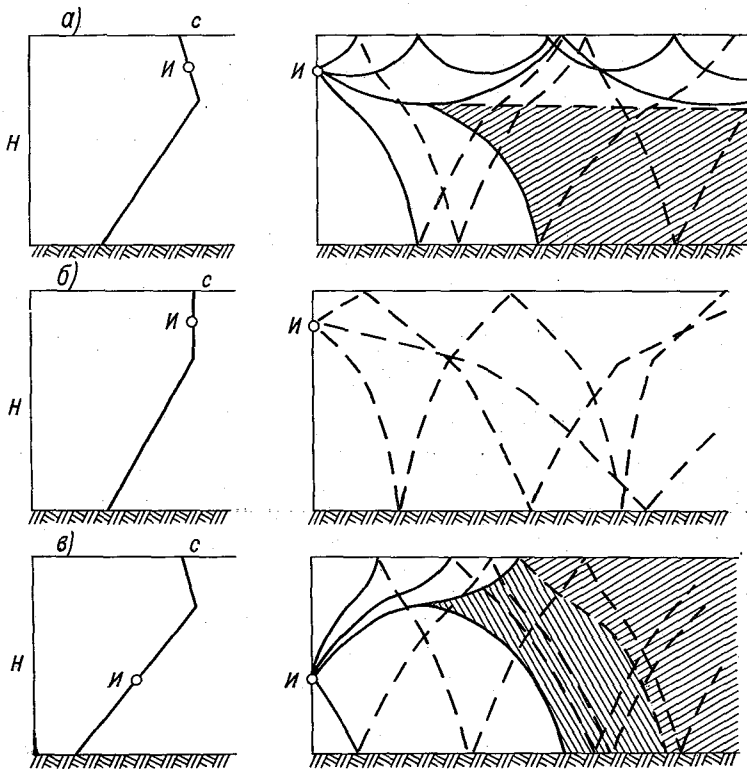


Рис. 6.5. Изменение положительной рефракции в верхнем слое на отрицательную в нижнем (тип III).

пада скоростей звука на нижней и верхней границах изотермического слоя Δc , и может наблюдаться при толщине этого слоя h_z больше критического значения $h_{кр}$, определяемого формулой

$$h_{кр} = \frac{51}{f \sqrt{\Delta c}}.$$

На нижней границе изотермического слоя, являющейся и нижней границей приповерхностного канала, происходит явление «расщепления» звукового луча, испытывающего полное внутреннее отражение на этой границе. Как видно на рис. 6.5 а, этот луч, выйдя из излучателя и дойдя до слоя полного внутреннего отражения,

раздваивается. Верхняя его половина изгибается к поверхности моря, а нижняя — ко дну, образуя зону тени (на рис. 6.5а она заштрихована), аналогичную зоне тени при отрицательном типе рефракции. В этой зоне распространение звука может происходить за счет дифракции и лучей, отраженных от дна, то есть лучей I и III групп. В связи с тем, что при III типе рефракции зона тени не доходит до поверхности моря, а также в связи с дифракцией лучей из зоны приповерхностного канала в зону тени, ослабление энергии в ней происходит медленнее, чем при отрицательном типе рефракции. Поэтому отмеченную на рис. 6.5а зону тени называют зоной полутени.

С уменьшением толщины изотермического слоя, а также с уменьшением изменения по вертикали скорости звука в приповерхностном слое эффект приповерхностного канала будет исчезать. При постоянстве скорости звука в поверхностном слое (рис. 6.5б) распространение звука на дальние расстояния будет происходить только за счет лучей, отраженных от поверхности моря и дна (лучи I группы). В прилегающей к излучателю зоне распространение звука будет происходить в поверхностном слое, как в непереслоенной среде, с преломлением лучей и их отрицательной рефракцией при переходе в нижележащие слои. Дальность действия гидроакустических средств в этом случае будет меньше, чем при положительном градиенте скорости звука в поверхностном слое (рис. 6.5а).

При нахождении излучателя ниже изотермического слоя (рис. 6.5в) отмечаются рефракционные ограничения во всей толще воды. Граница зоны тени будет создаваться лучом, претерпевающим «расщепление» на нижней границе изотермического слоя. Верхняя половина луча, изгибаясь к поверхности моря, отражается от нее и следует ко дну, ограничивая зону тени. В зоне тени распространение энергии будет происходить за счет лучей I группы, испытывающих многократное отражение от поверхности моря и дна (пунктирные лучи), а ослабление звуковой энергии будет происходить столь же интенсивно, как и при отрицательной рефракции.

Подводный звуковой канал (тип IV) можно определить как слой в толще воды, в пределах которого звуковые лучи распространяются, испытывая многократное внутреннее отражение. При этом звуковая энергия концентрируется вдоль оси канала, что создает условия сверхдальнего распространения звука, открывающие большие возможности подводной связи и кораблевождению.

Для возникновения подводного звукового канала необходимо такое распределение скорости звука, при котором на некоторой глубине отмечается минимум скорости. Слой с минимальной скоростью звука называется осью подводного звукового канала. Если излучатель помещен на оси звукового канала, звуковой луч, вышедший из излучателя в сторону поверхности моря, будет описывать параболическую кривую, обращенную своей выпуклостью к поверхности (отрицательная рефракция). Испытав полное внутреннее отражение, луч достигнет оси канала, ниже которой закон изменения скорости с глубиной обратный (скорость с глубиной растет — положительная рефракция). Траектория звукового луча изо-

гнется выпуклостью ко дну, и луч, вновь испытав полное внутреннее отражение, достигнет оси канала. Далее картина будет повторяться. Аналогично будут вести себя и звуковые лучи, вышедшие из излучателя в сторону дна.

В зоне подводного звукового канала отмечаются весьма большие дальности распространения звука. Так, например, по наблюдениям в Атлантическом океане взрыв бомбы весом 0,25 кг хорошо прослушивался на расстоянии около 1500 км, а бомбы весом 2,7 кг — на расстоянии до 5750 км.

Основной группой лучей при распространении звука в подводном звуковом канале являются лучи IV-й группы, испытывающие

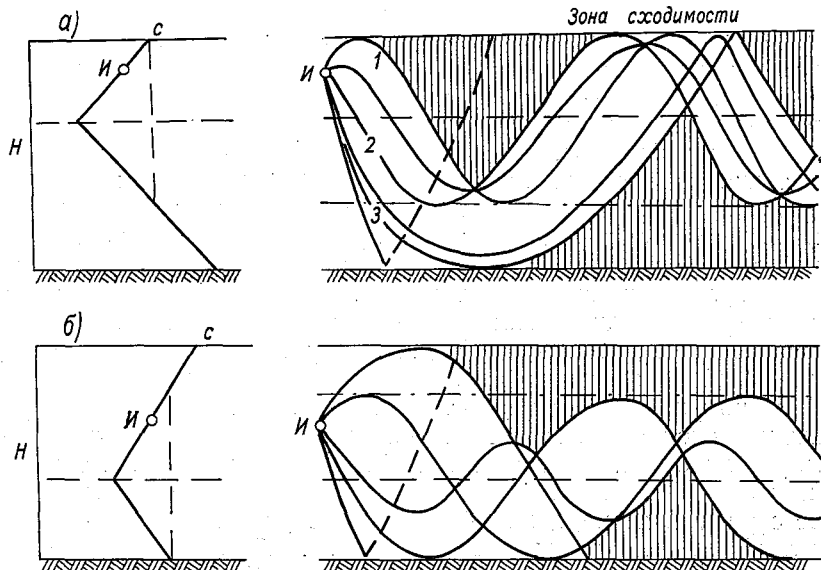


Рис. 6.6. Подводный звуковой канал (тип IV).

полное внутреннее отражение, не достигая ни поверхности моря, ни дна. Одновременно наблюдаются и другие типы лучей. Лучи I группы отмечаются при любом типе подводного звукового канала. Лучи II группы наблюдаются в случае подводного звукового канала первого рода, когда скорость звука на поверхности моря меньше, чем у дна (рис. 6.6 а), а лучи III группы — в случае канала второго рода, когда скорость звука на поверхности моря больше, чем у дна (рис. 6.6 б).

Границами канала первого рода служат поверхность моря и горизонт ниже оси канала, на котором скорость звука равна скорости звука на поверхности моря. Для канала второго рода границами служат дно моря и горизонт выше оси канала, на котором скорость звука равна скорости звука у дна.

Наибольшие дальности действия гидроакустических систем при наличии подводного звукового канала отмечаются тогда, когда излучатель и приемник находятся на оси канала.

С удалением излучателя и приемника от оси канала дальность действия гидроакустических систем уменьшается вследствие более интенсивного ослабления звука с расстоянием и появлением рефракционных ограничений.

При расположении излучателя на оси канала затухание интенсивности импульсного сигнала происходит по закону плоской волны, т. е. обратно пропорционально расстоянию. Однако этот закон сохраняется в общем случае до определенного расстояния $R_{кр}$ от излучателя, определяемого формулой

$$R_{кр} = \frac{9c_0\tau_0}{\sin^2 \alpha_g},$$

где τ_0 — длительность излученного импульса; α_g — угол выхода из излучателя луча, испытывающего полное внутреннее отражение на границе канала; c_0 — скорость звука на оси канала; $R_{кр}$ представляет собой расстояние, на котором время опережения импульса равно его длительности.

К точке приема сигнала приходят звуковые лучи, прошедшие различными траекториями, и, налагаясь, создают усиление импульса. Наименьший путь проходят лучи, распространяющиеся непосредственно вдоль оси канала, т. е. лучи, выходящие из излучателя под нулевыми углами скольжения. Необходимое время пробега этих лучей наибольшее, так как скорость на оси канала наименьшая, а их интенсивность наибольшая. С увеличением углов скольжения лучей, выходящих из излучателя, проходимый ими путь возрастает, но благодаря тому, что они распространяются в слоях с большей скоростью, время их пробега сокращается, а интенсивность уменьшается. Поэтому в какой-либо фиксированной точке на оси канала будет регистрироваться нарастающий по времени импульс с размытым передним фронтом и резко спадающим задним фронтом, как это отчетливо видно на рис. 6.7 для сигналов, зарегистрированных на расстояниях в 10 (рис. 6.7 а) и 95 (рис. 6.7 б) миль от излучателя. С увеличением расстояния от излучателя задний фронт размывается, а передний становится более крутым, что видно на рис. 6.7 для расстояний 195 (рис. 6.7 в), 240 (рис. 6.7 г) и 320 (рис. 6.7 д) миль.

Одновременно с размыванием заднего фронта импульса с увеличением расстояния от излучателя сигнал растягивается по времени, т. е. увеличивается промежуток времени между первым и последним зарегистрированными сигналами, пришедшими по различным траекториям, называемый временем опережения. В табл. 26 приведено время опережения в секундах для лучей, вышедших под углом скольжения α относительно луча, распространяющегося вдоль оси канала для различных расстояний от излучателя.

Данные таблицы показывают, что время опережения может достигать нескольких десятков секунд и в несколько раз превышать время импульса сигнала.

Величина $R_{кр}$ определяет расстояние, на котором длительность импульса равна времени опережения. На расстояниях больше $R_{кр}$

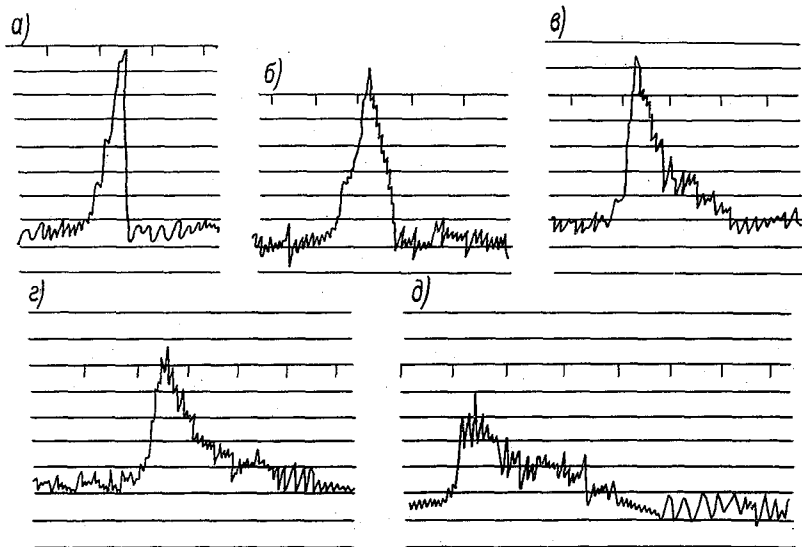


Рис. 6.7. Форма сигнала, регистрируемого в подводном звуковом канале на различных расстояниях от излучателя.

а — 10 миль; б — 95 миль, в — 195 миль, г — 240 миль, д — 320 миль.

Таблица 26

Время опережения звукового сигнала (с)

α°	Расстояние, км			
	50	100	500	1000
2	0,002	0,04	0,2	0,40
6	0,028	0,056	0,28	0,56
10	0,075	0,150	0,75	1,50
20	0,720	1,440	7,20	14,40
30	1,7	3,400	17,00	34,00

вследствие большой растяжки сигнала по времени наложения импульсов, пришедших по различным траекториям, происходит не будет и каждый сигнал будет регистрироваться отдельно. Вследствие этого пик сигнала будет уменьшаться и ослабление интенсивности звука будет происходить быстрее — по закону сферической волны, т. е. обратно пропорционально квадрату расстояния.

С подводным звуковым каналом связано образование зон сходимости, называемых вторичными (дальними) рефракционными зонами. Это явление отмечается в канале первого типа при расположении излучателя выше оси канала. Зоны сходимости представляют зоны выхода звуковых лучей к поверхности моря после их рефракции в подводном звуковом канале. Они наблюдаются на

расстояниях в несколько десятков км от излучателя за зоной звуковой тени, вызванной отрицательной рефракцией в слое, расположенном выше оси канала.

Механизм образования этих зон нетрудно объяснить на основе построения рефракционной картины, руководствуясь формулой (6.6). Такая картина представлена на рис. 6.6 а. Как видно на рисунке, образование зоны сходимости обусловлено рефракцией звуковых лучей в зоне канала. Ширина этой зоны на поверхности моря ограничивается лучами, претерпевающими полное внутреннее отражение на нижней границе подводного звукового канала (луч 2) и у дна (луч 3). Луч 1, показанный на рисунке, ограничивает дальность распространения звука при отсутствии зоны сходимости. Между этим лучом и лучом 2 располагается зона акустической тени.

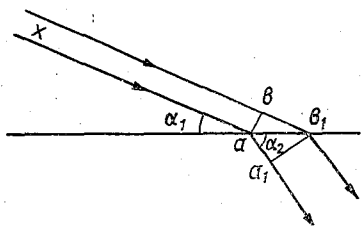


Рис. 6.8. Ослабление интенсивности звука в слое скачка скорости звука в воде.

Зоны сходимости позволяют увеличить дальность действия гидроакустических систем до нескольких десятков километров.

В океане можно выделить два вида подводного звукового канала: поверхностный и глубинный.

Поверхностный подводный звуковой канал может наблюдаться в верхней толще воды в весенне-летний сезон, когда поверхностные слои прогреты, а нижние еще сохраняют зимнее распределение температуры. В этом случае изменение скорости звука с глубиной следует за изменением температуры воды, которая вначале падает до какой-то глубины, а затем растет, что и обуславливает возникновение подводного звукового канала, называемого поверхностным.

Глубинный подводный звуковой канал возникает под влиянием изменения температуры и давления с глубиной. До глубин порядка 1000 м наблюдается уменьшение скорости звука, обусловленное понижением температуры воды. Ниже температура воды практически не меняется с глубиной, но начинает сказываться рост давления, что вызывает увеличение скорости звука. Вследствие указанных причин на глубинах порядка 1000 м появляется минимум скорости звука, что и создает явление звукового канала.

Влияние слоя скачка на ослабление силы звука. Наиболее интенсивная рефракция звуковых лучей происходит в слое скачка скорости звука, который совпадает со слоем скачка плотности воды. Учитывая, что изменения плотности воды чаще всего определяются изменениями температуры, а не солёности, слой скачка скорости звука обычно связан со слоем скачка температуры. При переходе звуковых лучей через слой скачка интенсивность звука резко уменьшается. Количественную оценку этого ослабления можно получить из следующих рассуждений.

Предположим, что на границу слоя скачка падает параллельный пучок звуковых лучей под углом α_1 к горизонту (рис. 6:8). После

преломления в слое скачка угол скольжения лучей станет равным α_2 , причем $\alpha_2 > \alpha_1$. Благодаря этому площадь сечения параллельного пучка лучей ниже слоя скачка $S_{a_1 b_1}$ окажется больше площади сечения до слоя скачка S_{ab} . Считая, что пучки имеют вид трубок, можно записать

$$\frac{S_{ab}}{S_{a_1 b_1}} = \frac{ab}{a_1 b_1}.$$

Если мощность источника обозначить через P_a , то интенсивность звука в верхней трубке (до преломления) будет $I = \frac{P_a}{S_{ab}}$, а в ниж-

ней (после преломления) $I_2 = \frac{P}{S_{a_1 b_1}}$.

Отношение интенсивностей звука k будет

$$k = \frac{I_2}{I_1} = \frac{S_{ab}}{S_{a_1 b_1}} = \frac{ab}{a_1 b_1}.$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} ab &= ab_1 \sin \alpha_1 \\ a_1 b_1 &= ab_1 \sin \alpha_2, \end{aligned}$$

получим

$$k = \frac{I_2}{I_1} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2}.$$

Величина k может быть определена и через отношение скоростей звука в слое, расположенном выше слоя скачка c_1 и ниже его c_2 , учитывая соотношение (6.6), из которого следует, что

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2}.$$

При практических расчетах дальности действия гидроакустических средств возникает вопрос о том, каким значениям вертикального градиента скорости звука соответствует слой скачка. К сожалению, ответить на этот вопрос однозначно нельзя, так же как и на вопрос о градиентах температуры в изотермическом слое и слое скачка температуры. Более того, при определении слоя скачка звука нельзя принять однозначно за главный параметр вертикальный градиент скорости звука.

Качественно слой скачка скорости звука определяется как слой, в котором происходит заметный на глаз изгиб кривой вертикального распределения скорости звука, связанный с переходом градиента на меньшую величину или с изменением знака. Таких изгибов может быть несколько, поэтому в качестве одного из критериев слоя скачка логично принять слой с максимальным вертикальным градиентом скорости звука. Однако и в данном случае изменение интенсивности звука под слоем скачка будет также зависеть от угла падения луча, частоты, импульса, отражающих характеристик цели,

глубин взаимного положения излучателя и цели и т. п. Следовательно, конкретные характеристики слоя скачка звука являются не только региональными, но зависят также от практически решаемых задач.

§ 33. Акустические характеристики вод океана

Скорость звука. Скорость распространения звука в океанах изменяется во времени и в пространстве соответственно изменению температуры, солености и гидростатического давления воды.

Из анализа особенностей географического распределения и сезонных изменений температуры и солености, рассмотренных в гл. II, следует, что на изменение скорости звука наиболее существенное влияние оказывают изменения температуры воды, которые значительно превышают изменения солености. Гидростатическое давление оказывает влияние только на изменения скорости звука по вертикали, причем наиболее существенно это влияние на глубинах, где вертикальные градиенты температуры воды малы.

Скорость звука на поверхности в феврале изменяется в Атлантическом, Тихом и Индийском океанах от 1450 м/с в полярных районах до 1535—1540 м/с в экваториальных. В августе в полярных районах северного полушария скорость звука возрастает до 1480 м/с, а в полярных районах южного полушария уменьшается до 1450—1445 м/с.

Такая закономерность изменения скорости звука хорошо согласуется с закономерностями изменения температуры воды на поверхности, средние значения которой составляют около 28°С у экватора и около 0°С у кромки полярных льдов. Так как кромка арктических и антарктических льдов летом сдвигается к полюсам соответствующего полушария, в высоких широтах океанов в это время температура воды возрастает благодаря притоку тепла от Солнца, вызывающего таяние льдов, что и вызывает повышение скорости звука.

Изменения солености воды на поверхности океанов, как указано в гл. II, незначительны как во времени, так и в пространстве. В полярных районах средняя соленость воды на поверхности равна 32—33‰, достигая в тропической зоне 36—37‰. Следовательно, изменения солености от полярных районов к тропикам составляют всего 4—5‰ и поэтому не оказывают заметного влияния на изменения скорости звука.

Подводный звуковой канал. Из анализа вертикального распределения температуры воды в океанах (гл. II) следует, что температура воды в верхних слоях обычно убывает, а затем начиная с некоторого горизонта остается практически неизменной до самого дна.

Вертикальное же распределение солености характеризуется слабым возрастанием солености с глубиной.

Поэтому, учитывая сказанное выше, можно заключить, что на изменение скорости звука с глубиной наиболее существенное влияние оказывают: в верхнем слое толщиной несколько сот метров, где наблюдается значительный вертикальный градиент температуры, — температура воды, а в нижних слоях, где вертикальный градиент

температуры близок к нулю, — гидростатическое давление. Изменения солености с глубиной не оказывают существенного влияния на изменения скорости звука.

Поэтому в океанах скорость звука вначале убывает, следуя за убыванием температуры воды, и достигает минимума на глубине, на которой вертикальный градиент температуры становится близок к нулю. Далее скорость звука возрастает до самого дна благодаря увеличению гидростатического давления, так как температура и соленость почти не изменяются с глубиной.

Такое изменение скорости звука типично для случая образования глубинного подводного звукового канала. Глубина залегания оси канала, как отмечено выше, соответствует глубине залегания минимума скорости звука. Эта глубина в различных районах Мирового океана различна и тесно связана с характером вертикального изменения температуры воды.

Поэтому, руководствуясь данными о вертикальном распределении температуры в различных частях океанов, рассмотренном в гл. II, можно сделать следующие общие выводы о глубине залегания оси подводного звукового канала.

В Атлантическом океане глубина оси канала возрастает от 600—800 м в северной его части до 1300—1500 м в районе тропика. К экватору глубина залегания оси канала уменьшается до 600 м и затем возрастает в южной тропической зоне до 900—1000 м. К южному полярному району глубина оси канала вновь уменьшается до 100—200 м.

В Тихом океане отмечается картина, близкая к указанной выше для Атлантики, распределения глубины залегания оси канала. В полярных районах обоих полушарий глубина канала расположена на горизонте около 100 м, возрастая к тропикам до 800—1000 м, сохраняясь в этих пределах и в экваториальной зоне.

В Индийском океане глубина залегания оси канала составляет примерно 100 м в южном полярном районе, возрастая до 1500 м в северных его частях.

Вследствие малых годовых колебаний температуры воды на больших глубинах можно предполагать, что указанные глубины залегания оси канала не будут существенно изменяться в годовом ходе, так же как не будут изменяться и абсолютные величины скорости на оси канала.

Так как температура воды на оси канала в различных районах океанов неодинакова, неодинакова будет и скорость звука. Однако эти различия значительно меньше, чем на поверхности. Скорость звука на оси канала может изменяться от 1450—1460 м/с в полярных районах до 1480—1490 м/с в тропических и экваториальных районах.

Сравнивая скорости звука на поверхности со скоростями звука на оси канала, можно сделать вывод, что их изменения от поверхности до оси канала будут наибольшими в экваториальной зоне, где они равны примерно 50 м/с, и уменьшаются к полярным районам обоих полушарий.

Рассмотренный подводный звуковой канал в океанах, как отмечено выше, является глубинным стационарным каналом.

В океанах и морях в определенных районах и в определенные сезоны создаются гидрологические условия, при которых возникает канал с глубиной погружения его оси в несколько десятков метров, т. е. поверхностный звуковой канал. Он возникает в тех районах и в те сезоны, где и когда наблюдается вертикальное распределение температуры, аналогичное распределению скорости звука в подводном звуковом канале, т. е. при наличии минимума температуры на какой-то глубине. В отдельных, относительно редких случаях поверхностный звуковой канал может возникать и за счет соответствующего изменения солёности морской воды или совместного воздействия температуры и солёности.

В поверхностных слоях океанов и морей массы воды подвергаются перемешиванию под воздействием как тепловых, так и динамических процессов. Особенно интенсивное перемешивание отмечается в холодную часть года, когда наблюдаются наиболее сильные ветры и хорошо развита термическая конвекция. Благодаря перемешиванию температура и солёность воды по вертикали, а следовательно, и скорость звука выравниваются. Глубина перемешивания составляет от нескольких десятков до сотен метров. В холодную часть года в слое перемешивания происходит охлаждение слоев воды. Ниже этого слоя отмечается рост температуры воды с глубиной, а следовательно, и рост скорости звука.

В теплую половину года, когда приход тепла от Солнца возрастает, поверхностные слои воды начинают прогреваться и их температура растет. Благодаря ветровому перемешиванию и течениям тепло передается нижележащим слоям воды. Однако прогрев нижележащих слоев воды происходит позже, чем поверхностных. В результате существенно изменяется вертикальное распределение температуры воды; она вначале падает, достигая определенного минимума, а затем растет с глубиной. Соответственно изменяется и вертикальное распределение скорости звука. На глубине минимума температуры воды возникает минимум скорости звука, соответствующий оси подводного звукового канала. Этот минимум скорости звука может усиливаться благоприятным распределением солёности воды.

Поверхностный подводный звуковой канал, в отличие от глубинного, располагается на небольших глубинах, но менее устойчив в пространстве и времени. Он наблюдается обычно только в теплую часть года, нередко характеризуется малыми изменениями скорости звука с глубиной, занимает ограниченные площади и меняется по глубине. В наиболее теплые месяцы глубина залегания оси канала может достигать 30—40 и даже 100—120 м. Осенью, с началом зимнего охлаждения воды, канал исчезает. В морях с приливами и относительно мелководных сезонный канал неустойчив даже летом.

Шумы моря. В море почти всегда и везде можно регистрировать шумы и звуки, обусловленные либо движением самих масс

воды и воздушных потоков над ними, либо организмами, живущими в море.

Особенно интенсивные шумы возникают в море, которые могут регистрироваться приборами на удалениях в несколько сот километров от зоны с сильным волнением. Непрерывное разрушение волн в открытом море и особенно у берегов создает мощные по силе шумы, отчетливо слышимые без приборов на больших расстояниях.

Многообразную гамму шумов создают морские организмы. Уже всякое передвижение немикроскопических животных, а тем более движение стай по дну, в толще или у поверхности воды, порождает слышимые звуковые колебания — шумы. Естественно, что передвижение, например, косяков крабов по неровному каменистому дну будет порождать гораздо более мощные шумы, чем ползание по илистому дну морских звезд или ежей.

При спокойном море хорошо различимы шумы от плавания у поверхности воды китообразных, тюленей, морских черепах, отдельных крупных или мелких стайных рыб.

Так, например, скумбрия на Черном море, выпрыгивая из воды перед восходом или заходом Солнца, создает шумы, слышимые издалека. Шум от движения хамсы напоминает шум крупного летнего дождя.

Шум, создаваемый косяками довольно крупной рыбы — пеламиды, бывает слышен на несколько километров.

Сильные шумы, напоминающие иногда пушечные выстрелы, могут создаваться и отдельными крупными рыбами при их выпрыгивании из воды, как например, акулы-лисицы, рыбы-солнца, скатов-манта и др. Прыжки китов производят в тихую погоду грохот, слышимый на десять и более километров.

Достаточно сильные шумы шуршащего типа создаются при движении масс сардин или анчоусов, а жужжащего типа, регистрируемые при движении кальмара, создаются также и при движении рыб.

На дне, обнажающемся при отливе, можно слышать шипящий или свистящий звук от выпускания пузырьков газа и щелканье от смыкания крючковатых створок у морских желудей.

Хорошо известны и собственные звуки, испускаемые морскими животными и рыбами, как, например, рев ластоногих (котиков, тюленей, моржей), плачущие звуки сиреновых рыб (ламантины), фыркание и хрюкание, свистки и лай дельфинов.

Собственные шумы моря, а также нередко шумы и звуки морских организмов и рыб существенным образом могут влиять на работу гидроакустических средств, тем более что выше были приведены преимущественно примеры шумов и звуков, доступных слуху. Однако гаммы звуков как самого моря, так и живых организмов настолько разнообразны, что пока изучена только очень небольшая их часть.

МОРСКИЕ ВОЛНЫ

§ 34. Общие сведения о морских волнах

Классификация морских волн. Морские волны можно классифицировать по различным признакам.

По силам, вызывающим волновое движение, т. е. по происхождению, можно выделить в океане (море) следующие виды волн:

ветровые — вызванные ветром и находящиеся под его воздействием;

приливные — возникающие под действием периодических сил притяжения Луны и Солнца;

анемобарические — связанные с отклонением поверхности океана от положения равновесия под действием ветра и атмосферного давления;

сейсмические (цунами) — возникающие в результате динамических процессов, протекающих в земной коре и, в первую очередь, подводных землетрясений, а также извержений вулканов, как подводных, так и прибрежных;

корабельные — создающиеся при движении корабля.

Наиболее часто (практически всегда) на поверхности морей и океанов наблюдаются ветровые и приливные волны, при этом ветровые волны доставляют наибольшие неприятности мореплавателю: вызывают качку корабля, заливают палубу, уменьшают скорость хода, уклоняют его от заданного курса, могут наносить повреждение, а подчас вызывают гибель судна, разрушают берега и береговые сооружения. В настоящей главе основное внимание уделено ветровым волнам.

Приливные волны обычно воспринимаются в форме периодических колебаний уровня — приливов и периодических течений. Поэтому они будут рассмотрены ниже в главах VIII и IX.

По силам, которые стремятся вернуть частицу воды в положение равновесия, различают капиллярные гравитационные волны. В первом случае восстанавливающей силой является сила поверхностного натяжения, во втором — сила тяжести. Капиллярные волны малы по своим размерам и образуются либо

в первый момент воздействия ветра на водную поверхность (рябь), либо на поверхности основных гравитационных волн (вторичные волны). В море главное значение имеют гравитационные волны.

По действию силы после образования волны выделяют волны свободные, когда сила прекращает действие после образования волны, и вынужденные, когда действие силы не прекращается.

По изменчивости элементов волн во времени выделяют установившиеся волны, которые не изменяют своих элементов, и неустановившиеся, развивающиеся или, наоборот, затухающие, изменяющие свои элементы по времени.

По расположению различают поверхностные волны, возникающие на поверхности моря, и внутренние, возникающие на глубине и почти не проявляющие себя на поверхности.

По форме выделяют двухмерные волны, средняя длина гребня которых во много раз больше средней длины волны, трехмерные, средняя длина гребня которых соизмерима с длиной волны, и уединенные, имеющие только куполообразный гребень и не имеющие подошвы. Если на гребне уединенной волны поместить поплавочек, он будет перемещаться вместе с гребнем. Поэтому, как известно, уединенную волну называют также переносной волной.

По соотношению длины волны и глубины моря различают короткие волны, у которых длина волны значительно меньше глубины моря, и длинные, у которых, напротив, длина волны значительно больше глубины моря.

По перемещению формы волны выделяют волны поступательные (рис. 7.1), видимая форма которых перемещается в пространстве, и стоячие (рис. 7.2), видимая форма которых в пространстве не перемещается.

Поступательные волны характеризуются тем, что у них перемещается только форма (профиль) волны. Частицы же воды движутся по почти замкнутым орбитам, имеющим форму, близкую к окружности или эллипсу. Поэтому предмет, находящийся на поверхности моря, также совершает колебательные движения, соответствующие движению частиц воды по их орбитам.

Видимое перемещение формы (профиля) волны можно пояснить следующим образом. Предположим, что частицы воды совершают движение по замкнутым круговым орбитам (рис. 7.1). Если импульс силы, вызывавшей волнение, действовал слева, то частицы, действующие правее, придут в движение позже и поэтому будут отставать по фазе от частиц, расположенных левее, и займут в момент времени положения $1, 2, 3 \dots$. Проведя кривую через эти точки, получим профиль волны в момент времени t_1 (сплошная кривая на рис. 7.1). Опытным путем установлено, что частицы воды движутся по орбитам с одинаковой угловой скоростью. Поэтому в следующий момент времени t_2 они переместятся на своих орбитах на один и тот же угол и займут положения $1', 2', 3' \dots$. Проведя пунктирную кривую через указанные точки, получим профиль волны в момент

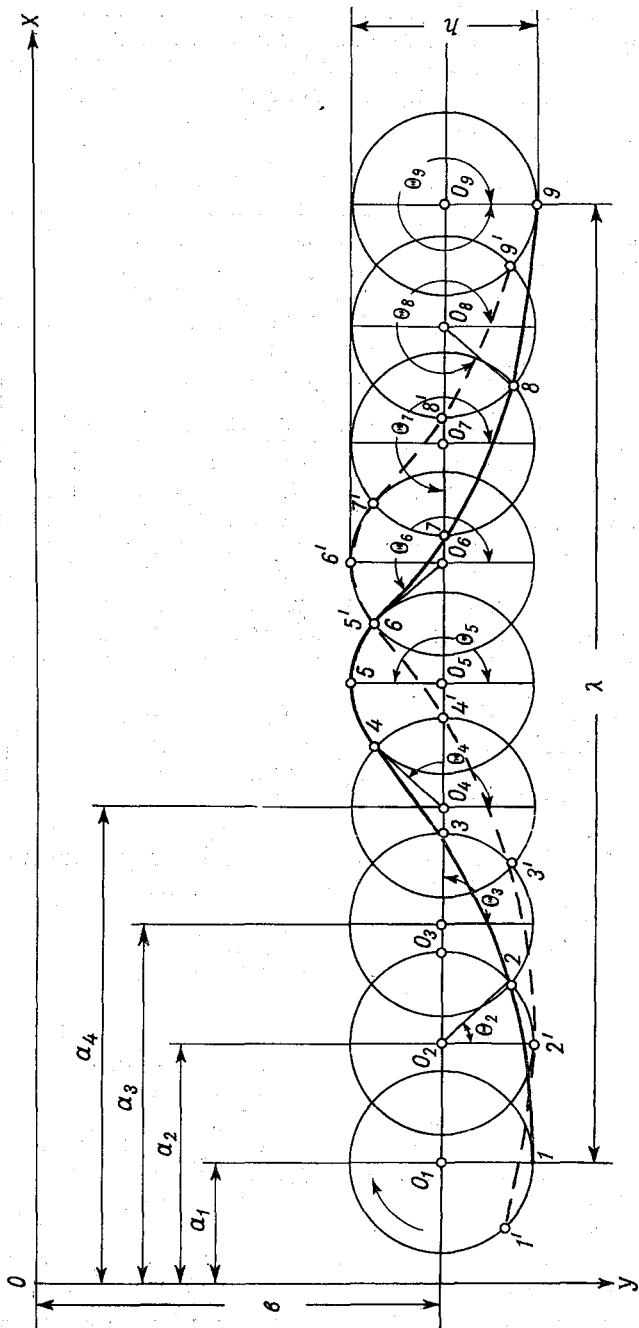


Рис. 7.1. Поступательная волна и орбита частиц.

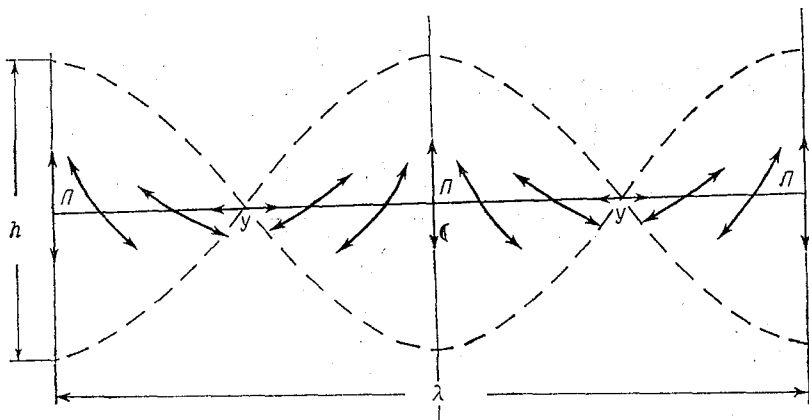


Рис. 7.2. Схема стоячей волны.

времени t_2 . Как видно на рисунке, профиль волны сместился в направлении действия силы, хотя частицы воды не имели поступательного движения.

Стоячие волны. При стоячей волне частицы воды не совершают движений по круговым орбитам. В пучностях, т. е. в точках, где амплитуда колебания уровня наибольшая, частицы двигаются только по вертикали. В узлах, т. е. в точках, где колебания уровня отсутствуют, частицы двигаются только в горизонтальном направлении.

На рис. 7.2 показаны три положения поверхности моря при стоячих волнах: два крайних (пунктирные линии) и средние (сплошная линия). Буквой У обозначены узловые точки (узлы), а буквой П — пучности. Стрелками на линии среднего уровня показаны орбиты частиц в различных точках волнового профиля.

В табл. 27 приведены основные характеристики поступательных и стоячих волн.

Элементы волны. Каждая волна, поступательная или стоячая, характеризуется определенными элементами. Общими элементами для обоих типов волн являются следующие.

Волновой профиль — кривая, получаемая в результате сечения взволнованной поверхности моря вертикальной плоскостью в заданном направлении (обычно в направлении распространения волн).

Гребень волны — часть волны, расположенная выше среднего волнового уровня.

Вершина волны — наивысшая точка гребня волны.

Ложбина волны — часть волны, расположенная ниже среднего волнового уровня.¹

Подшва волны — наинизшая точка ложбины волны.

¹ Средний волновой уровень — линия, пересекающая волновой профиль так, что суммарные площади выше и ниже этой линии одинаковы.

Таблица 27

Основные характеристики поступательных и стоячих волн
глубокого моря (по А. И. Дуванину)

Характеристика	Волны	
	поступательные	стоячие
Профиль волны	Остается постоянным, перемещается в направлении движения волны	Меняется во времени между узлами поступательного движения
Амплитуда колебаний уровня и составляющих скорости	Постоянная вдоль линии распространения волн	Изменяется вдоль длины волны
Характер связи между колебаниями уровня и горизонтальной составляющей скорости	Изменяются синфазно	Изменяется со сдвигом по фазе на четверть периода
Траектории частиц (в глубоком море)	Правильные окружности	Горизонтальные линии в узлах, вертикальные в пучностях, в промежутках — различно наклоненные прямые. По всей глубине сказывается переменное волновое давление
Распределение давления	Ниже глубины ощутимого движения частиц воды (больше половины длины волны) влияние волн на изменение давления не сказывается	

Высота волны h — превышение высоты волны над соседней подошвой на волновом профиле, проведенном в генеральном направлении распространения волн. Высота волны равна удвоенной амплитуде или удвоенному радиусу орбиты поступательной волны при круговых орбитах.

Длина волны λ — горизонтальное расстояние между вершинами двух смежных гребней на волновом профиле, проведенном в генеральном направлении распространения волн.

Крутизна волны — отношение высоты данной волны к ее длине. Крутизна волны в различных точках волнового профиля различна. Для практики важное значение имеет наибольший наклон, который приближенно равен отношению высоты волны к полудлине $h/\frac{\lambda}{2}$. Для удобства характеристики крутизны волны пользуются отношением высоты к длине $\left(\frac{h}{\lambda}\right)$, которое и называют средней крутизной волны.

Перечисленные элементы определяют геометрические характеристики волны. Для поступательной волны необходимо добавить еще три элемента.

Направление распространения волн, отсчитываемое от норда в сторону их движения.

Фронт волны — линия на плане взволнованной поверхности, проходящая по вершинам гребня данной волны, которые определяются по множеству волновых профилей, проведенных параллельно генеральному направлению распространения волн.

Длина гребня волны — протяженность гребня волны в направлении ее фронта.

Луч волны — линия, перпендикулярная фронту волны в данной точке.

Кроме элементов, определяющих геометрические характеристики волны, выделяют кинематические элементы. К ним относятся:

Период волны τ — интервал времени между прохождением двух смежных вершин волн через фиксированную вертикаль. Период волны можно определить и как время обращения частицы по ее орбите. Для стоячей волны период определяется промежутком вре-

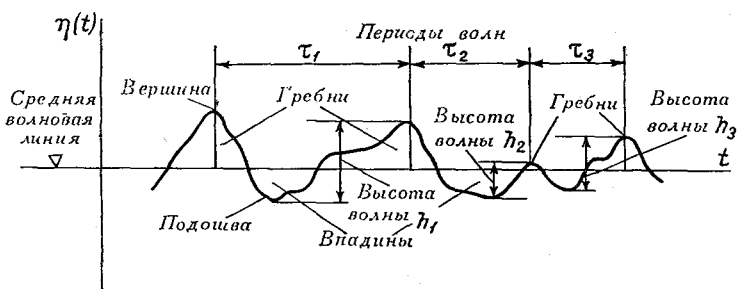


Рис. 7.3. Кривая волновых колебаний свободной поверхности воды в точке.

мени, за который совершается полное колебание уровня, так как частицы воды в этом случае не совершают движения по круговым орбитам.

Скорость распространения, или фазовая скорость c — скорость перемещения гребня волны в направлении ее распространения, определяемая за короткий интервал времени порядка периода волны. Понятие скорости относится только к поступательной волне.

На рис. 7.1 видно, что за время полного оборота частицы по своей орбите¹, т. е. за период волны τ профиль волны сместится на расстояние, равное длине волны λ .

Отсюда легко установить, что

$$c = \frac{\lambda}{\tau}. \quad (7.1)$$

Указанные элементы волн относятся к правильной — двумерной волне. Реальные ветровые волны трехмерные. Запись реальной трехмерной волны по наблюдениям в точке представлена на рис. 7.3. Как видно на рисунке, реальная волна весьма далека от двумерной

¹ Скорость перемещения частиц жидкости по волновой орбите называют орбитальной скоростью волнового движения.

волны (типа зыби). Поэтому в теории волн приходится вводить дополнительные термины, к которым в первую очередь относится понятие высоты волн в точке. Под этим термином понимается разность уровней по вертикали между вершиной и подошвой волн, зарегистрированных в точке.

Для реальных морских ветровых волн, которые являются трехмерными, возникает необходимость введения дополнительных терминов.

На рис. 7.4 представлена схема трехмерной волны. Здесь видно, что для такой волны необходимо введение дополнительного термина — длина гребня — L . Само понятие «высота волны» становится условным, если ее определять по результатам наблюдений в точке. Действительно, через поплавков волнографа, установлен-

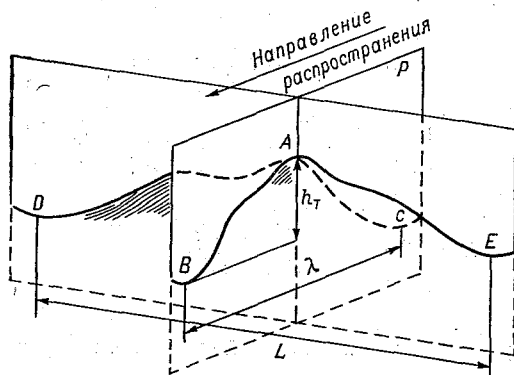


Рис. 7.4. Схема трехмерной волны.

ного в точке, волна может проходить любым участком своего «фронта», и не обязательно участком с максимальным возвышением (вершиной) и понижением (подошвой). Поэтому для трехмерных волн вводится еще одно дополнительное понятие — высота трехмерных волн. Она определяется как разность по вертикали между наивысшим уровнем вершины, определяемой как наивысшая точка холма, расположенного выше среднего волнового уровня, и уровнем подошвы, представляющим наинизшую точку ложбины, среднего волнового уровня.

На рис. 7.4 h_T — высота трехмерной волны, определяемая как вертикальное расстояние между высотами уровня в точке A (вершина) и B (подошва) профиля волны, λ — длина волны, а L — длина гребня.¹

Балл силы (степени) ветрового волнения. Для характеристики ветрового волнения, наблюдаемого на поверхности океанов и морей, широко используется балловая оценка силы (степени) волнения.

¹ Длина гребня — горизонтальное расстояние между подошвами двух смежных ложбин на волновом профиле, проведенном перпендикулярно генеральному направлению распространения волн.

С 1953 г. в СССР введена единая девятибалльная шкала силы волнения, представленная в табл. 28.

Таблица 28

Шкала силы (степени) ветрового волнения

Волнение, баллы	Словесная характеристика	Размеры волн		
		высота, м	длина, м	период с
0	отсутствует	0	0	0
I	слабое	до 0,25	5,0	2,0
II	умеренное	0,25—0,75	5—15	2—3
III	значительное	0,75—1,25	15—25	3—4
IV	то же	1,25—2,0	25—40	4—5
V	сильное	2,0—3,5	40—75	5—7
VI	то же	3,5—6,0	75—125	7—9
VII	очень сильное	6,0—8,5	125—170	9—11
VIII	то же	8,5—11,0	170—220	11—12
IX	исключительное	> 11,0	> 220	> 12

В ее основу положены высоты заметных крупных волн (обеспеченность высоты волн 3%).

Приведенные в таблице средние значения длин и периодов волн не служат элементами, определяющими балл волнения, и даны для общего представления о их возможных значениях при данных высотах волн.

Не следует смешивать приведенную шкалу силы волнения с широко известной шкалой состояния поверхности моря Бофорта. Последняя была разработана для оценки силы ветра по состоянию поверхности моря и дает представление только о видимом состоянии моря при ветрах разной силы. Это состояние моря при ветрах разной силы также оценивается по девятибалльной шкале. Однако балл состояния моря и балл силы волнения, оцениваемой по высоте волны, не идентичны. Достаточно указать на то, что в закрытых морях сила волнения обычно не превышает VII—VIII баллов, в то время как состояние поверхности моря нередко достигает IX баллов.

§ 35. Основы классической теории морских волн

Первые теории морских волн вытекали из основ классической гидромеханики. В них исследовались форма волны и ее кинематические характеристики, но не вскрывались закономерности развития и затухания волн, возбуждаемых ветром, не объяснялся механизм передачи энергии от ветра к волне и диссипации (рассеивания) этой энергии в волне, не рассматривалось многообразие волн, возникающих при действии ветра, и не давались связи между условиями действия ветра и элементами волн.

Только за последние два десятка лет ученым удалось достичь заметных успехов в развитии теории ветровых волн. На основе обобщения и анализа данных наблюдений выявлены многие свойства ветровых волн, найдены методы, позволяющие производить расчеты параметров волн, и в некоторой мере вскрыт механизм передачи энергии от ветра к волне.

Однако несмотря на достигнутые успехи в развитии теории ветровых волн, основные вопросы пока еще не получили достаточно полного и строгого решения, что объясняется большой сложностью самого явления.

Достаточно указать на то, что ветровые волны на поверхности океана не представляют собой строго периодическое явление, как волны в физическом их понимании. Морское волнение можно уподобить турбулентным (пульсационным) колебаниям поверхности моря, которое отличается большим разнообразием, что значительно усложняет изучение ветровых волн. Указанные обстоятельства не дают основания не учитывать классические теории морских волн, которые, несмотря на существенные ограничения, принимаемые при решении задачи, не потеряли своего методического и практического значения.

Теория волн для глубокого моря (трохоидальная теория).

В этой теории делаются следующие допущения: море считается бесконечно глубоким; жидкость является идеальной, состоящей из отдельных частиц и лишенной сил внутреннего трения; плотность воды принимается постоянной, волнение считается двумерным; действие силы, вызвавшей волнение, прекратилось после развития волнения. Поэтому волнение можно считать установившимся и свободным. Сами волны рассматриваются как поступательные и гравитационные.

Так как рассматривается свободная плоская волна, на частицы воды будут действовать только две силы: сила тяжести g и сила градиента гидростатического давления $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}$. При этих условиях, как показано в курсах гидромеханики, уравнения движения принимают следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \frac{\partial x}{\partial a} + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - g \right) \frac{\partial z}{\partial a} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial a} &= 0, \\ \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \frac{\partial x}{\partial b} + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - g \right) \frac{\partial z}{\partial b} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial b} &= 0. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Уравнение неразрывности, характеризующее сохранение массы жидкости при ее движении, запишется так:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial a} \frac{\partial z}{\partial b} - \frac{\partial x}{\partial b} \frac{\partial z}{\partial a} \right) = 0, \quad (7.3)$$

где x, z — текущие координаты частиц по осям X и Z ; a, b — начальные координаты частиц по тем же осям; g — ускорение силы тяжести; t — время; ρ — плотность воды; p — давление в жидкости.

Для того чтобы найти частные решения уравнений движения и неразрывности, удовлетворяющие заданным условиям волнения, рассмотрим движение какой-либо одной частицы.

Направим ось X вдоль поверхности моря в направлении распространения волны, а ось Z вертикально вниз (рис. 7.5) и допустим, что частица воды движется по замкнутой круговой орбите, центр которой совпадает с положением частицы в состоянии покоя, т. е. имеет координаты a, b . Обозначим радиус орбиты частицы через r , а ее фазовый угол, отсчитываемый от вертикали, через θ . Тогда видно, что текущие координаты x, z определяются из уравнений:

$$x - a = r \sin \theta, \quad z - b = r \cos \theta. \quad (7.4)$$

Эти уравнения будут справедливы не только для данной частицы, но и для любой другой, если учитывать соответствующие им значения a, b, r и θ . Поэтому рассмотрим ряд частиц и попытаемся установить, от чего зависят величины θ и r .

Положим, что частицы, находившиеся на одной и той же глубине в состоянии покоя, имеют одинаковые радиусы и периоды обращения по орбитам. Фазы же частиц будут, очевидно, различны, так как они приходят в движение не одновременно.

По принятому нами условию жидкость идеальная, поэтому можно считать, что все частицы, находившиеся в состоянии покоя на одной вертикали, выходят из состояния покоя одновременно и всегда находятся в одинаковой фазе (рис. 7.6). Тогда фаза частиц будет зависеть только от положения центра орбит на оси X (координата a) и времени t . Найдем эту зависимость.

На рис. 7.1 видно, что частицы, находящиеся друг от друга на расстоянии, равном длине волны λ (частицы 1 и 9), смещены по фазе на величину 2π (360°). Следовательно, частица, отстоящая от начальной на произвольном расстоянии a , будет отставать на угол θ' , который на основании свойства пропорции равен

$$\theta' = \frac{2\pi}{\lambda} a.$$

На этом же рис. 7.1 видно, что за период τ фаза частицы изменится на -2π . Знак минус ставится потому, что положительное направление вращения, так же как и в математике, принято против часовой стрелки. Следовательно, за время t фаза изменится на величину θ'' . Отсюда

$$\theta'' = -\frac{2\pi}{\tau} t.$$

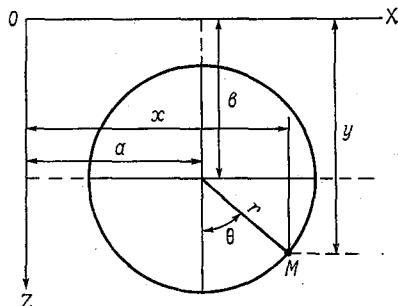


Рис. 7.5. Орбита отдельных частиц.

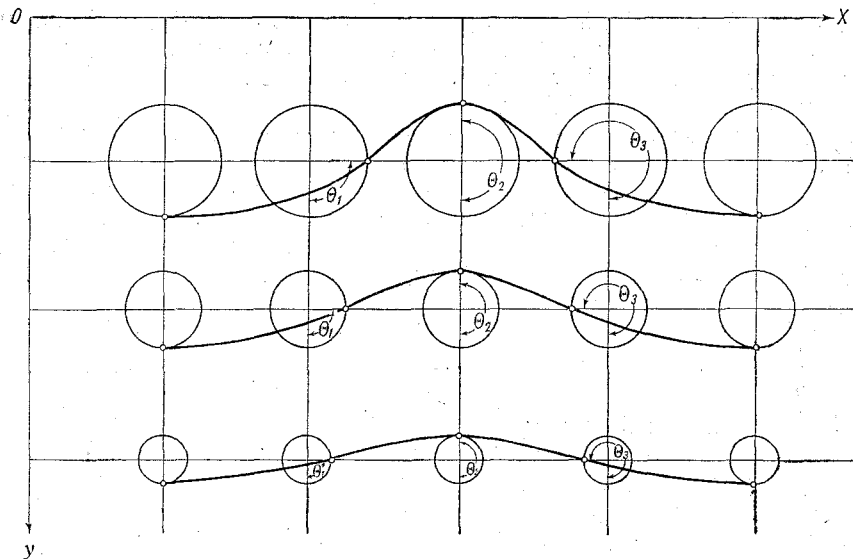


Рис. 7.6. Орбиты частиц и профили волн на различных глубинах.

Суммарная фаза θ частицы

$$\theta = \theta' + \theta'',$$

или

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda} a - \frac{2\pi}{\tau} t.$$

Обозначая для краткости

$$\frac{2\pi}{\lambda} = k; \quad \frac{2\pi}{\tau} = n, \quad (7.5)$$

получим

$$\theta = ka - nt. \quad (7.6)$$

Рассмотрим теперь, от каких переменных зависит радиус орбиты частицы r . Из сделанных допущений следует, что радиус орбиты частицы есть функция ординаты центра орбиты b и не зависит от абсциссы a и времени t . Для определения этой функции используем уравнение неразрывности (7.3).

Найдем частные производные $\frac{\partial x}{\partial a}$, $\frac{\partial x}{\partial b}$, $\frac{\partial z}{\partial a}$, $\frac{\partial z}{\partial b}$, входящие в (7.3), из соотношения (7.4) с учетом (7.6).

Получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial a} &= 1 + kr \cos \theta; & \frac{\partial z}{\partial a} &= -kr \sin \theta; \\ \frac{\partial x}{\partial b} &= \frac{\partial r}{\partial b} \sin \theta; & \frac{\partial z}{\partial b} &= 1 + \frac{\partial r}{\partial b} \cos \theta. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Тогда выражение, стоящее в скобках в уравнении неразрывности (7.3), примет вид

$$\frac{\partial x}{\partial a} \frac{\partial z}{\partial b} - \frac{\partial x}{\partial b} \frac{\partial z}{\partial a} = (1 + kr \cos \theta) \left(1 + \frac{\partial r}{\partial b} \cos \theta \right) + \\ + kr \frac{\partial r}{\partial b} \sin^2 \theta = 1 + kr \frac{\partial r}{\partial b} + \left(kr + \frac{\partial r}{\partial b} \right) \cos \theta.$$

Согласно условию неразрывности (7.3), производная по времени от этого выражения должна равняться нулю, а значит, в уравнении должны отсутствовать члены, содержащие время t . Единственный член, зависящий от времени, это $\cos \theta$.

Следовательно, для выполнения условия неразрывности множитель при $\cos \theta$ должен быть равен нулю, т. е.

$$kr + \frac{\partial r}{\partial b} = 0.$$

Так как r зависит от b , частные производные можно заменить полными и записать

$$\frac{dr}{r} = -k db.$$

После интегрирования получим

$$\ln r = -kb + \text{const.}$$

Постоянную интегрирования найдем из условия, что при $b=0$, т. е. на поверхности моря, $r=r_0$ и, следовательно, $\text{const} = \ln r_0$.

Подставляя найденное значение для const , получим

$$\ln r = -kb + \ln r_0,$$

или

$$\ln \frac{r}{r_0} = -kb,$$

откуда

$$r = r_0 e^{-kb} = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} b}. \quad (7.8)$$

Итак, по мере удаления от поверхности моря радиусы орбит частиц уменьшаются по экспоненциальному закону и тем быстрее, чем короче волна.

На рис. 7.1 видно, что радиус орбиты частиц равен полувысоте волны на данной глубине. Поэтому, заменяя $r = \frac{h}{2}$, получим выражение, определяющее изменение высоты волны с глубиной,

$$h = h_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} b}, \quad (7.9)$$

где h_0 — высота волны на поверхности моря. Из формулы следует, что на глубине, равной половине длины волны $\left(b = \frac{\lambda}{2}\right)$, высота волны уменьшается в 23 раза $\left(h = \frac{h_0}{23}\right)$, а на глубине, равной длине волны $(b = \lambda)$ — в 535 раз $\left(h = \frac{h_0}{535}\right)$.

Полученная связь позволяет оценить глубину, на которой волнение практически исчезает. Эта глубина может быть принята равной половине длины волны. В океане, где встречаются ветровые волны, имеющие обычно длину не более 100 м, на глубине 50 м волнение практически отсутствует.

Для выяснения характера изменения давления при волнении воспользуемся уравнениями движения (7.2), в которые подставим частные производные от x и z по a , b и t из выражения (7.4) с учетом соотношений (7.6) и (7.8).

После некоторых преобразований и интегрирования получим

$$\frac{p}{g} = gb + \frac{1}{2} n^2 r_0^2 e^{-2kb} - \frac{r_0}{k} e^{-kb} (n^2 - kg) \cos \theta + \text{const.} \quad (7.10)$$

Выражение (7.10) позволяет определить давление на любой глубине b . В частности, для поверхности моря $(b = 0)$

$$\frac{p_0}{\rho} = \frac{1}{2} n^2 r_0^2 - \frac{r_0}{k} (n^2 - kg) \cos \theta + \text{const.} \quad (7.11)$$

Так как в трохонидальной теории рассматривается свободное волнение, когда силы, вызвавшие волнение, в том числе и ветер, отсутствуют, можно считать, что во всех точках взволнованной поверхности давление p_0 должно быть постоянным и независимым от фазового угла θ . Для этого необходимо, чтобы член, содержащий $\cos \theta$, отсутствовал, что может быть при условии, когда

$$n^2 - kg = 0,$$

или

$$n^2 = kg. \quad (7.12)$$

Разделив обе части последнего равенства на k^2 , с учетом принятых ранее обозначений получим

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi}. \quad (7.13)$$

Следовательно, скорость распространения волны c в бесконечно глубоком море зависит только от длины волны.

Согласно принятым ранее обозначениям, $c = \frac{n}{k}$, поэтому выражение (7.6) можно записать в виде

$$\theta = k \left(a - \frac{n}{k} t \right) = k(a - ct).$$

Тогда уравнения (7.4), определяющие движение частиц при волнении, с учетом (7.8) можно записать в таком виде:

$$\begin{aligned}x - a &= r_0 e^{-kb} \sin k(a - ct), \\z - b &= r_0 e^{-kb} \cos k(a - ct).\end{aligned}\quad (7.14)$$

Эти уравнения справедливы для любой частицы жидкости. Поэтому если в какой-то момент времени t мы найдем геометрическое место частиц, находившихся в начальный момент на горизонте b , то тем самым получим профиль волны на этом горизонте. На рис. 7.1 такой профиль показан на глубине b от поверхности моря, а на рис. 7.6 для различных глубин. Эти профили перемещаются со скоростью c вдоль оси X .

Преобразуем уравнение (7.14) так, чтобы можно было установить форму профиля волны, описываемого этими уравнениями. Для простоты будем рассматривать волны на поверхности моря ($b=0$).

Тогда уравнения (7.14) примут вид:

$$\begin{aligned}x - a &= r_0 \sin \theta, \\z &= r_0 \cos \theta,\end{aligned}\quad (7.15)$$

где фаза θ определяется соотношением

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda} (a - ct).$$

Найдем отсюда a и подставим его значение в (7.15):

$$\begin{aligned}x &= \frac{\lambda}{2\pi} \theta + r_0 \sin \theta + ct, \\z &= r_0 \cos \theta.\end{aligned}\quad (7.16)$$

Уравнения (7.16) описывают профиль поверхности волны. Кривая, описываемая этими уравнениями (при $t=0$), представляет собой трохиду. Трохоидальные профили волн, лежащие на различных глубинах b (7.14), различаются между собой высотой волны, так как высота волн убывает с глубиной по закону, выражаемому формулой (7.9). Длина волн, их период и скорость c с глубиной не изменяются.

Выше мы приняли, что на поверхности моря давление p_0 постоянно и не зависит от фазы волны, т. е. поверхность волны является изобарической поверхностью. Обращаясь к выражениям (7.10) и (7.12), видим, что поскольку для поверхности $n^2 - kg = 0$, то и для любой глубины b волновая поверхность является изобарической. Поэтому пределы изменения давления на любой глубине соответствуют высоте волны на той же глубине и уменьшаются с глубиной. Практически можно считать, что на глубине, большей, чем длина волны, давление при прохождении волны не изменяется. Следовательно, для измерения (записи) поверхностных волн приборами, основанными на регистрации изменения давления, прибор должен быть установлен на небольшом углублении, а для того

чтобы перейти от измеренной высоты волны на глубине b к высоте волны на поверхности, необходимо учитывать закон изменения высоты волны с глубиной.

Так как волновые поверхности изобарические, то при принятом постоянстве плотности они должны были бы быть параллельными. В действительности расстояние по вертикали между волновыми профилями в различных точках оказывается неодинаковым (рис. 7.6). Это объясняется тем, что при движении частиц по орбитам возникает центробежная сила, которая изменяет их вес. Изобарические поверхности расположены дальше друг от друга под гребнем, где вес частиц меньше, и ближе под подошвой, где он больше. Объяснение этого явления детально освещено в «Океанографии» Ю. М. Шокальского.

Итак, рассмотренная трохоидаальная теория волн в бесконечно глубоком море позволяет сделать следующие выводы:

1) при волнении частицы движутся по круговым орбитам, радиусы которых убывают с глубиной по экспоненциальному закону

$$r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} b}$$

Соответственно убыванию радиусов орбит частиц убывает и высота волны

$$h = h_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} b};$$

2) скорость распространения волны зависит только от ее длины

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$$

С глубиной она не меняется, так же как не меняются период и длина волны;

3) профиль волны представляет трохоиду;

4) пределы изменения давления при прохождении волны с глубиной уменьшаются пропорционально уменьшению высоты волны. На глубине, равной длине волны, изменения давления исчезающе малы (высота волны уменьшается в 535 раз).

Выводы трохоидаальной теории волн находят свое практическое приложение при исследовании зыби в океане, которая близка к двумерной свободной волне. Для реальных ветровых волн, которые являются вынужденными и трехмерными, применимость этих выводов ограничена. Оказывается возможным пользоваться формулой (7.9), использовать формулу (7.13) для средних характеристик ветровых волн, применять в качестве приближения соотношения (7.16), описывающие форму профиля волны в тех случаях, когда глубина моря больше длины волны.

Выводы из теории волн для мелководного моря. В рассмотренной трохоидаальной теории влияние глубины моря на волны не учитывается. Вместе с тем трение о дно существенно изменяет геомет-

рические и кинематические характеристики волн. О них можно судить на основе выводов, даваемых теорией волн для мелкого моря, рассматривающей двухмерное установившееся волнение. Основные из них следующие.

Орбиты частиц имеют эллиптическую форму (рис. 7.7) с большой осью, вытянутой в направлении распространения волны. Размеры осей эллипсов зависят от отношения длины волны к глубине моря и уменьшаются по мере приближения ко дну.

Горизонтальная ось эллипса A изменяется по закону гиперболического косинуса, а вертикальная B — по закону гиперболического синуса:

$$\begin{aligned} A &= h_0 \frac{\operatorname{ch} k(H-b)}{\operatorname{sh} kH}, \\ B &= h_0 \frac{\operatorname{sh} k(H-b)}{\operatorname{sh} kH}, \end{aligned} \quad (7.17)$$

где h_0 — высота волны на поверхности, равная вертикальной оси эллипса; H — глубина моря; b — глубина залегания центров орбит частиц, отсчитываемая от спокойной поверхности моря.

Из формулы (7.17) следует, что у дна, где $b=H$, вертикальная ось B равна нулю. На поверхности, где $b=0$, она соответствует высоте волны h_0 .

При отношении $\frac{\lambda}{H} < 1$ вертикальная и горизонтальная оси в поверхностном слое оказываются практически равными между собой, их изменение с глубиной определяется из выражения

$$A = B = h_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} b},$$

т. е. эллипсы переходят в окружности, и высота волны, равная по величине оси B , убывает с глубиной, так же как и в случае бесконечно глубокого моря (7.9).

Если отношение $\frac{\lambda}{H} > 10$, размеры вертикальной оси изменяются с глубиной по линейному закону, а размеры горизонтальной оси остаются практически неизменными по глубине. Подобного рода изменения отмечаются при распространении приливных волн, имеющих длину несколько сот километров.

Профиль волны представляет собой эллиптическую трохойду, изображенную на рис. 7.7. Такой профиль соответствует эллиптическим орбитам частиц. При значениях $\frac{\lambda}{H} < 1$ орбиты частиц, как отмечено выше, переходят в окружности и профиль волны переходит в обычную трохойду. При значениях $\frac{\lambda}{H} > 10$, когда орбиты частиц представляют собой сильно вытянутые эллипсы, форма профиля волны становится близкой к синусоидальной.

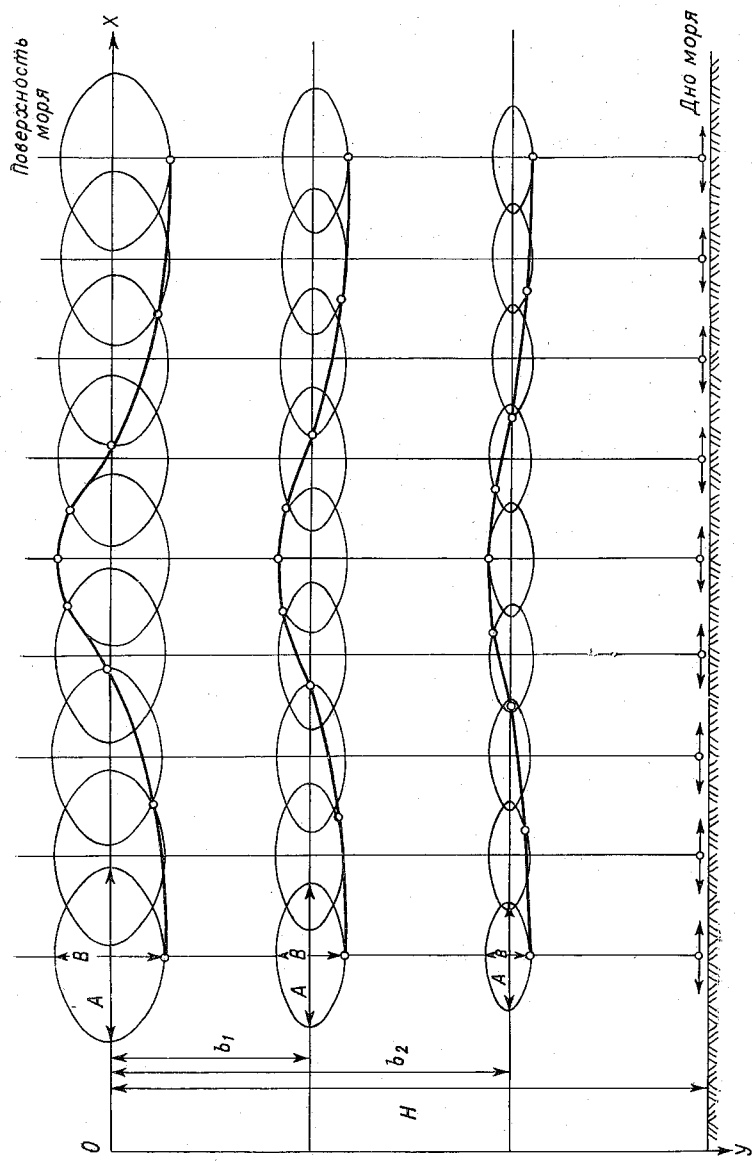


Рис. 7.7. Орбиты частиц и профили волн в мелководном море.

Скорость волны зависит не только от ее длины, но и от глубины моря и выражается формулой

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi}{\lambda} H}. \quad (7.18)$$

В случае, когда $\frac{H}{\lambda}$ велико, гиперболический тангенс стремится к единице

$$\operatorname{th} \frac{2\pi}{\lambda} H \approx 1,$$

и формула (7.17) принимает вид формулы (7.13)

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}.$$

Когда отношение мало, как, например, в случае приливных волн, значение гиперболического тангенса можно принять равным значению аргумента

$$\operatorname{th} \frac{2\pi}{\lambda} H \approx \frac{2\pi}{\lambda} H.$$

Тогда формула (7.17) примет вид

$$c = \sqrt{gH}. \quad (7.19)$$

Скорость волны в этом случае зависит только от глубины моря. Если задаться ошибкой в определении скорости не более 5%, то оказывается, что при

$$\frac{H}{\lambda} > \frac{1}{2}$$

можно пользоваться вместо точной формулы (7.17) формулой (7.13), а при значении

$$\frac{H}{\lambda} < \frac{1}{10}$$

формулой (7.19).

Следовательно, для волн, имеющих длину меньше удвоенной глубины моря, при определении элементов поверхностных волн справедливы формулы трохидальной теории. Такие волны называют короткими. К ним относятся ветровые волны, наблюдаемые на некотором удалении от береговой черты.

Волны, у которых $\frac{H}{\lambda} < \frac{1}{10}$, называются длинными. Примером длинных волн служат приливные. Волны, у которых $\frac{1}{10} < \frac{H}{\lambda} < \frac{1}{2}$, называют (по Н. Н. Зубову) длинными короткопериодными. Для определения их элементов необходимо пользоваться

полными формулами теории длинных волн (7.17), (7.18). К этому виду волн относятся ветровые, распространяющиеся в прибрежной зоне, и цунами.

Характер изменения давления на различных глубинах при прохождении волн зависит от отношения $\frac{H}{\lambda}$. При распространении коротких волн $\left(\frac{H}{\lambda} > \frac{1}{2}\right)$ изменения давления на различных глубинах пропорциональны высоте волны на этих глубинах.

При распространении длинных волн $\left(\frac{H}{\lambda} < \frac{1}{10}\right)$ изменение давления на всех глубинах примерно одинаково и пропорционально высоте волны на поверхности. Это объясняется тем, что при малых отношениях $\frac{H}{\lambda}$ (длинные волны) период волн большой (в полусу-

точной приливной волне он равен 12,5 часа). Следовательно, центробежные силы, возникающие при движении частиц по орбите, малы и не влияют на их вес (силу тяжести). Поэтому изменения давления определяются только изменениями высоты столба воды.

Особенности изменения давления при прохождении коротких и длинных волн используются для их измерения приборами, основанными на гидростатическом принципе. Если опустить такой прибор на глубину, большую полудлины короткой (ветровой) волны, он будет регистрировать только длинные волны (например, приливные). Если поместить его на меньшую глубину, он будет регистрировать и те и другие. Но так как период ветровых волн мал, их легко отделить от приливных.

Нужно при этом помнить, что прибор регистрирует короткие волны на глубине установки прибора. Для получения высот поверхностных волн необходимо вводить переводной множитель, который может быть найден опытным путем или приближенно по формуле (7.9).

Выводы теории волн для мелководного моря могут быть использованы при изучении приливных волн, для которых хорошо выполняется соотношение (7.19) и профиль которых близок к синусоидальному, а также частично при изучении ветровых волн и волн зыби при их распространении из открытой части моря к побережью в условиях постепенно уменьшающейся глубины моря.

Групповая скорость волн. Рассмотренные теории морских волн относятся к простым системам волн, имеющим на всем пространстве одинаковые высоты и периоды (длины). В природе никогда не наблюдается такая система. Волны всегда представляют собой сумму того или иного количества простых волн, распространяющихся в различных направлениях и имеющих различные высоты и периоды.

Простейшим случаем системы волн является наложение (интерференция) волн, близких между собой по периоду и высоте. Результат интерференции двух таких волн представлен на рис. 7.8. Пунктиром показаны интерферирующие волны, черной сплошной ли-

нией — результирующая волна, а тонкой сплошной линией — ее огибающая. Как видно на рисунке, огибающая охватывает несколько результирующих волн, изменяющих свою высоту от почти нулевых значений до наибольшей в данной совокупности, называемой группой волн.

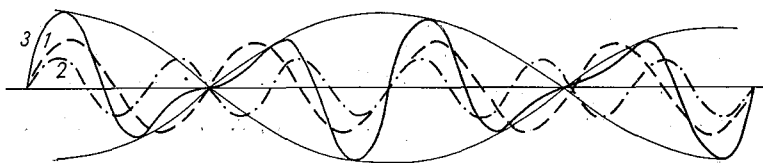


Рис. 7.8. Схема сложения (интерференции) волн.
1—2 — интерферирующие волны, 3 — результирующая волна.

На рис. 7.9 показана группа двумерных волн в перспективе. Как видно на рис. 7.8, 7.9, интерференция волн приводит к известному явлению «девятого вала», когда через несколько постепенно нарастающих по высоте волн приходит особенно высокая волна, которую и называют девятым валом. Легко показать, что наибольшая по высоте волна может быть любой, а не только девятой, в зависимости от периодов интерферирующих волн.

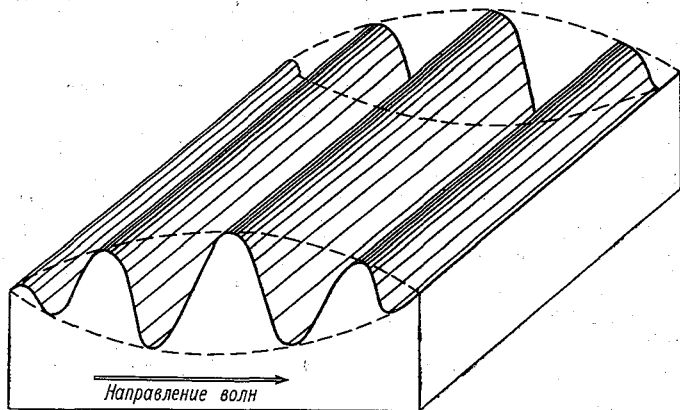


Рис. 7.9. Группа двумерных волн в пространстве.

Огибающая группы волн перемещается вместе с перемещением результирующей волны. Однако скорость ее перемещения, которая определяет скорость перемещения группы волн $c_{гр}$ и называемая групповой скоростью, не совпадает с фазовой скоростью интерферирующих волн c_1 и c_2 .

В случае глубокого моря между этими скоростями существует следующая связь:

$$c_{гр} = \frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2} \quad (7.20)$$

Так как периоды интерферирующих ветровых волн в глубоком море часто близки между собой, можно принять c_1 и c_2 равными их средней скорости c , что дает

$$c_{\text{гр}} \approx \frac{c}{2}. \quad (7.21)$$

Следовательно, для волн глубокого моря можно принять групповую скорость волн равной половине фазовой скорости.

Для волн мелководного моря групповая скорость зависит от отношения глубины моря H к длине волны λ , т. е. от $\alpha = 2\pi \frac{H}{\lambda}$, и определяется формулой

$$c_{\text{гр}} = \frac{c}{2} \left(1 + \frac{2\alpha}{\text{sh } 2\alpha} \right). \quad (7.22)$$

В случае, когда $\frac{H}{\lambda} \rightarrow \infty$, формула (7.22) переходит в (7.21). При малых значениях $\frac{H}{\lambda}$ гиперболический синус аргумента $\text{sh } 2\alpha$ приближается к значению аргумента 2α и групповая скорость стремится к фазовой скорости. Последняя имеет место в случае распространения приливных волн. Групповая скорость непосредственно определяет скорость переноса энергии волн в направлении их распространения и входит в уравнение баланса энергии волн, которое будет рассмотрено ниже.

Энергия волн. Энергия частиц при волнении складывается из кинетической энергии, не меняющейся при их движении по орбите, и потенциальной, которая меняется, так как при движении по орбите меняется высота частиц над спокойным уровнем.

Если бы центр орбиты частицы совпадал с положением частицы в состоянии покоя, как было принято выше, средняя потенциальная энергия за один оборот частицы по орбите была бы равна нулю. Однако в действительности центр орбиты частицы несколько приподнят над положением покоя. Вследствие этого осредненное за период значение потенциальной энергии будет отличаться от нуля и зависеть от величины превышения центров орбит над положением частиц в покое.

Для определения этого превышения возьмем профиль волны, изображенный на рис. 7.10. Для того чтобы найти уровень, соответствующий нулевому значению потенциальной энергии, необходимо провести линию NN' , которая делила бы площадь поперечного сечения волны на две равные части. Как видно на рис. 7.10, эта линия проходит ниже линии OO' , соединяющей центры орбит. Линия NN' соответствует положению частиц в спокойном состоянии, когда потенциальная энергия равна нулю. Следовательно, ордината η определяет отклонение среднего положения частиц при волнении относительно состояния покоя.

Тогда потенциальная энергия частицы, отнесенная к единице массы, будет равна произведению $g\eta$. Среднее превышение частицы

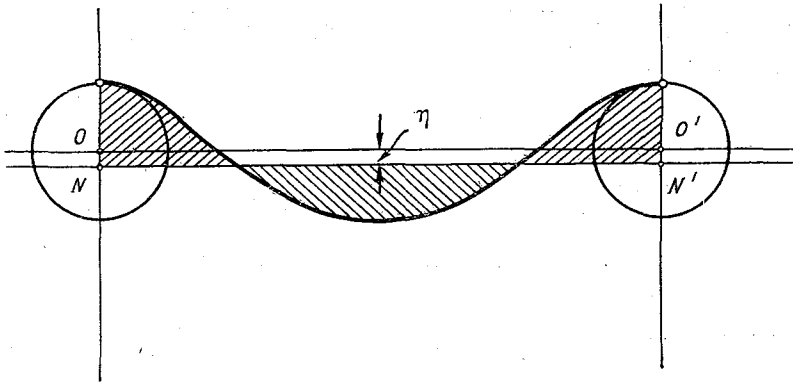


Рис. 7.10. Схема для вычисления потенциальной энергии волн.

η может быть найдено на площади $OO'NN'$, которая равна πr^2 . Так как расстояние OO' равно λ , то

$$\eta = \frac{\pi r^2}{\lambda}.$$

Отсюда потенциальная энергия частицы, имеющей массу, равную единице, $\Delta E_{\text{п}}$ будет равна

$$\Delta E_{\text{п}} = g \frac{\pi r^2}{\lambda}.$$

Найдем теперь кинетическую энергию частицы с единичной массой $\Delta E_{\text{к}}$. Она равна

$$\Delta E_{\text{к}} = \frac{v^2}{2},$$

где v — линейная скорость движения частицы по орбите.

Но $v = \omega r$, где ω — угловая скорость движения частицы по орбите, которая связана с периодом волны выражением $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$.

В свою очередь, из формул (7.1) и (7.13) имеем

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}}.$$

Следовательно, кинетическая энергия частицы с единичной массой будет равна

$$\Delta E_{\text{к}} = \frac{v^2}{2} = \frac{\omega^2 r^2}{2} = \frac{4\pi^2 r^2}{2\tau^2} = \frac{4\pi^2 g r^2}{4\pi\lambda},$$

или после сокращения

$$\Delta E_{\text{к}} = \frac{g\pi r^2}{\lambda}.$$

Таким образом, кинетическая энергия частицы с единичной массой равна потенциальной. Полная энергия равна сумме кинетической и потенциальной энергии, т. е.

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_{\text{п}} = \frac{2g\pi r^2}{\lambda}.$$

Количество энергии, которым обладает столб воды толщиной db с основанием, равным единице, и плотностью ρ , будет

$$dE = \Delta E \rho db = 2g\rho \frac{\pi r^2}{\lambda} db.$$

Для получения полной энергии, заключенной в столбе воды с единичным основанием, т. е. энергии, приходящейся на единицу поверхности волны, необходимо проинтегрировать это выражение по всей толще от нуля до бесконечности

$$E = \int_0^{\infty} 2g\rho \frac{\pi r^2}{\lambda} db,$$

заменяя

$$r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} b},$$

получим

$$E = 2\rho g \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \int_0^{\infty} e^{-\frac{4\pi}{\lambda} b} db = \frac{\rho g r_0^2}{2}.$$

Учитывая, что

$$r_0 = \frac{h_0}{2},$$

найдем энергию, приходящуюся на единицу поверхности волны, принимая, что на поверхности моря высота волны равна h_0 ,

$$E = \frac{1}{8} \rho g h_0^2. \quad (7.23)$$

Это выражение справедливо для двумерной волны, у которой высота волны не меняется вдоль гребня. Для трехмерной волны соотношение будет иным. Если положить, что вдоль гребня волны ее высота меняется по синусоидальному закону, то для трехмерной волны, имеющей максимальную высоту вдоль гребня h_0 , энергия E_3 будет вдвое меньше:

$$E_3 = \frac{1}{16} \rho g h_0^2. \quad (7.24)$$

Волновое течение. Выше было показано, что в глубоком море (при $\frac{H}{\lambda} > \frac{1}{2}$) возникают волны, профиль которых описывается трохойдой, а частицы движутся по замкнутым круговым орбитам.

В действительности, как показывают наблюдения, частицы имеют и поступательное движение, которое называется волновым течением. Оно возникает независимо от того, есть ли ветер или нет его, т. е. обусловлено природой самого явления. Волновое течение не следует смешивать с ветровым течением, возникающим одновременно с волнами под действием касательных напряжений. Теория возникновения волнового течения была разработана академиком В. В. Шулейкиным в 1954 году. Для уяснения этого вопроса рассмотрим движение частиц по их орбитам, считая их круговыми.

На рис. 7.11 представлены орбиты частиц A и B , находящихся на одной вертикали. Расстояние между их центрами равно y . Выше указывалось, что такие частицы при движении по орбитам всегда находятся в одинаковой фазе. Поэтому расстояние между ними η меняется. Когда частицы находятся в верхнем положении — на гребне волны, это расстояние будет наибольшим, в нижнем — на подошве — наименьшим. Так как воду можно считать несжимаемой, то при переходе из верхнего положения (A_1, B_1) в нижнее (A_4, B_4) число частиц, которое может уместиться между двумя рассматриваемыми частицами, должно уменьшаться. Появляются «избыточные» частицы, которые получают поступательное движение, перемещаясь от подветренного склона одной волны к наветренному склону следующей волны, где при переходе из нижнего положения в верхнее наблюдается «недостаток» частиц.

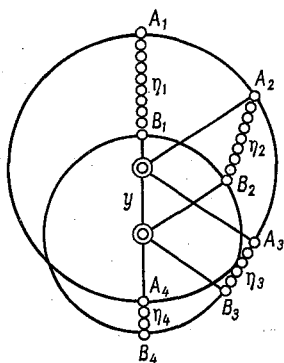


Рис. 7.11. Схема возникновения волнового течения.

Скорость поступательного движения частиц, т. е. скорость волнового течения, за период волны изменяется. Осредненная за период волны скорость волнового течения v_B на поверхности выражается через радиус орбиты частицы на поверхности r_0 , длину волны λ и ее скорость c формулой Стокса

$$v_B = r_0^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 c. \quad (7.25)$$

Так как радиус орбит частиц убывает с глубиной по экспоненциальному закону (7.8), то скорость волнового течения v_{B_z} на глубине z определится формулой

$$v_{B_z} = r_0^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 c e^{-2\pi \frac{z}{\lambda}}$$

С волновым течением связано увеличение фазовой и групповой скорости на величину v_{B_z} .

Оно также изменяет орбитальное движение частиц и вызывает отклонение профиля волны от трохойды.

На рис. 7.12 светлыми кружками показаны фактические орбиты частиц, наблюдаемых Шулейкиным в штормовом бассейне. Как видно, они имеют петлеобразный характер. Но если исключить волновое течение, орбиты частиц оказываются близкими к окружно-

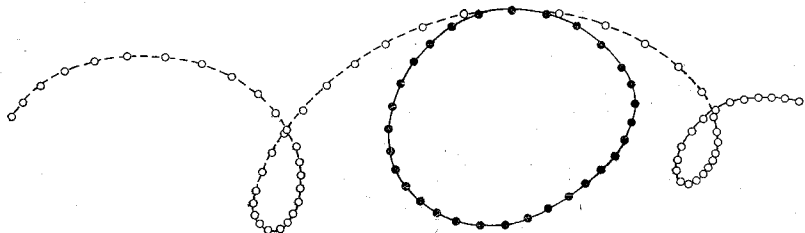


Рис. 7.12. Орбитальные движения частиц по наблюдениям в штормовом бассейне.

стям. Такая орбита показана на том же рисунке черными кружками.

Для характеристики профиля волны при петлеобразном движении можно представить движение частиц по орбите при условии, когда ее центр перемещается в направлении распространения волны со средней скоростью волнового течения. В последнем случае орбитальное движение частиц приобретет характер эллиптического.

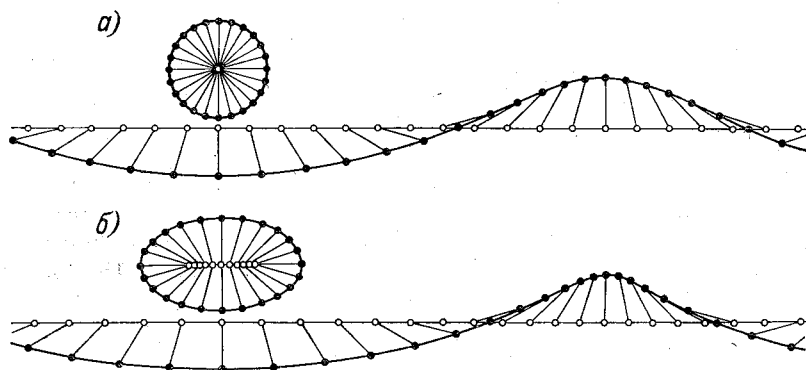


Рис. 7.13. Профили волн при круговом орбитальном движении частиц.
а — трохоидальный, б — эллиптический.

На рис. 7.13 представлены профили волн при круговых орбитах (а) — трохоидальный профиль волны и при эллиптических (б). Как видно на рисунке, профиль волны при наличии волнового течения отличается от трохоиды большим заострением гребня и притупленной впадиной. Уравнения движения частиц при таком профиле можно записать в виде

$$x = R\theta + a \sin \theta,$$

$$z = b \cos \theta,$$

аналогичные уравнениям (7.15). В отличие от последних здесь $R = \frac{\lambda}{2\pi}$, a — большая полуось эллипса, b — малая полуось того же эллипса, характеризующего движение частиц по их орбитам.

§ 36. Физическая картина развития и затухания волн

Рассмотренные выше классические теории морских волн обладают одним существенным недостатком: они не вскрывают процесса развития и затухания волн и механизма передачи энергии от ветра к волне. Между тем решение именно этих вопросов необходимо с целью получения надежных соотношений для расчета элементов волн. Поэтому дальнейшее развитие теории морских волн пошло по пути установления эмпирических, а затем и теоретических связей между ветром и волнением с учетом разнообразия реальных морских ветровых волн и нестационарности явления.

Зарождение ветровых волн. Качественно зарождение волн можно объяснить следующим образом. При начале действия ветра на поверхности моря образуются капиллярные волны (рябь). Они наблюдаются визуально при скорости ветра порядка 0,7 м/с и характеризуются высотой порядка 3—4 мм и длиной 40—50 мм. Их возникновение можно объяснить следующим образом. При действии ветра на неподвижную водную поверхность в приводном слое воздуха создается большой вертикальный градиент скорости ветра. Вследствие этого движение воздуха у самой поверхности воды становится неустойчивым и распадается на отдельные вихри с горизонтальными осями, перпендикулярными к направлению ветра. Вихри создают пульсационный ход давления над водной поверхностью, что и приводит к образованию первичных капиллярных волн. Дальнейшее воздействие ветра приводит к возрастанию амплитуды волны и ее переходу из капиллярной в гравитационную.

Для количественной оценки развития ветровых волн необходимо рассмотреть уравнение баланса энергии волн, выведенное проф. В. М. Маккавеевым в 1937 г. и определяющее в настоящее время физическую сущность развития и затухания волн.

Уравнение баланса энергии волн и методы его решения. Для вывода уравнения баланса энергии ветровых волн глубокого моря примем, что волна является двухмерной, и выделим объем с сечением $ABCD$, расположенным перпендикулярно направлению распространения волн. Ось X направим в сторону распространения волны (по ветру — ω), а ось Z вертикально вверх. Ось Y положим перпендикулярной к плоскости чертежа (рис. 7.14), а расстояние по оси равным единице. Тогда выделенный объем численно будет равен площади сечения $ABCD$, что позволяет перейти от трехмерной задачи к двухмерной.

Положим, что нижняя граница выделенного объема расположена на глубине, на которой волнение отсутствует. Расстояние BC , равное dx , будем считать достаточно малым для изменения средних значений элементов волн. Очевидно, что изменение средней

волновой энергии в выбранном объеме за единицу времени будет

$$\frac{\partial E}{\partial t} dx,$$

где $dx=BC$, а E характеризует среднюю волновую энергию, заключенную в столбе жидкости с единичной площадью основания и высотой, равной высоте выделенного столба. Это же изменение энергии можно подсчитать и другим способом. Через грань AB слева в единицу времени поступает энергия в количестве $E \cdot v_c$, где v_c — скорость переноса энергии, равная групповой скорости волн.

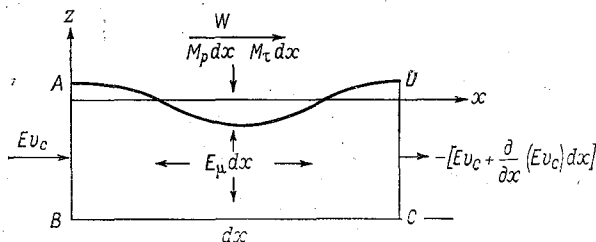


Рис. 7.14. К выводу уравнения баланса энергии волн.

Через грань DC энергия уходит в количестве

$$E v_c + \frac{\partial}{\partial x} (E v_c) dx.$$

Через грань AD в единицу времени поступает энергия от ветра в количестве

$$M_p dx + M_\tau dx,$$

где M_p — количество энергии, передаваемое ветром за счет нормального давления ветра, отнесенное к единице площади; M_τ — то же за счет касательного напряжения.

Наконец, часть энергии в количестве $E_\mu dx$ рассеивается турбулентной вязкостью и переходит в тепло; E_μ — количество рассеиваемой энергии, отнесенное к единице площади.

Таким образом, полное изменение средней энергии в выделенном объеме в единицу времени

$$\begin{aligned} E v_c - \left[E v_c + \frac{\partial}{\partial x} (E v_c) dx \right] + M_p dx + M_\tau dx - E_\mu dx = \\ = \left[- \frac{\partial}{\partial x} (E v_c) + M_p + M_\tau - E_\mu \right] dx. \end{aligned}$$

Приравнявая оба выражения для изменения энергии в единицу времени и сокращая на dx , получим уравнение баланса энергии ветровых волн

$$\frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (E v_c) + M_p + M_\tau - E_\mu.$$

Для установившегося волнения $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$ и, следовательно,

$$\frac{\partial}{\partial x}(Ev_c) = M_p + M_\tau - E_\mu. \quad (7.26)$$

Количество энергии E в столбе жидкости с единичным основанием определяется выведенной ранее формулой

$$E = \frac{g\rho a^2}{2},$$

где a — амплитуда волны.

Скорость переноса энергии, равная групповой скорости, определяется для коротких волн вышеприведенной формулой $v_c = \frac{c}{2}$, где c — фазовая скорость распространения волн.

Уравнение (7.26) связывает между собой неизвестные элементы волны — высоту h и длину λ в любой момент времени t со скоростью ветра, продолжительностью его действия и расстоянием, проходимым волной вдоль оси X и называемым длиной разгона.

Действительно, энергия волны E , как показывают соотношения (7.23) и (7.24), связана с высотой волны. Член $\frac{\partial E}{\partial t}$ характеризует изменение энергии во времени, а следовательно, и изменение высоты волны. Член уравнения $\frac{\partial}{\partial x}(v_c E)$ определяет перенос энергии в направлении распространения волны и связан с расстоянием, проходимым волной вдоль оси X (длиной разгона), с групповой скоростью волны $c_{гр}$, которая определяет скорость переноса волновой энергии, и с высотой волны, с которой связана энергия волны E . Члены уравнения M_p и M_τ определяются не только скоростью действующего ветра, но и зависят от элементов волн. Количество теряемой энергии E_μ также связано с элементами волны.

Так как уравнение (7.26) включает две неизвестные величины h и λ , его решение не может быть осуществлено без дополнительного соотношения, связывающего между собой эти неизвестные. Классические теории дают связь только между длиной волны λ , ее периодом τ и скоростью распространения c , а поэтому не могут быть использованы для установления соотношения между h и λ . Такие соотношения строятся исходя из тех или иных гипотез с учетом экспериментальных данных.

Решение уравнения баланса энергии оказывается более простым для условий установившегося волнения, т. е. когда $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$.

Однако даже и в этом случае возникают существенные трудности. К ним относятся вопросы физического объяснения механизма передачи энергии от ветра к волне (а следовательно, и обоснование методов расчета передаваемой мощности), определение потерь на

турбулентное трение и, наконец, нахождение второго соотношения для установления связей между высотой и длиной волны.

Одни исследователи отводят основную роль в передаче энергии от ветра к волне касательному напряжению ветра F . Например, Маккавеев принимает

$$F = \gamma^2 \rho' \omega^2,$$

где γ — коэффициент трения между воздухом и водой, ρ' — плотность воздуха, ω — скорость ветра.

Исходя из этого, он определяет получаемую волной энергию M_τ как произведение касательного напряжения на орбитальную скорость частиц при волнении и получает следующее соотношение:

$$M_\tau = A \rho' \omega^2 \delta c, \quad (7.27)$$

где A — коэффициент, определяемый опытным путем, $\delta = \frac{h}{\lambda}$ — крутизна волны, c — фазовая скорость волны.

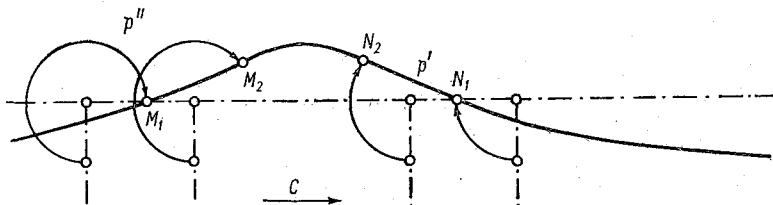


Рис. 7.15. Схема питания волн энергией ветра (по Шулейкину).

Другие исследователи считают, что передача энергии от ветра к волне осуществляется вследствие разности давлений на наветренный и подветренный склоны волны. Этой точки зрения придерживается и академик В. В. Шулейкин.

Для объяснения механизма передачи энергии ветра волне Шулейкин рассматривает орбитальное движение частиц воды на поверхности моря (рис. 7.15). Волна здесь движется слева направо. Частицы M_1 и M_2 , находящиеся на наветренном склоне волны и движущиеся по нисходящей части орбиты, испытывают давление, совпадающее с направлением движения и ускоряющее его. Парные им частицы N_1 и N_2 , находящиеся на подветренном склоне и движущиеся по восходящей части орбиты, испытывают тормозящее действие давления. Однако благодаря несимметричности давления относительно профиля волны, разность давлений за время оборота частицы оказывается положительной, что и вызывает раскачку частиц на орбите, т. е. увеличение их энергии, следовательно, и рост высоты волны.

Если обозначить давление на единицу поверхности на наветренном склоне через p'' , на подветренном через p' , а смещение частиц по вертикали через dz , то прирост энергии на единицу поверхности волны будет:

$$(p'' - p') dz.$$

Полный прирост энергии частиц E при перемещении поверхности воды от подошвы до гребня и обратно (по всей высоте волны h), т. е. за период волны, выразится интегралом

$$E = \int_0^h (p'' - p') dz,$$

а осредненная мощность M_p , передаваемая ветром волне, в расчете на единицу поверхности моря будет

$$M_p = \frac{1}{\tau} \int_0^h (p'' - p') dz. \quad (7.28)$$

Разность давлений, как показали опыты в аэродинамической трубе, зависит от крутизны волны и относительной скорости ветра ($w - c$). По результатам продувок моделей волн и непосредственным определениям энергии, передаваемой ветром волне, по наблюдениям в штормовом бассейне, формула (7.28) может быть приведена к виду

$$M_p = Ah (w - c)^2, \quad (7.29)$$

где A — эмпирический коэффициент.

Расчеты по этой формуле дали следующие результаты: при скорости ветра 8 м/с мощность оказалась равной 0,051 Вт/м², при 10 — 0,120, при 12 — 0,60 и при 17 — 1,2 Вт/м². Однако экспериментальные данные дали несколько другие результаты. Здесь характерно совпадение расчетных и экспериментальных данных при малых скоростях ветра (до 10 м/с) и существенные различия при больших скоростях. Пытаясь установить причину такого различия, В. В. Шулейкин (на основе экспериментов над моделями волн в аэродинамической трубе) пришел к выводу, что оно объясняется наличием на поверхности основных волн, волн более мелких: второго, третьего и более высокого порядка.

Существенным является вопрос об определении мощности, принимаемой вследствие турбулентности, возникающей при волнении.

В. В. Шулейкин, привлекая выводы С. В. Доброклонского, дает формулу для расчета потери энергии на турбулентное трение в виде

$$E_{\mu} = 0,07 \rho g \frac{r_{\infty}^4}{R_{\infty}^2 \tau_{\infty}},$$

где r_{∞} — радиус орбиты частицы для установившегося волнения, τ_{∞} — период установившихся волн, $R_{\infty} = \frac{\lambda_{\infty}}{2\pi}$, где λ_{∞} — длина установившихся волн.

По Ю. М. Крылову,

$$E_{\mu} = b \pi^3 \rho \delta^3 c^3 \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{w}{20} \right) \right]^3,$$

где b — безразмерный эмпирический коэффициент, ρ — плотность воды, δ — крутизна волны, c — скорость их распространения, ω — скорость ветра.

Не менее сложный при решении уравнения баланса энергии ветровых волн это вопрос об установлении связей между длиной и высотой волны, необходимых для получения второго уравнения.

Большинство авторов решает этот вопрос на основе обработки результатов наблюдений над ветровым волнением. Естественно, при этом получаются различные выводы, так как реальные волны (о чем будет сказано ниже) отличаются большим разнообразием и не являются двухмерными. Первое теоретическое решение было получено В. В. Шулейкиным, который, используя теорему о моменте количества движения к частицам воды, перемещающимся при волнении по орбитам в форме окружности, разработал теорию нарастания длин волн под действием ветра. Это позволило ему найти второе уравнение в виде

$$\frac{h}{h_0} = 0,278 \frac{\lambda}{\lambda_0} + 0,722 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{1/3},$$

где h_0 и λ_0 — высота и длина волн в начале волнообразования, когда их крутизна наибольшая.

При установившемся волнении должно существовать равенство между мощностью, передаваемой от ветра к волне и теряемой на турбулентное трение. Такое равенство, по выводам В. В. Шулейкина, наступает тогда, когда скорость волны c достигает 0,82 скорости ветра ω , т. е. когда $\beta = \frac{c}{\omega} = 0,82$. Исходя из равенств указанных мощностей, с учетом полученного соотношения, связывающего высоту и длину волн, он приходит к уравнению, которое в безразмерной форме имеет вид

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tilde{t}} = 1 - \eta - \eta^{1/2} \frac{\partial \eta}{\partial \zeta}, \quad (7.30)$$

где η — безразмерная высота волн, $\eta = \frac{h}{h_\infty}$; \tilde{t} — безразмерное

время роста волн, $\tilde{t} = \frac{t}{\tau_\infty}$; ζ — безразмерное расстояние (длина

разгона), $\zeta = \frac{x}{\omega \tau_\infty}$, где x — расстояние в километрах, ω — скорость ветра в метрах в секунду. Индекс ∞ характеризует элементы полностью развитого волнения.

Выведенное В. В. Шулейкиным дифференциальное уравнение (7.30) легло в основу предложенного им метода расчета элементов волн, рассматриваемого ниже.

Установлено, что при развитии волн нарастание длины волны в отличие от нарастания их высоты происходит неравномерно: вначале рост идет довольно быстро, а затем замедляется. Наибольшей

крутизны волны достигают при $\beta \cong 0,27$. Однако на протяжении всего этапа развития волн их длина растет быстрее высоты, что приводит к уменьшению крутизны волны.

Теоретические выводы и наблюдения показывают, что устойчивые волны могут наблюдаться только до вполне определенных значений крутизны волны. Затем волна становится неустойчивой, и ее гребень разрушается. Теоретически предельное отношение высоты волны к ее длине равно $\frac{1}{7}$. Наблюдения дают близкие значения

(порядка $\frac{1}{10}$). Рассмотренные вопросы развития волн позволяют описать лишь основные черты этого явления. Действительная картина значительно сложнее. Прежде всего необходимо напомнить, что воздушный поток, действующий на поверхность моря, неоднороден по своей структуре. Скорость и направление ветра в различных точках поверхности моря неодинаковы и не остаются неизменными во времени. Поэтому под воздействием ветра создается сложная система волн различной высоты и длины. В силу этого они не могут распространяться как параллельные гряды, т. е. иметь характер двумерных волн, а разбиваются на холмы и впадины, располагающиеся примерно в шахматном порядке, т. е. принимают характер трехмерных волн.

Разнообразие скоростей распространения волн приводит к тому, что одни волны нагоняют другие, сливаются с ними, т. е. происходит интерференция. В результате создаются группы волн.

Наличие поступательного движения частиц (волнового течения) приводит к увеличению крутизны волны и к срезанию ее вершины (образованию барашков). Вследствие этого волны не достигают тех предельных значений, которые имели бы место при движении частиц по замкнутым орбитам.

Срезание вершин обуславливает удары волн о корабль. Этот эффект еще усиливается тем, что на поверхности основных гравитационных волн возникают волны высших порядков, увеличивающие срыв гребней.

Волны в циклонах. Наблюдаемое на поверхности моря значительное и сильное волнение в подавляющем большинстве случаев связано с циклонами. При перемещении циклонов вместе с ними смещается и поле волн.

Рассмотрим систему волнового поля в перемещающемся циклоне по Л. Ф. Титову.

Положим, что циклон перемещается в северном полушарии из точки M в точку M_1 , M_2 , а затем в точку M_3 (рис. 7.16). В южной части циклона дуют юго-западные ветры, в восточной — юго-восточные, в северной — северо-восточные и в западной — северо-западные.

Северо-восточные ветры, дующие в северной части циклона, не смогут создать очень сильного ветрового волнения при перемещении циклона на юго-восток (от точки M к M_1), так как возникшие волны будут распространяться на юго-запад и вскоре окажутся вне

действия того ветра, который их возбудил. Поэтому они будут превращаться по мере удаления циклона к юго-востоку в относительно слабую зыбь, распространяющуюся от северо-востока. Больше всего способствуют росту и распространению ветрового волнения на участке движения циклона MM_1 северо-западные ветры, дующие в западной части циклона. Направление этих ветров совпадает с направлением перемещения самого циклона. Поэтому по мере продвижения его на юго-восток северо-западные ветры будут неизменно влиять на рост волн.

Таким образом, наиболее благоприятные условия для развития волнения создаются в западной части циклона, а наименее благоприятные — в северной его половине. Здесь будут появляться отно-

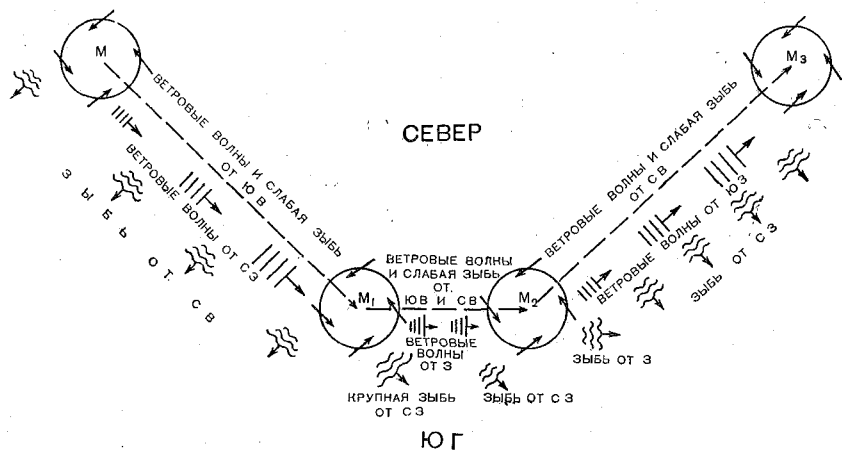


Рис. 7.16. Распространение ветровых волн и зыби в перемещающемся циклоне.

сительно слабое ветровое волнение и такая же слабая зыбь.

Когда циклон повернет к востоку (от точки M_1 к M_2) северо-западные ветры будут в меньшей степени способствовать росту волн. Ветровое волнение от северо-запада, достигшее при движении циклона к юго-востоку значительного развития, после поворота последнего к западу, распространяясь прямолинейно, будет превращаться в крупную зыбь. На участке движения циклона к востоку зыбь по-прежнему будет распространяться с северо-запада. Однако она уже не будет столь крупной, так как северо-западные ветры не будут возбуждать такого сильного ветрового волнения, как это наблюдалось при перемещении циклона на юго-восток.

При перемещении циклона на северо-восток (от точки M_2 к M_3) ветровые волны будут наиболее интенсивно расти под влиянием юго-западных ветров. Ветровые волны, вызванные северо-западными ветрами, будут быстро выходить из-под действия ветра и превращаться в зыбь. Однако эта зыбь не будет такой крупной, как та, которая была порождена северо-западными ветрами на первом от-

резке пути циклона, когда эти ветры могли длительно и на большом расстоянии вызывать рост ветровых волн. Сильное действие северо-западных ветров на развитие волн объясняется также и тем, что возникновение этих ветров в циклонах северного полушария обусловлено прохождением холодного фронта. Обычно это вызывает резкое усиление ветра от северо-запада, появление шквалов, что в совокупности благоприятствует росту волн.

Если циклон достаточно глубок, а следовательно, и сила ветра достигает значительной величины, то при перемещении такого циклона в течение достаточно долгого времени над большими водными пространствами скорость волн в передней его части может превзойти скорость перемещения самого циклона. В этом случае появившаяся зыбь при ее усилении будет являться предвестником приближения циклона.

Часто бывает и так, что сильный ветер, развивший ветровое волнение, стихает. Тогда эти ветровые волны превращаются в волны зыби. Однако спустя некоторое время ветер вновь усиливается; тогда при наличии зыби развитие нового ветрового волнения протекает гораздо быстрее и нужно значительно меньше времени, чтобы вновь появившийся ветер породил сильное ветровое волнение.

Такое явление особенно часто наблюдается в тех областях океанов и морей, где штормы следуют в быстрой последовательности один за другим. Тогда море не успевает успокоиться, и каждый следующий шторм быстро разводит сильное волнение. Такие условия наблюдаются, например, в северной части Атлантического океана, в северной части Тихого океана, в таких морях, как Баренцево, Охотское и особенно часто в южных частях Атлантического, Индийского и Тихого океанов, где штормы идут в частой последовательности и достигают огромной силы.

Зыбь при своем распространении от циклона затухает, причем ее длина, а следовательно, и скорость распространения, изменяются. В. В. Шулейкину удалось установить, что существует вполне определенное значение устойчивой длины волны $\lambda_{уст}$, зависящее от скорости ветра w , создавшего зыбь

$$w = 8 \ 10 \ 13 \ 17 \text{ м/с.}$$

$$\lambda_{уст} = 27 \ 46 \ 36 \ 120 \text{ м.}$$

Поэтому, если начальная длина зыби была меньше $\lambda_{уст}$, она увеличивается, а если больше — уменьшается.

Образование устойчивой зыби можно объяснить следующим образом. При движении зыби испытывает тормозящее действие воздуха, которое пропорционально скорости ее перемещения. Из-за этого скорость, а следовательно, и длина волны зыби должны уменьшаться. С другой стороны, при движении зыби в безвоздушном пространстве ее скорость оставалась бы неизменной, а длина волны увеличивалась за счет уменьшения высоты волны (оседания волн). Борьба этих двух противоположных процессов и приводит к тому, что неизбежно должна установиться такая скорость зыби, а следовательно, и такая длина волны, при которой оба воздействующих

процесса уравниваются. В последующем зыбь, достигнув устойчивой длины, затухает вследствие действия сил внутреннего трения.

Наряду с зыбью от циклона распространяются волны значительно большей длины и периода, но очень малой высоты и поэтому не наблюдаемые визуально. Период таких волн, названных предвестниками зыби, достигает 1—2 мин, а скорость распространения 10 000—15 000 миль в сутки. Наблюдения над предвестниками зыби у побережья позволяют, при благоприятных условиях, определять положение циклонов в океане.

С циклонами связаны также пульсации давления у дна, возбуждающие его колебания. Распространяясь по дну и суше, эти колебания регистрируются сейсмическими станциями в виде так называемых микросейсм. По времени прихода микросейсм в различные пункты можно определить местонахождение циклона. Возникновение микросейсм связано с возникновением стоячих волн (толчей) в центре циклона, пульсирующими ударами воздушного потока о поверхность воды, которые бывают особенно резкими при прохождении холодных фронтов, а также с другими причинами, способными создавать пульсацию давления у дна.

Волны в циклонах определяют и решение такой важной практической задачи, как выбор оптимальных курсов плавания судов в океане. В настоящее время как в нашей стране, так и за рубежом, основным критерием является потеря скорости хода на волне с учетом безопасности плавания. В климатическом аспекте выбор пути осуществляется по специальным пособиям типа «Океанские пути мира» (Издание УГС ВМФ, 1962), «Атласы гидрометеорологических условий плавания судов морского флота» (Издания УГС ВМФ, 1966, 1968) и другим. При необходимости решения задачи в конкретных синоптических условиях руководствуются указаниями специальных прогностических групп по обслуживанию судов рекомендуемыми курсами, создаваемых в крупных прогностических центрах. При отсутствии связи с такими центрами могут быть произведены расчеты непосредственно на корабле по факсимильным прогностическим картам полей волнения и ветра. Методы расчета даются в специальных пособиях, как например «Рекомендуемые курсы плавания судов в океане» (З. К. Абузьяров и К. М. Сиротов, Гидрометеиздат, Л., 1970).

§ 37. Разнообразие ветровых волн

Как отмечено выше, реальные ветровые волны обладают весьма большим разнообразием. Каждая последующая волна отличается от предыдущей. Поэтому исследование разнообразия волн является весьма существенной задачей. Наиболее плодотворным при ее решении оказался подход с позиций теории вероятностей. При таком подходе волнение рассматривается как случайный процесс, к которому приложимы законы этой теории.

Основной задачей в данном случае является решение вопроса об определении основных характеристик случайного процесса, к которым в первую очередь относятся закон распределения, плотность распределения (повторяемость) и функция распределения (обеспеченность).

Многие исследователи принимают, что закон распределения элементов волн является нормальным. К сожалению, это положение не может считаться полностью доказанным, так как в значительном числе случаев он оказывается ближе к релеевскому. Поэтому при решении прикладных задач, связанных с учетом волнения, не следует об этом забывать. Ниже рассматриваются характеристики элементов волн, полученные при условии, что закон распределения волн близок к нормальному.

Функции распределения элементов ветровых волн были вначале получены эмпирически А. П. Морозовым, Я. Г. Виленским, Б. Х. Глуховским и др., а затем были обоснованы теоретически Ю. М. Крыловым.

При изучении статистических характеристик ветрового волнения рассматривают два вида функций распределения элементов волн. Одни функции описывают разнообразие элементов волн при определенной силе волнения. Их называют функциями распределения при квазистационарном волнении, или просто функциями распределения. Другие характеризуют разнообразие элементов волн в заданном районе моря за длительные промежутки времени, исчисляемые годами. Такие функции называют режимными функциями распределения. Режимные функции изучены значительно слабее, чем функции распределения.

Функции распределения высот волн в точке. Вследствие трехмерного характера ветрового волнения высота волн вдоль гребня изменяется. Наибольшую высоту волны вдоль гребня называют высотой трехмерной волны или просто высотой волны. Если производить регистрацию волн прибором, установленным в определенной точке моря, то очевидно, что через такую точку гребень волны может проходить различными участками. Поэтому записанная прибором совокупность высот волн не будет совпадать с совокупностью высот трехмерных волн.

Высоты волн, регистрируемые прибором, находящимся в определенной точке моря, называют высотами волн в точке. Если бы волны были двухмерными, никакого различия между высотой волны, зарегистрированной в точке или определенной другим методом (например, методом стереофотосъемки волн), не было бы, так как высота волны в этом случае остается неизменной вдоль гребня волны.

Наблюдения и теоретические исследования совокупности высот волн в точке показывают, что для случая установившегося волнения их распределение близко к двумерному нормальному закону распределения случайных величин — закону Гаусса и не зависит от силы (степени) волнения.

Плотность вероятности высот волн в точке $f(h)$, называемая в океанографии повторяемостью, может быть представлена в следующем виде:

$$f(h) = \frac{h}{\sigma^2} e^{-\frac{h^2}{2\sigma^2}}, \quad (7.31)$$

где σ^2 — среднее квадратическое отклонение высот волн.

Обозначая $\frac{1}{2\sigma^2}$ через k^2 , получим

$$f(h) = 2k^2 h e^{-k^2 h^2}. \quad (7.32)$$

Величина k^2 может быть выражена через среднюю высоту волны \bar{h} (математическое ожидание) на основе известного из теории вероятности соотношения

$$\bar{h} = \int_0^{\infty} h f(h) dh.$$

После подстановки $f(h)$ из (7.32) и интегрирования получим

$$\bar{h} = \frac{\sqrt{\pi}}{2k},$$

откуда

$$k^2 = \frac{\pi}{4\bar{h}^2}.$$

Подставляя найденное значение k^2 в (7.32), получим функцию повторяемости высот волн в точке, выраженную через среднюю высоту волны

$$f(h) = \frac{\pi}{2\bar{h}} \frac{h}{\bar{h}} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{h}{\bar{h}} \right)^2 \right]. \quad (7.33)$$

Функция распределения высот волн в точке, называемая функцией обеспеченности $F(h)$, является интегральной по отношению к функции повторяемости и определяется из соотношения

$$F(h) = \int_0^{\infty} f(h) dh.$$

После подстановки $f(h)$ из (7.33) и интегрирования получим

$$F(h) = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{h}{\bar{h}} \right)^2 \right]. \quad (7.33')$$

Выражение (7.33') определяет безразмерную функцию распределения высот волн в точке, отнесенных к средней высоте. Она представлена на рис. 7.17 кривой 1. По оси абсцисс отложена

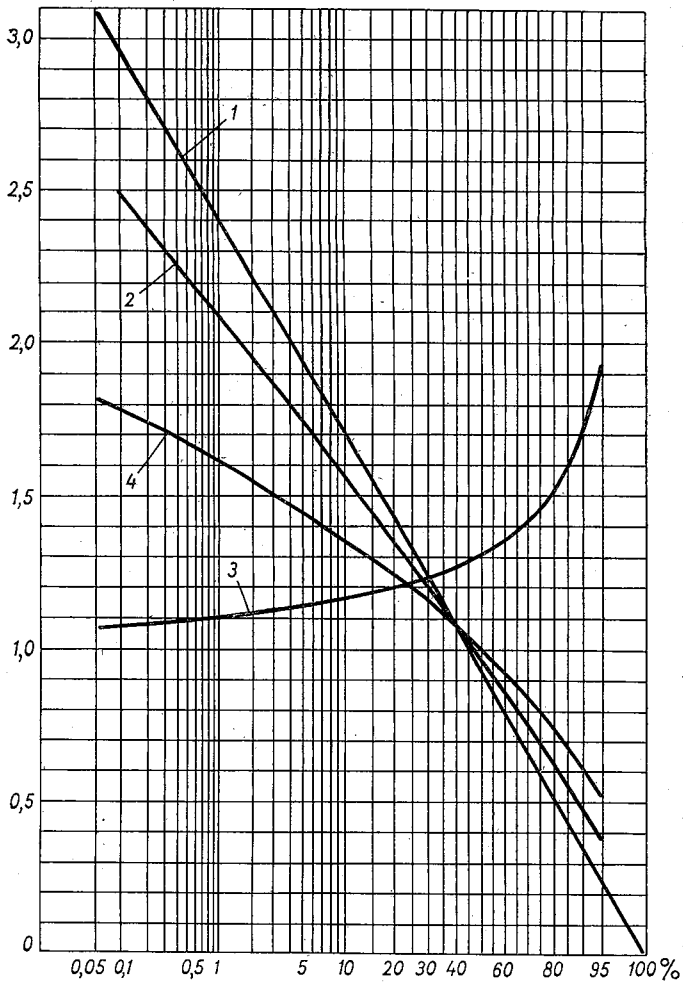


Рис. 7.17. Безразмерные функции распределения элементов волн в глубоком море.

1 — функция обеспечения высот волн в точке, отнесенных к их средней высоте; 2 — функция обеспечения высот трехмерных волн, отнесенных к их средней высоте; 3 — коэффициент перехода от высоты волн в точке заданной обеспеченности к высоте трехмерных волн той же обеспеченности; 4 — функция обеспечения периодов, отнесенных к их среднему значению.

обеспеченность относительных высот волн, а по оси ординат само отношение $\frac{h}{\bar{h}}$.

Из (7.33') легко можно получить относительную высоту волн, выраженную через их обеспеченность

$$\frac{h}{\bar{h}} = \sqrt{-\frac{4}{\pi} \ln F(h)}.$$

Переходя от натуральных логарифмов к десятичным и подставляя вместо л его численное значение, получим

$$\frac{h}{\bar{h}} = 1,712 \sqrt{-\lg F(h)}. \quad (7.34)$$

Задаваясь обеспеченностью $F(h)$, легко определить и безразмерную высоту волны в точке $\frac{h}{\bar{h}}$ данной обеспеченности по (7.34) или кривой 1 рис. 7.17.

Для определения обеспеченности абсолютной высоты волны из конкретной совокупности волн необходимо предварительно вычислить среднее значение высот волн этой совокупности; тогда, определив по кривой 1 рис. 7.17 или (7.34) безразмерную высоту волны заданной обеспеченности и умножив ее на среднюю высоту данной совокупности волн, получим искомую абсолютную высоту.

Функция распределения высот трехмерных волн. Распределение высот трехмерных волн, так же как и высот волн в точках, подчиняется нормальному закону распределения случайных величин Гаусса. Однако в данном случае необходимо исходить не из двухмерного, а трехмерного закона распределения. Вследствие этого аналитическое выражение функции обеспеченности оказывается более сложным.

Повторяемость (плотность вероятности) высот трехмерных волн определяется следующим выражением:

$$\bar{h}f(h) = \frac{32}{\pi^2} \left(\frac{h}{\bar{h}}\right)^2 \exp\left[-\frac{4}{\pi} \left(\frac{h}{\bar{h}}\right)^2\right].$$

Интегральная функция распределения высот трехмерных волн (функция обеспеченности)

$$F(h) = 1 + \frac{4}{\pi} \frac{h}{\bar{h}} \exp\left[-\frac{4}{\pi} \left(\frac{h}{\bar{h}}\right)^2\right] + \operatorname{erf}\left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{h}{\bar{h}}\right),$$

где интеграл Фурье $\operatorname{erf}\left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{h}{\bar{h}}\right) = \operatorname{erf}(x)$ определяется соотноше-

нием

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt.$$

Функция обеспеченности высот трехмерных волн, отнесенных к их средней высоте, представлена на рис. 7.17 кривой 2.

Статистическая связь между высотами трехмерных волн и высотами волн в точке. Статистическая связь между высотами трехмерных волн любой обеспеченности — $(h_T)_F$ и высотами волн в точке h_F той же обеспеченности устанавливается на основе сопоставления законов распределения h_T и h и дает следующие результаты, представленные в нижеследующей таблице

$F\%$	0,1	1	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	95
$\frac{(h_T)_F}{h_F}$	1,07	1,10	1,14	1,18	1,20	1,23	1,27	1,30	1,34	1,42	1,51	1,73	1,98

Сравнение средних высот трехмерных волн \bar{h}_T и высот волн в точке \bar{h} показало, что их отношение $\frac{\bar{h}_T}{\bar{h}} = \frac{4}{\pi} \approx 1,27$.

На основе этого отношения и законов распределения высот волн в точке и трехмерных волн удалось установить связь между высотами волн в точке и трехмерных волн любой обеспеченности.

Коэффициент перехода от высоты волны в точке к высотам трехмерных волн той же обеспеченности представлен на рис. 7.17 кривой 3. Следовательно, если известны высота волны в точке и ее обеспеченность, для получения высоты трехмерной волны той же обеспеченности необходимо снять значение переходного коэффициента по кривой 3 и умножить его на высоту волны в точке.

Из хода кривой 3 видно, что с уменьшением обеспеченности отношение $\frac{h}{\bar{h}}$ уменьшается, и, когда обеспеченность стремится к нулю, это отношение стремится к единице. При обеспеченности 1% оно равно 1.1. Следовательно, при непрерывной регистрации более ста высот волн в точке максимальная высота будет отличаться от измеренной не более чем на 10%. Это позволяет обосновать применимость метода регистрации волн в точке для измерения максимальных высот трехмерных волн.

Функции распределения длин волн и длин гребней. Безразмерная функция обеспеченности длин волн и длин гребней полностью совпадает с безразмерной функцией обеспеченности высот волн в точке. Поэтому если в выражение (7.33) или (7.34) подставить вместо $\frac{h}{\bar{h}}$ отношение длин волн $\frac{\lambda}{\bar{\lambda}}$ или длин гребней $\frac{L}{\bar{L}}$, получим

искомые функции:

$$F(\lambda) = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\bar{\lambda}} \right)^2 \right],$$

$$F(L) = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{L}{\bar{L}} \right)^2 \right], \quad (7.35)$$

или

$$\frac{\lambda}{\bar{\lambda}} = 1,712 \sqrt{-\lg F(\lambda)},$$

$$\frac{L}{\bar{L}} = 1,712 \sqrt{-\lg F(L)}.$$

Для трехмерных волн связь между средней длиной волны и средней длиной гребня определяется простым соотношением $\bar{L} = 2\bar{\lambda}$.

Функции распределения периодов волн и скорости их распространения. Функция распределения (обеспеченности) периодов волн определяется по функции распределения длин волн с учетом связи между периодом и длиной волны

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g}} \quad \text{и} \quad \lambda = \frac{g\tau^2}{2\pi}. \quad (7.36)$$

На основе известного из теории вероятности правила, гласящего, что если $f(x)$ — функция плотности вероятности случайной величины ϵ , связанной посредством функции $x = \varphi(y)$ с другой случайной величиной η , то интегральная функция распределения последней определяется формулой

$$F(y) = \int_{\varphi(y)}^{\infty} f(x) dx. \quad (7.37)$$

Для нашего случая

$$F(\tau) = - \int_{\frac{g\tau^2}{2\pi}}^{\infty} \frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{\bar{\lambda}} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\bar{\lambda}} \right)^2 \right] d\lambda = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{\tau}{\tau_*} \right)^2 \right],$$

где

$$\tau_* = \sqrt{\frac{2\pi\bar{\lambda}}{g}}.$$

После замены τ_* через средний период $\bar{\tau}$ на основе соотношения

$$\bar{\tau} = \int_0^{\infty} f(\tau) \tau d\tau = \pi \int_0^{\infty} \left(\frac{\tau}{\tau_*} \right)^4 \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{\tau}{\tau_*} \right)^2 \right] d\tau$$

получаем функцию распределения (обеспеченности) периодов волн в виде

$$F(\tau) = \exp \left[-\Gamma^4 \left(\frac{5}{4} \right) \left(\frac{\tau}{\tau} \right)^4 \right]^1,$$

где

$$\Gamma(x+1) = \int_0^{\infty} e^{-tx} dt$$

— гамма-функция.

Величина $\Gamma\left(\frac{5}{4}\right) \approx 0,9064$. Подставляя ее значение и производя логарифмирование, найдем

$$\frac{\tau}{\tau} = 1,36 \sqrt[4]{-\lg F(\tau)},$$

или

$$F(\tau) = \exp \left[-0,9064 \left(\frac{\tau}{\tau} \right)^4 \right].$$

Учитывая, что скорость распространения волн c пропорциональна периоду волн, т. е.

$$c = \frac{g\tau}{2\pi},$$

получаем аналогичное выражение для функции распределения скорости распространения волн, представленное на рис. 7.17 кривой 4

$$\frac{c}{c} = 1,36 \sqrt[4]{-\lg F(c)},$$

или

$$F(c) = \exp \left[-0,9064 \left(\frac{c}{c} \right)^4 \right].$$

Функции распределения элементов волн мелкого моря. Из функций распределения элементов волн мелкого моря наиболее исследованы функции распределения высот волн. На рис. 7.18 приведены функции распределения (обеспеченности) высот волн заданной обеспеченности относительно средней высоты волны на мелководье при различных значениях отношения средней высоты волны \bar{h} к глубине моря H . Кривая $\frac{\bar{h}}{H} = 0$ относится к глубокому морю. Аналитическое выражение безразмерных функций распределения

¹ По последним данным показатель степени при $\frac{\tau}{\tau}$ может быть меньше 4.

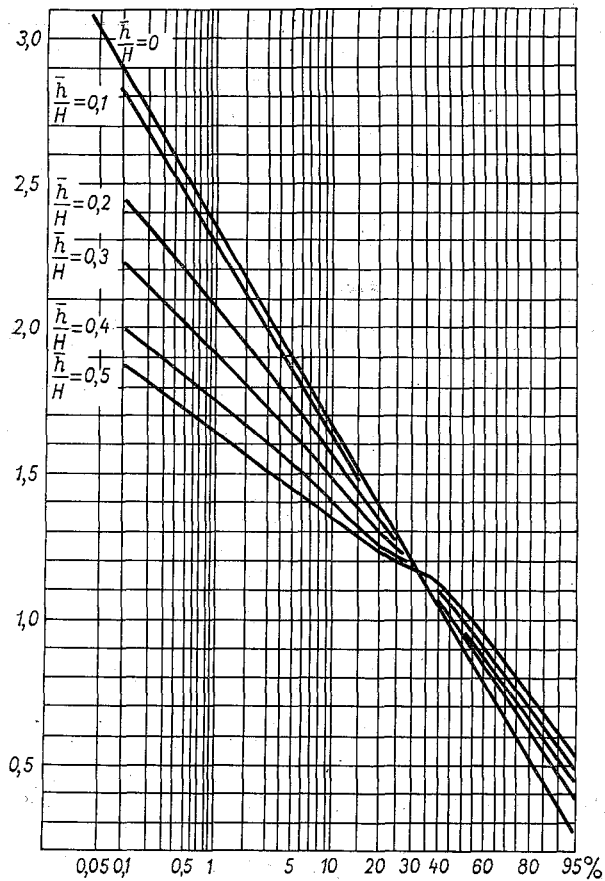


Рис. 7.18. Функция обеспеченности высот волн, отнесенных к средней высоте волны на мелководье, при различных значениях отношения средней высоты волны \bar{h} к глубине места H .

высот волн в точке, по Б. Х. Глуховскому, имеет вид

$$F(h) = \exp \left[- \frac{\pi}{4 \left(1 + \frac{h^*}{\sqrt{2\pi}} \right)} \left(\frac{h}{\bar{h}} \right)^{\frac{2}{1-h^*}} \right],$$

где $h^* = \frac{\bar{h}}{H}$

или

$$\frac{h}{\bar{h}} = \left[-2,932 (1 + 0,4h^*) \lg F(h) \right]^{\frac{1-h^*}{2}}.$$

Функции распределения периодов видимых волн в мелком море аналогичны таковым для глубокого моря. Функция распределения длин волн мелкого моря определяется по функции распределения периодов и связи между периодом и длиной волны мелкого моря

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g} \operatorname{cth} \frac{2\pi H}{\lambda}}$$

После преобразований получаем

$$F(\lambda) = \exp \left[-\Gamma^4 \left(\frac{5}{4} \right) \left(\frac{\lambda}{\bar{\lambda}_*} \right)^2 \operatorname{cth}^2 \frac{2\pi H}{\lambda} \right],$$

где

$$\bar{\lambda}_* = \frac{g\tau^2}{2\pi}$$

Для вывода безразмерного отношения $\frac{\lambda}{\lambda_{50\%}}$ определяем вначале $\bar{\lambda}_*$ через $\lambda_{50\%}$. Полагая в формуле $F(\lambda) = 0,5$, получаем

$$(\bar{\lambda}_*)^2 = \frac{\Gamma^4 \left(\frac{5}{4} \right)}{\ln 2} \lambda_{50\%}^2 \operatorname{cth}^2 \frac{2\pi H}{\lambda_{50\%}}$$

Подставляя $\bar{\lambda}_*$ в $F(\lambda)$, получим

$$F(\lambda) = \exp \left[-\ln 2 \frac{\operatorname{th}^2 \alpha \left(\frac{\lambda}{\lambda_{50\%}} \right)^2}{\operatorname{th}^2 \left(\frac{\alpha}{\lambda/\lambda_{50\%}} \right)} \right],$$

или

$$\ln F(\lambda) = -\ln 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{50\%}} \right)^2 \frac{\operatorname{th}^2 \alpha}{\operatorname{th}^2 \left(\frac{\alpha}{\lambda/\lambda_{50\%}} \right)},$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi H}{\lambda_{50\%}}$$

при $\alpha \rightarrow \infty$ $\ln F(\lambda) = -\ln 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{50\%}} \right)^2$ — глубокое море,

при $\alpha \rightarrow 0$ $\ln F(\lambda) = -\ln 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{50\%}} \right)^4$ — распределение

периодов (у берега).

Приведенные функции распределения элементов волн позволяют по рассчитанному (измеренному) значению элемента волны данной обеспеченности получить значение того же элемента любой обеспеченности и тем самым составить полную картину волнения (его спектр). Установленные зависимости между высотой волн в точке (двухмерной волны) и высотой трехмерных волн позволяют свести задачу расчета (прогноза) волнения к плоской (двухмерной) задаче.

§ 38. Основы спектральной теории ветровых волн

Спектральная теория морских волн относительно молода и далеко не завершена. В ней сделаны еще только первые шаги, которые тем не менее уже находят свое приложение к решению таких практических задач, как предсказание морского ветрового волнения, определение воздействия волн на корабль и др.

Спектральная теория изучает процесс ветрового волнения, используя современные достижения теории случайных процессов и, в частности, спектральное представление таких процессов с учетом гидродинамики и энергетики волн. В ней рассматривается реальная взволнованная поверхность как сумма большого числа плоских синусоидальных волн с различными амплитудами, частотами, направлениями распространения и случайными фазами.

Предполагается, что каждая элементарная волна обладает определенной энергией, приходящейся на единицу поверхности и зависящей от частоты (периода) волны. Количество энергии, приходящееся на элементарные волны с частотами от μ до $\mu + d\mu$, можно записать в виде $e(\mu) d\mu$. Энергия волн, как следует из соотношения (7.23), связана с высотой волны. Эта связь может быть записана в виде

$$a = \frac{h}{2} = \sqrt{\frac{2E}{g\rho}},$$

где a — амплитуда волны, ρ — плотность воды.

Подставляя вместо энергии элементарной волны E ее значение

$$e(\mu) d\mu, \text{ получим } a = \sqrt{\frac{2e(\mu)}{gs}} \cdot \sqrt{d\mu}.$$

Обозначив $\sqrt{\frac{2e(\mu)}{gs}}$ через $A(\mu)$, можно записать

$$a = A(\mu) \sqrt{d\mu}. \quad (7.38)$$

Квадрат амплитуды элементарной волны

$$a^2 = A^2(\mu) d\mu. \quad (7.39)$$

Функция $A^2(\mu)$, характеризующая распределение энергии волн по их частотам, называется частотным энергетическим

спектром волн. Как следует из (7.39), размерность спектра $A^2(\mu)$ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$. После умножения на $d\mu$ произведение $A^2(\mu)d\mu$ (7.39) имеет размерность см^2 , а квадратный корень из него (7.38) дает амплитуду элементарной волны с частотой μ .

Суммарная энергия реальной волны $E_{\text{сум}}$, очевидно, будет определяться интегралом (суммой) энергий элементарных волн во всем диапазоне частот от 0 до ∞ , т. е. интегралом вида

$$E_{\text{сум}} = \int_0^{\infty} A^2(\mu) d\mu. \quad (7.40)$$

Энергетический спектр различен для различных конкретных систем волн, так как последние зависят от силы (скорости) ветра, продолжительности его действия и длины разгона. При установившемся волнении продолжительность действия ветра и длина разгона не оказывают существенного влияния на элементы волн и последние будут определяться только силой (скоростью) ветра. Поэтому и энергетический спектр также будет зависеть только от силы (скорости) ветра. На рис. 7.19 представлены энергетические спектры волн при скоростях ветра 10, 15 и 20 м/с (по В. Пирсону, Г. Нейману, Р. Джеймсу).

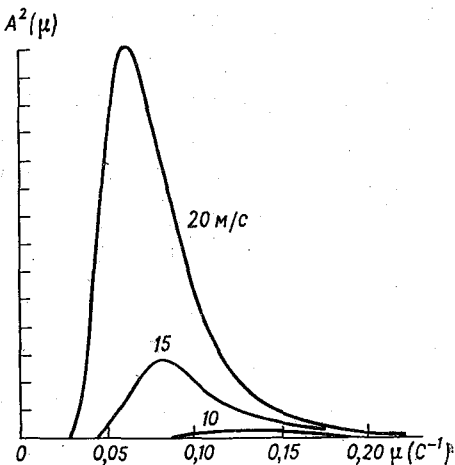


Рис. 7.19. Энергетический спектр установившихся волн для скоростей ветра 10, 15 и 20 м/с (по Пирсону, Нейману и Джеймсу).

Как видно на рисунке, диапазон волн со значительным количеством энергии охватывает более или менее широкую полосу частот μ в зависимости от скорости ветра. Относительно небольшие значения энергии волн при скорости ветра 10 м/с охватывают полосу частот 0,083 до 0,3 с^{-1} ($\mu = 0,3 \text{ с}^{-1}$ не помещены на шкале частот), что соответствует периодам волн от 12 до 3 с. Максимум спектральной энергии концентрируется около $\mu = 0,124$ или $\tau = 8,1$ с.

С увеличением скорости ветра увеличивается количество энергии, а диапазон частот с существенным количеством спектральной энергии все больше и больше распространяется на меньшие значения частот μ , что соответствует большим значениям периодов τ . При скорости ветра 15 м/с частоты меняются от 0,048 до 0,24 с^{-1} , а периоды — от 17 до 5 с. Полоса максимума смещается в сторону более низких частот. При скорости ветра 15 м/с эта полоса находится около $\mu = 0,0826$ или $\tau = 12,1$ с, а при 20 м/с — около $\mu = 0,0625$ или $\tau = 16,0$ с.

Частота μ_{\max} , на которую приходится наибольшее количество энергии для различных скоростей ветра ω , выражается (по Пирсону, Нейману, Джеймсу) формулой

$$\mu_{\max} = \frac{2,476}{\omega} \quad (7.41)$$

Определение зависимости энергетического спектра $A^2(\mu)$ от скорости (силы) ветра для установившегося волнения является первоочередной задачей спектральной теории. На рис. 7.19 эта зависимость представлена графически для трех скоростей ветра. В настоящее время получены (на основе обработки волнограмм) различными исследователями аналитические выражения для энергетического спектра. Из последних работ следует отметить спектр, полученный Пирсоном и Машкевичем (1964) на основе обработки 460 волнограмм полностью развитого волнения для Северной Атлантики. Он имеет вид

$$A^2(\mu) = \frac{\alpha g^2}{\mu^5} \exp \left[-\beta \left(\frac{g}{\omega \mu} \right)^4 \right],$$

где $\alpha = 8,1 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 0,74$, ω — скорость ветра на горизонте 19,5 м.

Для неустановившегося волнения определение спектра является значительно более сложной задачей, так как в этом случае необходимо учитывать не только силу ветра, но и продолжительность его действия и длину разгона.

Задача определения спектров волн осложняется еще тем, что, как показали исследования, они зависят не только от частоты волн, но и от направления их распространения. Поэтому, строго говоря, спектр является функцией двух переменных: μ и θ , и его следует выражать в виде функции $A^2(\mu, \theta)$. Такой спектр называют двумерным энергетическим спектром.

Если спектр $A^2(\mu, \theta)$ представляет непрерывную функцию μ и θ , то величина $A^2(\mu, \theta) d\mu d\theta$ равна количеству удельной волновой энергии спектральных составляющих с частотами от μ до $\mu + d\mu$ и направлениями от θ до $\theta + d\theta$.

Частотный спектр получается из двумерного спектра путем интегрирования по всем углам θ

$$A^2(\mu) = \int_{-\pi}^{+\pi} A^2(\mu, \theta) d\theta.$$

Одномерный угловой спектр, определяющий зависимость энергии от направления, определяется из двумерного спектра интегрированием по всем частотам

$$A^2(\theta) = \int_0^{\infty} A^2(\mu, \theta) d\mu.$$

Функции $A^2(\mu, \theta)$, $A^2(\mu)$, $A^2(\theta)$ характеризуют плотность спектральной энергии и, следовательно, служат дифференциальными характеристиками энергии волн.

Иногда спектры удобно представлять в интегральной форме:

$$E(\mu, \theta) = \int_{\mu}^{\pi} \int_{\mu}^{\infty} A^2(\mu, \theta) d\mu d\theta \text{ — двухмерный энергетический спектр,}$$

$$E(\mu) = \int_{\mu}^{\infty} A^2(\mu) d\mu \text{ — частотный спектр,}$$

$$E(\theta) = \int_0^{\pi} A^2(\theta) d\theta \text{ — угловой спектр.}$$

Двухмерный спектр исследован пока весьма слабо. Проведенные обработки результатов специальных волнографных записей и сте-

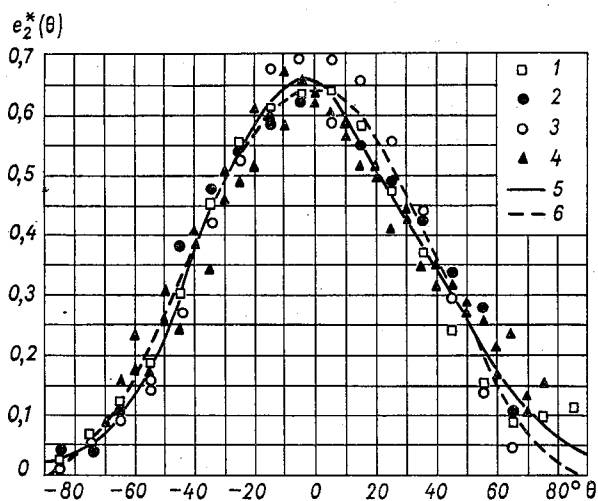


Рис. 7.20. Угловой спектр развитого волнения на глубокой воде по данным стереофотосъемки (1), волномерного буя (2), буя типа «клеверный лист» (3), волномерной электроконтактной установки (4), в обобщенной форме (5) и функция $\frac{2}{\pi} \cos^2 \theta$ (6).

реофотосъемки дают некоторое основание представлять двухмерный угловой спектр для установившегося волнения глубокого моря как произведение одномерного частотного спектра на $\cos^2 \theta$, т. е. в виде $A^2(\mu, \theta) = A^2(\mu) \cos^2 \theta$.

На рис. 7.20 представлен угловой спектр развитого волнения на глубокой воде по данным стереофотосъемки (1), волномерного буя (2), буя типа «клеверный лист» (3), волномерной электроконтактной установки (4), в обобщенной форме (5) и как функция $\frac{2}{\pi} \cos^2 \theta$ (6).

Для неустановившегося волнения спектр зависит не только от скорости ветра, но также и от продолжительности его действия и разгона.

После определения энергетического спектра возникает задача установления количественных связей между спектром и элементами волн. Такие связи также более просто определяются для установившегося волнения.

Как показано в предыдущем параграфе, ветровые волны отличаются большим разнообразием, которое для случая установившегося волнения может быть описано функциями распределения элементов волн. Располагая функциями распределения, достаточно определить либо среднее значение элементов волн, либо значение при любой обеспеченности, чтобы получить полный спектр волн.

При практическом решении задачи обычно оказывается удобнее определять средние значения элементов волн в зависимости от волнообразующих факторов. В спектральной теории также устанавливают связь энергетического спектра со средними значениями элементов волн. Такие связи для средних значений высоты \bar{h} и периодов $\bar{\tau}$ — полностью развитого волнения имеют следующий вид (по Нейману):

$$\bar{h} = \sqrt{\pi} \left[\int_0^{\infty} A^2(\mu) d\mu \right]^{1/2},$$

$$\bar{\tau} = 2\pi \left[\frac{\int_0^{\infty} A^2(\mu) d\mu}{\int_0^{\infty} A^2(\mu) \mu^2 d\mu} \right]^{1/2}.$$

Значения интегралов определяются либо аналитически, при известном аналитическом выражении спектра волн, либо графически путем планиметрирования площади, ограниченной кривой энергетического спектра, когда последний задан графически кривыми.

За последние годы проделана значительная работа по развитию спектральной теории и в первую очередь по исследованию частотного спектра морских ветровых волн. В то же время еще не достигнуто достаточной согласованности в полученных результатах. Эта несогласованность объясняется, с одной стороны, различиями в методике измерений и, с другой, — различной теоретической интерпретацией результатов измерений.

По мнению Ю. М. Крылова, дальнейшее развитие теории морских волн должно пойти по следующему пути. Физической основой дальнейших исследований по-прежнему останется уравнение баланса энергии В. М. Маккавеева (7.26). Это уравнение следует использовать применительно к каждой составляющей морского волнения. Тогда отпадает вопрос об отыскании дополнительного соотношения между высотой волн и их длиной, поскольку понятие спектральной составляющей связано с фиксированной частотой или

длиной волн. Поэтому в данном случае уравнение Маккавеева для каждой спектральной составляющей будет содержать только одну неизвестную функцию координат и времени — амплитуду этой составляющей.

С математической точки зрения определение спектра волнения при таком подходе сведется к решению системы большого числа уравнений типа Маккавеева (7.26). Правая часть уравнений должна представлять собой сумму поступающей и теряемой энергии. Оба этих вида энергии будут зависеть не только от географических и синоптических условий и элементов данной составляющей, но и от характеристик других составляющих. Такой метод позволит подойти к решению задачи о расчете и прогнозе волновых полей в разнообразных природных условиях.

Осуществление такой схемы решения потребует предварительно большой кропотливой работы по изучению вида правой части уравнения (7.26), по разработке эффективных методов совместного решения большого числа дифференциальных уравнений и получению на основе этого решения двумерного энергетического спектра в каждой точке моря.

§ 39. Поведение ветровых волн у побережья

При подходе к побережью ветровые волны подвергаются деформации и рефракции вследствие уменьшения глубины и увеличения трения о дно; их элементы изменяются, а непосредственно у берега, или в некотором удалении от него, волны разрушаются.

Поведение волн у побережья зависит от береговой черты и характера изменения рельефа дна.

Поведение волн у отвесного берега. Если берег отвесный и приглубый, причем глубина моря у берега больше полудлины волны, волна при подходе к нему практически не изменяет своих элементов. Достигая берега, она отражается. Отраженная волна интерферирует с набегающими волнами, в результате чего образуется система стоячих волн; при этом наблюдается то более или менее резкий подъем воды — всплеск, то понижение уровня ниже среднего положения. Иными словами, у отвесного берега, где горизонтальное перемещение частиц невозможно, отмечаются пучности. Высота «взброса» (подъема уровня) примерно равна удвоенной высоте набегающей волны.

Так как в рассматриваемом случае происходит лишь частичное разрушение волны и изменяется направление ее движения, сила удара (давление) оказывается относительно небольшой. Наибольшее давление отмечается примерно на уровне подошвы волны. Сила удара (давление) волны может быть определена приближенно, исходя из трохoidalной теории волн, по формуле

$$p = 0,51h + 2,41 \frac{h^2}{\lambda} \text{ т/м}^2,$$

где высота h и длина волны λ выражены в метрах.

Учитывая, что у берега определять высоту и длину волны затруднительно, В. В. Шулейкин предложил формулу для расчета давления волны по ее периоду, определить который значительно проще. Формула, предложенная Шулейкиным, получается из выражения для p в предположении, что $\frac{h}{\lambda} = 0,085$ и имеет вид

$$p = 0,09\tau^2 \text{ т/м}^2,$$

где период волны τ выражен в секундах.

Сила удара (давление) оказывается значительно большей, когда волны, при набегании на берег, полностью разрушаются. Это наблюдается у приглубых, но изрезанных берегов, особенно при наличии отдельных скал, выступающих в море.

Набегая на изрезанный берег, волна не отражается, а обрушивается на него всей массой, отдавая всю свою энергию и разрушаясь. Если при этом происходит резкое уменьшение фронта волны, возникает явление водяного тарана. Энергия волны, приходящаяся на единицу площади, возрастает вследствие уменьшения поверхности волны.

Сила удара волны оказывается настолько большой, что вызывает разрушение берега и береговых сооружений. По результатам измерений она достигает у берегов океана величин около 38 т/м^2 , а во внутренних морях около 15 т/м^2 .

Более слабому воздействию подвергается пологий берег, так как подходящие волны обычно разрушаются раньше, чем достигнут береговой линии. Однако сами волны подвергаются особенно значительным изменениям при подходе именно к пологому берегу.

Рефракция волн. Легко заметить, что как бы беспорядочно ни было волнение вдали от берега, при выходе на мелководье оно становится более упорядоченным. Волны распространяются по мелководью более или менее правильными параллельными грядами. Преобразование волн обусловлено гашением мелких, обладающих меньшей энергией волн вследствие увеличения трения о дно при уменьшении глубины. При распространении волн по мелководью происходит разворот фронта, т. е. рефракция волн. Независимо от положения фронта волны в открытом море с приближением к берегу фронт волны стремится занять положение, параллельное береговой черте. Явление рефракции показано на рис. 7.21. Линии MN — это последовательные положения фронта волны, а стрелки — векторы скорости волны.

Физическое объяснение явления рефракции заключается в следующем. На мелководье волны приобретают свойства длинных волн, скорость которых зависит от глубины моря и определяется формулой (7.19). Участки фронта волны, которые находятся ближе к берегу, движутся медленнее, чем более мористые. Поэтому фронт волны разворачивается, стремясь занять положение, параллельное береговой черте.

Угол α , который составляет фронт волны с линией, параллельной береговой черте в точке с глубиной H , по исследованиям В. В. Шу-

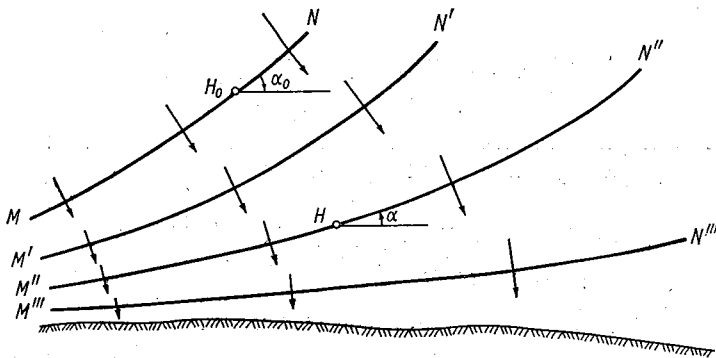


Рис. 7.21. Рефракция волн на мелководье.

лейкина, зависит от соответствующего угла α_0 в открытом море на глубине H_0 и от периода волны τ (рис. 7.21). Формула связи имеет вид

$$\sin \alpha = \frac{1 + \frac{0,05\tau^2}{H_0}}{1 + \frac{0,05\tau^2}{H}} \sin \alpha_0.$$

Если в открытом море глубина больше полудлины волны, ее можно принять равной бесконечности и записать

$$\sin \alpha = \frac{H_0 \sin \alpha_0}{H + 0,05\tau^2}.$$

Когда волна в открытом море распространяется параллельно берегу (фронт волны перпендикулярен берегу), $\sin \alpha_0 = 1$ и формула еще больше упрощается

$$\sin \alpha = \frac{H}{H + 0,05\tau^2}.$$

Изменение параметров волн на мелководье. Наряду с рефракцией при движении волн по мелководью происходит и изменение их параметров. Выше было показано, что под воздействием ветра возникает сложная система волн. На мелководье она становится более упорядоченной и принимает характер двухмерной.

При этом высота волн с уменьшением глубины растет, длина и скорость уменьшаются. Если положить, что на глубине H_0 скорость волны c_0 , длина λ_0 , период τ_0 , а на меньшей глубине H скорость c , длина λ , период τ , то можно записать следующие равенства:

$$\tau_0 = \frac{\lambda_0}{c_0}; \quad \tau = \frac{\lambda}{c}.$$

Для случая длинных волн

$$c_0 = \sqrt{gH_0}, \quad c = \sqrt{gH},$$

откуда

$$\tau_0 = \frac{\lambda_0}{\sqrt{gH_0}}, \quad \tau = \frac{\lambda}{\sqrt{gH}}.$$

Так как периоды волн изменяются мало при изменении глубины, их можно принять равными между собой. Следовательно,

$$\frac{\lambda}{\sqrt{gH}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{gH_0}}, \quad \text{или} \quad \frac{\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{H}{H_0}}, \quad (7.42)$$

т. е. длина волны уменьшается с уменьшением глубины.

Для суждения об изменении высоты волны положим, что количество энергии волны не изменяется при ее движении по мелководью. Обозначим через h_0 высоту волны и L_0 — длину гребня волны на глубине H_0 , а через h , L те же элементы на глубине H . Энергию волны найдем, умножив выражение (7.23) на общую площадь волны $L \cdot \lambda$. Получим для волны на глубине H_0

$$E_0 = \frac{1}{8} \rho g h_0^2 L_0 \lambda_0,$$

а для волны на глубине H

$$E = \frac{1}{8} \rho g h^2 L \lambda.$$

Так как по условию энергия волны не изменяется, можно записать равенство

$$\frac{1}{8} \rho g h_0^2 L_0 \lambda_0 = \frac{1}{8} \rho g h^2 L \lambda,$$

откуда

$$\frac{h^2}{h_0^2} = \frac{L_0}{L} \frac{\lambda_0}{\lambda}. \quad (7.43)$$

Если длина гребня волны не меняется, т. е. $L = L_0$, то

$$\frac{h^2}{h_0^2} = \frac{\lambda_0}{\lambda}.$$

Заменяя отношение $\frac{\lambda_0}{\lambda}$ его значением из формулы (7.42), получим

$$\frac{h^2}{h_0^2} = \sqrt{\frac{H_0}{H}}, \quad (7.44)$$

т. е. высота волны растет с уменьшением глубины.

Если $L \neq L_0$, то

$$\frac{h^2}{h_0^2} = \sqrt{\frac{H_0}{H}} \frac{L_0}{L}, \quad (7.45)$$

т. е. при уменьшении длины гребня волны L высота возрастает. Подобного рода явление может наблюдаться при вхождении волны в залив или бухту. Особенно заметное увеличение высоты волны за счет уменьшения длины гребня отмечается при вхождении в бухты и заливы приливных волн.

Приведенные соотношения являются приближенными и позволяют оценить скорее качественную сторону явления, чем количест-

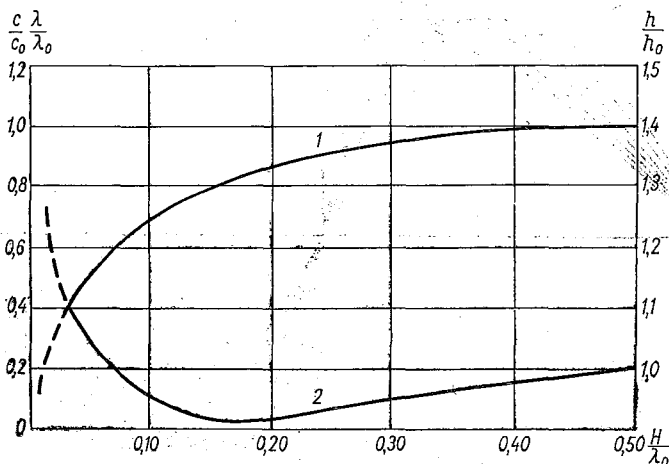


Рис. 7.22. Изменения элементов волн на мелководье (по Бигелу и Эдмондсону).

1 — длина и скорость, 2 — высота.

венную. На рис. 7.22 приведены кривые изменения высоты волны, ее длины и скорости для случая пологого берега, по Бигелу и Эдмондсону, полученные на основе теоретических расчетов и несколько уточненные по результатам непосредственных наблюдений.

На рисунке по горизонтальной оси даны отношения глубины моря H к длине волны λ_0 , наблюдаемой вдали от берега (на глубокой воде); по вертикальной оси справа даны высоты волн в долях высоты волны вдали от берега $\frac{h}{h_0}$; по вертикальной оси

слева — скорость в долях скорости волны вдали от берега $\frac{c}{c_0}$ и

длина волны в долях длины волны вдали от берега $\frac{\lambda}{\lambda_0}$.

На рисунке видно, что когда глубина становится меньше половины длины волны, ее высота начинает уменьшаться и уменьшается

до тех пор, пока глубина не станет равной $0,17$ длины волны. При дальнейшем уменьшении глубины высота волны начинает быстро расти. Длина волны и ее скорость уменьшаются с уменьшением глубины.

Прибой. Уменьшение длины при одновременном увеличении ее высоты приводит к быстрому нарастанию крутизны волны. Когда крутизна достигает предельного значения, гребень волны разрушается, образуя прибой.

Однако главная причина образования прибоя у отмелого берега — это трансформация волны. Физическая природа трансформации профиля волны достаточно проста. Высота волны на мелко-

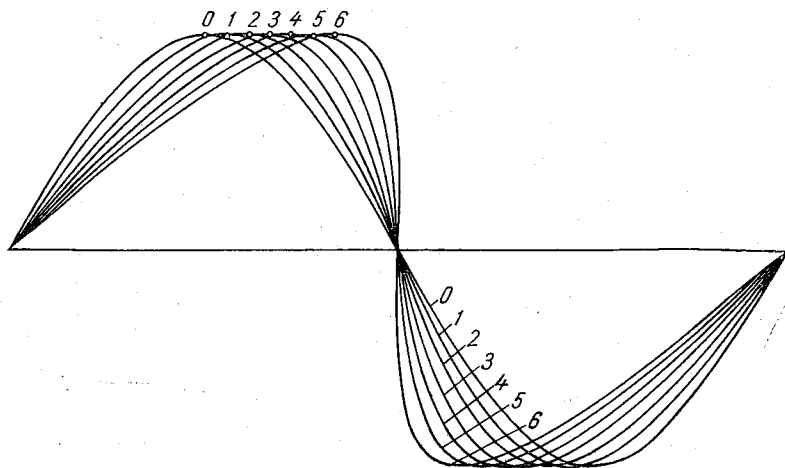


Рис. 7.23. Трансформация волнового профиля на мелководье (по Шулейкину).

воде оказывается соизмеримой с глубиной моря, поэтому движение частиц по орбите становится неравномерным: частицы, находящиеся у подошвы, движутся из-за трения о дно медленнее частиц, находящихся на гребне, и гребень начинает нагонять подошву. Схема изменения профиля волны при движении по мелководью, по В. В. Шулейкину, приведена на рис. 7.23. Цифры 1, 2, 3, 4 характеризуют последовательные профили волн при их движении к берегу.

Когда передний склон волны делается отвесным (гребень нагоняет подошву), волна опрокидывается, образуя прибой. Схема образования прибоя на отмелом берегу представлена на рис. 7.24.

Опрокидывание гребней происходит не только у уреза воды, но и вдали от него. Глубина, на которой происходит опрокидывание гребней, зависит от многих факторов: длины волны и ее крутизны, крутизны склона дна, направления ветра по отношению к берегу, наличия течений и т. п.

По данным Бигелоу и Эдмондсона, при отлогом дне (уклон менее 1:40), нагонном ветре и сильном встречном течении волны могут опрокидываться на глубине вдвое большей, чем высота волны. При умеренном ветре и штиле (разбивание зыби) и слабом течении волны разбиваются на глубине, равной 1,3 их высоты. При сильном нагонном ветре и отсутствии течений волны могут разбиваться на глубине, равной $\frac{3}{4}$ их высоты.

Если на пути распространения волн встречаются банки или рифы с небольшими глубинами, волны разрушаются над ними, образуя бур ун — надежный сигнал подводных опасностей. Когда глубина над банкой значительно меньше половины длины волны, но не настолько мала, чтобы вызвать разрушение волны и бур ун, над ней всегда наблюдается искажение профиля волны и зачастую увеличение ее высоты.

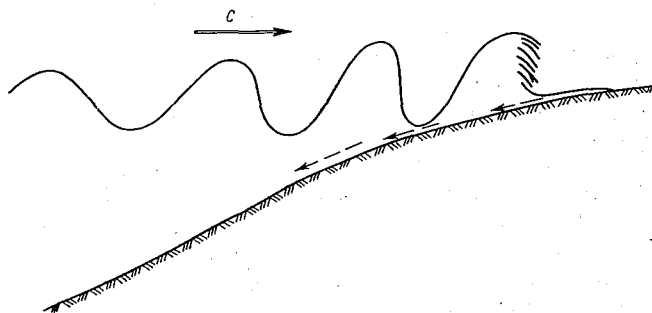


Рис. 7.24. Схема образования прибоя.

Рассмотренный прибой, характеризующийся искажением профиля волны, ее опрокидыванием и последующим спокойным натеканием на пляж, относится к так называемому *ныряющему* типу. Этот тип прибоя встречается наиболее часто. Но в некоторых условиях рельефа дна, ветрового режима и характера течений наблюдаются и другие типы прибоя. Так, например, иногда гребень опрокидывается вдали от пляжа на относительно спокойный участок водной поверхности, образуя небольшой, вытянутый вдоль берега холм воды, быстро перемещающийся к берегу по спокойному участку воды. Это так называемая *уединенная волна*, образующаяся при мгновенном добавлении избыточной массы воды (опрокидывающегося гребня) на сравнительно спокойную водную поверхность. Уединенная волна имеет только гребень, но не имеет подошвы. Ее называют также *переносной волной*, так как с ней связан не только перенос воды, но и предметов, оказавшихся на ее поверхности.

Иногда наблюдается постепенное разрушение гребня. В этом случае волна, достигая максимальной крутизны, сохраняет примерно симметричную форму. Разрушение волны идет вдоль ее

вершины, которая постепенно «расплескивается» по мере приближения к берегу. Такой прибой называется расплескивающимся.

§ 40. Методы расчета ветровых волн

Все практические методы расчета ветровых волн прямо или косвенно базируются на основных положениях, вытекающих из уравнения баланса энергии волн (7.26).

Согласно этому уравнению, элементы волны зависят от силы (скорости) ветра ω , продолжительности его действия и длины разгона ветра D . Последняя определяется как расстояние, проходимое ветром над морем при изменении его направления не более чем на $\pm 22\frac{1}{2}^\circ$, т. е. на ± 2 румба.

Длина разгона ветра над океанами определяется обычно размерами барических образований, а над морями, как правило, расстоянием от подветренного берега до рассматриваемой точки моря.

Следует отметить, что зависимость элементов волн от силы ветра, продолжительности его действия и длины разгона была вначале установлена эмпирически и лишь позже нашла свое теоретическое обоснование в исследованиях В. М. Маккавеева (1937 г.). Поэтому первые практические методы расчета ветровых волн базировались на гидродинамических теориях волн и эмпирических данных. В последующем они были уточнены на основе уравнения баланса энергии и их статистических характеристик. Эти методы можно назвать условно эмпирическими.

Вторая группа методов расчета базируется на непосредственном решении уравнения баланса энергии волн при введении тех или иных гипотез о связи между высотой и длиной (скоростью) волн и гипотез о механизме передачи энергии ветра волне. Естественно, что и в данном случае используются выводы классических гидродинамических теорий, эмпирические связи и статистические характеристики распределения волн (в частности, функции распределения элементов волн). Эти методы можно назвать энергетическими.

Третья группа методов, развитие которых усилено в последние годы, строится на выводах спектральной теории волн с использованием эмпирических данных, энергетики и статистики ветровых волн. Эти методы можно назвать спектральными.

Эмпирические методы. Существует довольно большое число эмпирических соотношений между элементами волн и силой ветра, продолжительностью его действия и длиной разгона.

Крупным недостатком многих из них является то, что в них нет уточнений, к волнам какой обеспеченности эти соотношения относятся, на какой высоте от поверхности моря следует определять скорость ветра при производстве расчетов и не всегда дается анализ использованных данных при установлении связей. В этом свете с лучшей стороны выделялись формулы Л. Ф. Титова, которые и были положены в основу первой официальной «Инструкции по составлению прогнозов морских ветровых волн».

Эти формулы были уточнены Титовым (1969). Они теперь имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \bar{h} &= 0,0152 \omega^2 \beta^{1,5}, \\ \bar{h} &= \frac{0,146}{(2\pi)^{1,5}} g^{0,5} \tau^{-1,5} \omega^{0,5} = 0,029 \tau^{-1,5} \omega^{0,5}, \\ \tau &= \frac{2,26}{g^{0,70}} \omega^{0,4} x^{0,3} = 0,457 x^{0,3} \omega^{0,4}, \\ \tau &= \frac{2,26}{g^{0,65}} t^{0,35} \omega^{0,65} = 0,512 t^{0,35} \omega^{0,65}, \\ \bar{\delta} &= \frac{\bar{h}}{\lambda} = \frac{0,023}{\beta^{0,5}}, \end{aligned} \right\} (7.46)$$

где x разгон волн в км; ω — скорость ветра в м/с, измеренная на уровне 6—10 м над поверхностью моря; t — время роста волн в часах; $\beta = \frac{c}{\omega}$. Предельные значения β принимают равным 1. Тогда предельные значения элементов волн будут определяться по формулам, вытекающим из (7.46) при $\beta = 1$:

$$\left. \begin{aligned} \bar{h}_{\text{пред}} &= 0,0152 \omega^2, \\ \tau_{\text{пред}} &= 0,64 \omega, \\ \bar{\delta}_{\text{пред}} &= 0,023, \\ x_{\text{пред}} &\approx 3,0 \omega^2, \\ t_{\text{пред}} &\approx 19 \omega. \end{aligned} \right\} (7.47)$$

Если предельное значение β принять иным, например, 0,8, выражения (7.47) примут другой вид, отличаясь от (7.47) константами.

Переход к элементам волн другой обеспеченности легко осуществить с помощью приведенных на рис. 7.17 безразмерных функций распределения элементов волн.

На основании этих формул рассчитана табл. 29, в которой приведены максимальные значения высоты волн (3%-ной обеспеченности) при данной силе ветра и необходимые для этого длина разгона и продолжительность действия ветра.

Энергетические методы. В основу энергетических методов расчета морских ветровых волн, как отмечено выше, положено решение уравнения баланса энергии (7.26). Имеется большое число решений этого уравнения, доведенное либо до расчетных формул, связывающих элементы волн с силой ветра, продолжительностью его действия и длиной разгона, либо до соответствующих графиков.

Тем не менее должной согласованности этих решений не достигнуто. Причины этого заключаются, во-первых, в различии гипотез, принимаемых для получения дополнительного соотношения, связывающего высоту и длину волны; во-вторых, в различии гипотез,

Таблица 29

Максимальные высоты волн для различной силы ветра и необходимые для их образования продолжительности действия ветра (t) и разгон (x) (по Л. Ф. Титову)

w		D (разгон)		t	Высота волн		Средняя длина волны λ	Средний период τ	Отношение $\frac{h_{3\%}}{\lambda}$	Степень волнения
сила ветра, баллы	скорость ветра, м/с	км	мили		средняя	3% обеспеч.				
					(часы)	\bar{h} (м)	$h_{3\%}$ (м)	(м)	(сек.)	—
4	6	108	197	11,3	0,55	1,16	23	3,8	1/20	III
5	9	243	445	17,0	1,23	2,60	52	5,8	1/20	V
6	11	363	680	20,8	1,84	3,90	76	7,0	1/20	VI
7	14	588	1070	26,4	2,98	6,30	124	8,9	1/20	VII
8	17	867	1580	32,1	4,39	9,30	185	10,9	1/20	VIII
9	20	1200	2200	37,8	6,08	12,9	256	12,8	1/20	IX
10	23	1587	2900	43,5	8,05	17,0	337	14,7	1/20	IX
11	27	2183	3980	51,0	11,20	23,6	462	17,2	1/20	IX
12	30	2700	4900	56,7	13,70	29,0	575	19,2	1/20	IX

принимаемых для механизма передачи энергии ветра волне, а соответственно и в различии формул, используемых для расчета этой энергии; в третьих, не всегда достаточно обоснованны заключения об обеспеченности элементов волн, к которым относят полученные связи.

Достаточно полное решение задачи о расчете ветровых волн на базе уравнения баланса энергии ветровых волн получено В. В. Шулейкиным. Выше были приведены его выводы о механизме передачи энергии от ветра к волне и формула для расчета передаваемой мощности, а также формула для расчета потери энергии на турбулентное трение.

Для замыкания уравнения баланса энергии волн с целью установления расчетных зависимостей между волнообразующими факторами и элементами волн Шулейкин использует выведенное им уравнение, связывающее относительные высоты и длины волн

$$\frac{h}{h_0} = 0,278 \frac{\lambda}{\lambda_0} + 0,722 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{1/3}, \quad (7.48)$$

где λ_0 и h_0 — длина и высота волн на стадии наибольшей крутизны, соответствующей началу волнообразования и определяемой отношением $\beta = \frac{c}{w} \cong 0,27$, где c — скорость распространения волны, а w — скорость ветра.

Исходя из условия, что при установившемся волнении передаваемая мощность от ветра к волне полностью расходуется на внутреннее турбулентное трение, он получил следующее уравнение, выраженное в безразмерной форме:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = 1 - \eta - \eta^{1/2} \frac{\partial \eta}{\partial \xi}, \quad (7.49)$$

где η — безразмерная высота волн; $\eta = \frac{h}{h_\infty}$; \tilde{t} — безразмерное время роста волн; $\tilde{t} = \frac{t}{\tau_\infty}$, при этом t измеряется в часах, а период τ_∞ в секундах; ζ — безразмерное расстояние (длина разгона); $\zeta = \frac{x}{\omega \tau_\infty}$, где x — расстояние в километрах, ω — в метрах в секунду и τ_∞ — в секундах. Индекс ∞ при элементах волн характеризует их значения при полностью развитом (установившемся) волнении. Шулейкин считает, что такой процесс наступает при $\beta = 0,82$. При указанном значении β отношении $\left(\frac{\lambda}{h}\right)_\infty = 21$. Исходя из него и уравнения (7.48), можно получить следующие соотношения: $\frac{h_\infty}{h_0} = 50$, а $\frac{h_\infty}{h_0} = 16,7$.

На основе обработки результатов наблюдений Шулейкиным было установлено, что высота полностью развитых волн 5%-ной обеспеченности связана со скоростью ветра соотношением:

$$h_\infty = 0,0205\omega^2. \quad (7.50)$$

Это позволило ему (с учетом приведенных соотношений) построить график (рис. 7.25), определяющий предельные элементы ветровых волн 5%-ной обеспеченности как функции скорости ветра. На том же рисунке представлена кривая значений величины $\omega \tau_\infty$, входящей в расчет безразмерного расстояния в уравнение (7.49). Решение этого уравнения в безразмерной форме позволило построить графики для расчета безразмерной высоты η от безразмерного времени действия \tilde{t} (рис. 7.26) и безразмерного расстояния ζ (рис. 7.27). Первая из них используется при развивающемся волнении, а вторая — при установившемся. Определение стадии развития волн осуществляется по граничной кривой (рис. 7.28). Если точка,

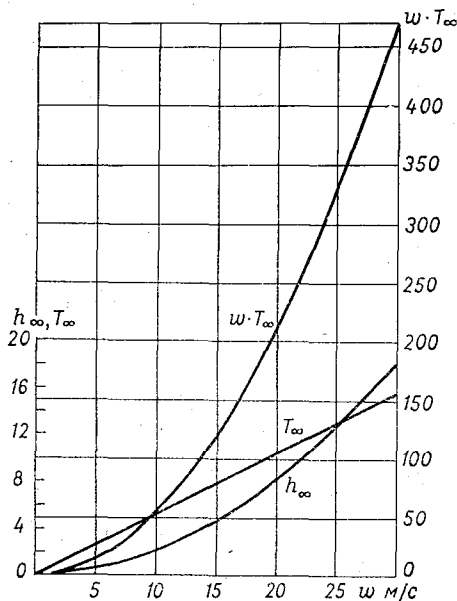


Рис. 7.25. Предельные элементы ветровых волн 5%-ной обеспеченности как функции скорости ветра (по Шулейкину).

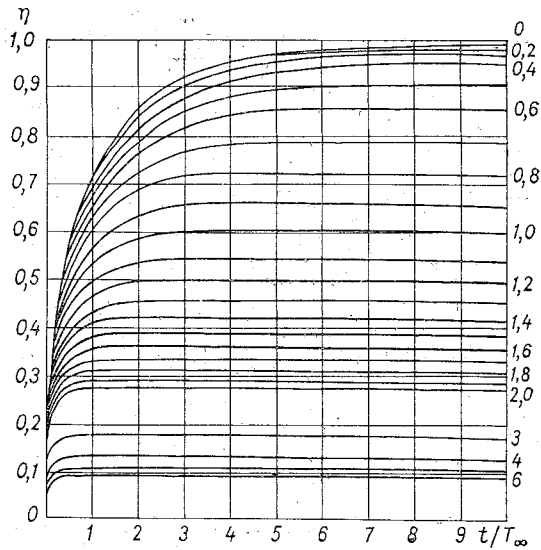


Рис. 7.26. Диаграмма для расчета ветровых волн по безразмерному времени действия волн t (по Шулейкину).

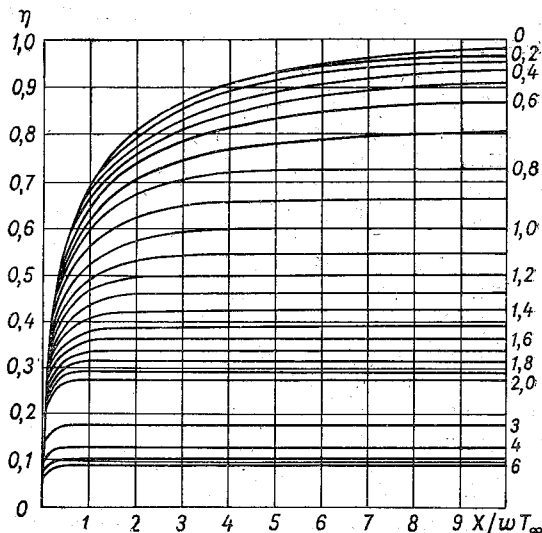


Рис. 7.27. Диаграмма для расчета ветровых волн по безразмерному разгону (по Шулейкину).

наносимая по приведенным на рисунке координатам, оказывается выше граничной кривой, то волнение принимается установившимся, а если ниже — развивающимся.

Для перехода от безразмерных элементов волн к конечным используется диаграмма для расчета длины волны и их периода (рис. 7.29).

Таким образом, последовательность расчета будет следующая. По заданной скорости ветра определяются значения τ_∞ , h_∞ и $\omega \cdot \tau_\infty$ (рис. 7.25). По заданному разгону ветра x определяется безразмерное расстояние $\frac{x}{\omega \tau_\infty}$, а по заданной продолжительности действия

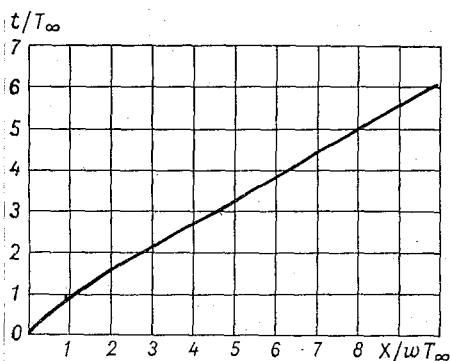


Рис. 7.28. Граничная кривая для расчета ветровых волн (по Шулейкину).

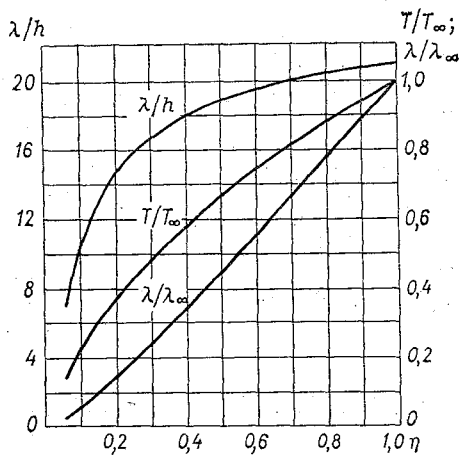


Рис. 7.29. Диаграмма для расчета длины волн и их периода (по Шулейкину).

ветра — безразмерное время $\frac{t}{\tau_\infty}$. По этим величинам определяется

стадия развития волн (рис. 7.28), в зависимости от которой используются либо первая (рис. 7.26), либо вторая (рис. 7.27) диаграммы, определяющие значения безразмерной высоты волн η . На этих диаграммах справа показаны безразмерные значения глубины моря, определяемые отношением $\frac{gH}{\omega^2}$, где H — глубина моря. Кривые

с индексом ноль относятся к глубокому морю $\left(\frac{H}{\lambda} > 0,5\right)$. По диаграмме (рис. 7.29) определяют относительные периоды, длины волн и их крутизну, которые легко позволяют перейти (с учетом сказанного выше) к абсолютным значениям элементов волн¹.

¹ На приведенных рисунках скорость ветра обозначена через v , а период через T .

Спектральный метод. В практике расчета элементов ветровых волн спектральный метод следует считать наиболее перспективным. Естественно, как указано выше, при этом методе подхода к решению задачи расчета элементов волн (точнее, поля волнения) не исключается использование выводов классических, статистических и энергетических теорий, а напротив, их широкое и комплексное приложение.

В наиболее простом виде спектральный метод можно рассмотреть на примере разработок, выполненных Пирсоном, Нейманом и Джеймсом, опубликованных в монографии «Ветровые волны». Предложенный ими метод используется в прогностической службе США. Сущность метода состоит в установлении связей между элементами волн определенной обеспеченности или их средними значениями и энергией волн.

В качестве характеристики энергии заданной совокупности волн используется так называемый кумулятивный спектр, представляющий интегральное значение элементарных волн в заданном диапазоне их частот. Такие спектры рассчитываются для различных значений скорости ветра, продолжительности его действия и длины разгона. Между кумулятивным спектром E_K и элементами волн заданной обеспеченности существует определенная связь. Так, например, средняя высота волны \bar{h} связана с ним соотношением

$$\bar{h} = 1,77 \sqrt{E_K}.$$

Для установившегося волнения найдена связь между величиной E_K и скоростью ветра \bar{w} , выраженной в узлах, которая имеет вид

$$E_K = 0,242 \left(\frac{\bar{w}}{10} \right)^5.$$

Для определения среднего периода установившихся волн $\bar{\tau}$ используется эмпирическое соотношение

$$\bar{\tau} = 0,285\bar{w},$$

а для средней длины волны $\bar{\lambda}$ соотношение

$$\bar{\lambda} = 3,41\bar{\tau}^2.$$

Для расчета элементов неустановившихся волн вводится ряд вспомогательных графиков, построенных на основе эмпирических связей.

Переход от средних значений элементов волн к элементам волн любой обеспеченности осуществляется с помощью графиков, аналогичных рис. 7.17.

В принятом в настоящее время в гидрометеорологической службе методе расчета (прогноза) ветровых волн тесно сочетаются спектральная и энергетическая теории волн с учетом статистических законов распределения волн и выводов классических (гидродинамических) теорий.

В результате работ, выполненных в Государственном океанографическом институте (ГОИН) и Союзморниипроекте (СМНИИП) коллективом авторов, разработано Руководство по расчету параметров ветровых волн (Л., Гидрометеиздат, 1969), ответственные редакторы которого Б. Х. Глуховский и Ю. М. Крылов.

В этом руководстве выводы спектральной теории волн в основном используются при расчетах элементов волн в условиях сложной береговой черты. Здесь элементы волн существенно зависят от углового энергетического спектра — $E(\theta)$, представляемого приведенным выше законом $E(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta$. Для практических расчетов оказалось удобнее пользоваться интегральной функцией углового распределения энергии

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{2} \frac{\theta}{180^\circ} - \frac{\sin 2\theta}{2\pi}.$$

Численные зависимости параметров волнения от разгона и скорости ветра получены эмпирическим путем в результате обработки данных волнографных наблюдений, а от времени действия ветра — путем решения уравнения баланса энергии волн с учетом тех же эмпирических связей.

В итоге были выведены следующие основные соотношения между параметрами волн и волнообразующими факторами в безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{g}\bar{h}}{w^2} &= 0,0042 \left(\frac{gx}{w} \right)^{1/3}, \\ \frac{\bar{g}\bar{h}}{w} &= 0,0013 \left(\frac{gt}{w} \right)^{5/12}, \end{aligned} \quad (7.51)$$

где безразмерное время действия ветра и разгон связаны уравнением

$$\frac{gt}{w} = 17,3 \left(\frac{gx}{w^2} \right)^{4/5}. \quad (7.52)$$

Уравнение связи среднего периода $\bar{\tau}$ и средней высоты волны \bar{h} имеет вид

$$\frac{g\bar{\tau}}{w} = 18,7 \left(\frac{\bar{g}\bar{h}}{w^2} \right)^{3/5}. \quad (7.53)$$

На основе приведенных зависимостей построены специальные номограммы, позволяющие вести расчет элементов волн при заданных значениях волнообразующих факторов как на глубоководных, так и мелководных акваториях.

§ 41. Волны от землетрясений (цунами). Внутренние волны

Волны от землетрясений (цунами). В современной океанографической литературе цунами — общепризнанное название длинных морских волн, возникающих от сейсмических причин. Происхождение этого слова японское.

Цунами образуются в результате подводных землетрясений или извержений вулканов, когда в океане происходят деформации дна значительного размера, хотя не исключается возможность их образования и при землетрясениях на суше, при сбрасывании с берега значительных масс грунта или льда или при подводных оползнях.

Цунами, возникающие от сильных землетрясений или извержений вулканов, вызывают большие бедствия для населения побережий океана, и каждое цунами надолго остается в памяти народов, населяющих берега океана, подвергшиеся его воздействию. Не вызывает удивления поэтому, что сведения о морских волнах — цунами — сохранились с 479 г. до нашей эры. За весь этот промежуток времени продолжительностью примерно 2500 лет было отмечено 355 цунами, из них 30 — вызванных деятельностью вулканов.

Географическое распространение этого явления полностью обусловлено зонами сейсмической и вулканической деятельности.

Из 355 наблюдаемых цунами 308 отмечено в Тихом океане, 26 — в Атлантическом и 21 — в Средиземном море. Каталог цунами можно найти, например, в работе И. Д. Понявина, где дана и детальная библиография.

Из приведенных данных следует, что основной район, где зарождаются цунами, — это сейсмический пояс разлома Тихого океана, к которому относится до 80% всех землетрясений, регистрируемых на земном шаре. Недаром эту зону Тихого океана называют «огненным кольцом».

Океанские участки земной коры в пределах этого пояса опускаются, а края континентов поднимаются. Зона поднятия и опускания земной коры сосредоточена на довольно узком пространстве, что приводит к большим напряжениям в земной коре. Когда породы не выдерживают напряжений, происходит разрыв земной коры, что и вызывает землетрясение. Так как отрезок времени, в течение которого происходит разрыв, весьма мал, мощность землетрясения достигает огромной величины. Такие землетрясения на дне океана посылают по направлению континентов длинные волны — цунами, достигающие у побережий гигантской высоты.

Более всего от цунами страдают побережья Камчатки, Японии, Курильские и Гавайские острова. Наиболее разрушительными из них являются те, которые образуются от землетрясений на склонах глубоководных впадин.

На Гавайских островах ввиду большей удаленности от эпицентров цунами разрушительное действие последних обычно бывает более слабым, чем на Японских островах. Однако и здесь бывают цунами большой разрушительной силы, которые приносят большой

вред населению островов и сопровождаются человеческими жертвами.

На Курильских островах и Камчатке наиболее сильны цунами, образующиеся в результате землетрясений в Курило-Камчаткой впадине и продолжении ее у японских берегов.

Механизм формирования цунами тектонического происхождения наиболее подробно рассмотрен в работе Г. И. Попова (1961 г.).

По его мнению, возникновение сильнейших землетрясений является следствием образования разрывов на поверхности земной коры или под корой. При небольшой глубине очагов землетрясений разрывы доходят до поверхности, где образуются разломы. Практически мгновенные изменения (со скоростью звука) рельефа дна океана образуют местные изменения в объемах воды на значительных участках дна океана, что может служить одной из причин возникновения цунами.

Однако не каждое землетрясение на дне океана формирует цунами. Для объяснения этого явления Гутенберг выдвинул гипотезу о возникновении цунами вследствие образования огромных оползней при землетрясениях, вытесняющих огромные массы воды. Обосновывая свою гипотезу, Гутенберг указывает, что большая часть землетрясений образуется в океанических впадинах, на склонах которых возможно образование оползней.

Шепард отвергает это предположение, говоря, что есть много районов океана, где возможно образование оползней, но цунами там не образуются. Кроме того, скорость движения оползня недостаточна для образования цунами.

Саваренский, Святловский, Тищенко, Добровольский и Живаго предложили иную гипотезу, которая сводится к следующему: землетрясения приводят к образованию разрывов земной коры, что вызывает сбросы, взбросы, сдвиги и надвиги, приводящие к опусканию или поднятию значительных районов дна океана. В таких условиях в водной среде происходят практически мгновенные изменения объема и давления. Волны давления зарегистрированы акустическими приборами при некоторых землетрясениях. Эти причины и приводят к образованию волн сжатия и разрежения, формирующих на поверхности океана цунами.

Изложенные гипотезы в общем не противоречат одна другой, а скорее дополняют пробелы каждой из них.

Непосредственной причиной образования цунами являются изменения рельефа дна, происходящие в результате землетрясения: оползни, провалы, сбросы, поднятия и другие подобные явления, возникающие практически мгновенно на огромных участках дна океана. Это подтверждают и данные непосредственных измерений. Так, например, опускание дна во время землетрясения в Адриатическом море достигало 400 м. При подводном землетрясении в Сагами (Япония) тщательные промеры установили в северной части поднятие на 230 м, а в южной опускание на 400 м. По расчетам Шулейкина, при поднятии дна было вытеснено около 22,5 км³ воды, сформировавшей цунами.

В бухте Литуя (Аляска) в воду с высоты около 900 м в результате землетрясения обрушилось 300 млн. м³ породы. Ввиду относительной малости бухты (длина около 11 км, максимальная глубина 200 м) обвал вызвал всплеск воды высотой 520 м. Волна высотой до 60 м опустошила берега бухты.

При образовании цунами в момент возникновения провала на дне океана вода устремляется к центру образовавшейся впадины, заполняет ее, затем под действием инерционных сил переполняет, формируя невысокий, но громадный по объему холм воды на поверхности океана. Под действием тяжести эта выпуклость начинает совершать колебательные движения относительно уровня океана, соответствующего состоянию покоя, — образуется цунами.

При резком поднятии дна вначале образуется выпуклость, которая под действием сил тяжести приходит в колебательное движение, и таким образом возникает цунами.

В месте зарождения (на больших глубинах) цунами, образовавшееся в результате землетрясения, представляет собой поперечную волну ничтожно малой высоты, распространяющуюся со скоростью $c = \sqrt{gH}$, которая не может быть, видимо, даже измерена с достаточной степенью достоверности, так как глубина океана велика, а приращение (положительное или отрицательное) этой глубины в результате цунами чрезвычайно мало, тем более что длина волны определяется сотнями километров. Естественно, никакие суда, под килем которых эта волна проходит, не могут ее зарегистрировать или даже заметить.

Цунами при извержениях вулканов изучены меньше по сравнению с цунами, образованными землетрясениями. По извержению вулкана Кракатау, которое непосредственно наблюдалось многими очевидцами, можно судить, что в отдельных случаях высота волн достигает громадной величины (40 м). В этом случае механизм формирования морских волн иной, так как силой, вызвавшей цунами, был подводный взрыв. С достаточной долей достоверности действие подводного вулканического взрыва можно отождествить с подводным атомным взрывом. Однако наряду с поперечными могут возникать продольные волны (волны сжатия), которые создают достаточно резкие удары однище корабля, подобные тем, которые испытывает корабль при посадке на мель. Этот эффект отмечается кораблями в момент нахождения вблизи эпицентра зарождения сейсмической волны.

Свидетельством воздействия продольных волн могут служить записи в вахтенных журналах об ударах о грунт в таких районах океана, где глубины достигают нескольких тысяч метров.

С удалением волн цунами от места их зарождения высота волн уменьшается, а длина увеличивается. Однако при подходе к берегу вследствие резкого изменения глубины, как следует из рассмотренного выше вопроса о поведении волн у побережья, происходит резкое увеличение высоты при уменьшении длины волны. При этом, как отмечено, чем меньше крутизна волн (а цунами обладают весьма малой крутизной), тем интенсивнее нарастание высоты. Это и при-

водит к тому, что при высоте волны в месте зарождения порядка десятков сантиметров, цунами у берегов достигают десятков метров (по косвенным данным — до 80 м).

Наступлению волн цунами на берег обычно предшествует понижение уровня моря и приход сравнительно небольших волн. Затем может быть вторичное понижение уровня и после этого приходят еще несколько волн с интервалами от 20 мин. до 1—2 час. Наступление цунами иногда сопровождается свечением воды и дна, производимым планктоном. Свечение бывает иногда настолько сильным, что напоминает вспышку прожектора.

Цунами могут иметь характер одиночных волн или цуга волн, близких по своим свойствам к одиночным.

В настоящее время имеется большое число работ, посвященных исследованиям цунами и разработке методов их прогноза (предупреждения). Учитывая грозную опасность цунами, создана специальная служба прогноза (предупреждения) цунами.

Предсказание цунами зависит от того, как будет предсказано землетрясение. Землетрясения в настоящее время не предсказываются, и, таким образом, задача прогноза цунами в прямом смысле этого слова также пока невозможна.

В настоящее время под прогнозом цунами подразумевают расчет времени, необходимого для подхода волны от эпицентра свершившегося где-то в океане землетрясения до заданного пункта побережья.

Но и такой прогноз осложняется тем, что не при всех землетрясениях в океане возникают цунами. Поэтому первоначальной задачей, после того уже как землетрясение зарегистрировано и определен его эпицентр, является проверка, относится ли данное землетрясение к тем, которые формируют цунами. Пока это делается на основании эмпирических данных, которые просто устанавливают наиболее опасные районы океана, где землетрясения чаще всего вызывают цунами. Так, например, утверждается, что у берегов Японии землетрясения, сопровождаемые цунами, появляются чаще тогда, когда их эпицентры расположены к востоку от Сангарского пролива и к югу от о. Сикоку. Но такого рода заключения не всегда надежны, и поэтому обычно надежным подтверждением цунами является регистрация сформировавшейся волны.

Предсказания цунами основываются на регистрации происходящих в океане процессов во время землетрясения тремя способами: сейсмические наблюдения на ряде станций, наблюдения над уровнем с помощью мареографов и акустические наблюдения.

Заблаговременность предупреждения, необходимая при всяком прогнозе, в данном случае обеспечивается тем, что скорость распространения сейсмических волн в земной коре измеряется несколькими километрами в секунду, и, таким образом, сведения о землетрясении, происшедшем где-то на дне океана, поступают в течение считанных минут.

Служба прогноза цунами базируется на системе сейсмических станций и сети мареографных пунктов, расположенных на островах и многих пунктах побережья. Эти пункты регистрируют сформировавшуюся волну цунами.

Наличие удаленных от побережья океана островов дает возможность предупредить население берегов океана о приближающейся неотвратимой опасности. Немедленно по получении сведений о волне цунами, измеренной мареографами, дается предупреждение и устанавливается время подхода волны к различным пунктам побережья океана.

На больших расстояниях от цунамигенных районов, какими являются Гавайские острова и тихоокеанское побережье США, предупреждение о цунами осуществляется станциями, оборудованными сейсмографами с видимой записью и механической регистрацией, предназначенными для обнаружения удаленных землетрясений (Жирнос и Рыков, 1961).

Японская служба предупреждения цунами также опирается преимущественно на сейсмические наблюдения.

Наиболее опасными для Японии являются цунами, возникающие вблизи тихоокеанского побережья. В этих районах действует до 60 сейсмических станций, объединенных в оперативные группы числом до 9 с центрами в метеорологических обсерваториях. Обсерватории связаны со станциями прямой кабельной связью. Обсерватории объявляют состояние тревоги каждая по своему району.

При землетрясении, соответствующем по шкале СССР 6—7 баллам, станция передает о нем данные не позже чем через 5 мин. от его начала. Центр, получив данные со своей группы станций, принимает решение о подаче сигнала тревоги. Все необходимые сведения в обслуживаемый район передаются не позднее чем через 20 мин. от начала землетрясения.

Удаленные от берегов Японии землетрясения регистрируются специальной группой из 9 станций. Станции связаны прямым проводом с Токио.

Для наших дальневосточных районов, подверженных воздействию цунами, — Камчатки и Курильских островов — наиболее опасными являются цунами, возникающие в районах Курило-Камчатской впадины. Эта впадина удалена от побережья на относительно небольшое расстояние. Волна цунами добегаёт здесь до берега всего за 20—30 мин после начала землетрясения. Для регистрации эпицентра землетрясения используется специальная установка — УБОЭЦ (установка быстрого определения эпицентра), размещенная в Петропавловске-на-Камчатке, Ключах и Южно-Сахалинске.

Установка состоит из двух комплектов приборов. Один из них показывает направление на эпицентр — азимут, другой — расстояние и силу землетрясения.

Л. М. Бреховских указывает на реальные возможности предупреждения цунами путем наблюдений за распространением звуковых волн.

Внутренние волны. Как показано в гл. II, изменение плотности с глубиной далеко не всегда равномерно, и в силу различных причин может возникать более или менее резко выраженная слоистость.

Из теории волн и наблюдений следует, что на поверхности раздела между слоями воды разной плотности возникают волны, аналогичные волнам на поверхности моря, которую можно рассматривать как поверхность раздела слоев воды и воздуха. Поэтому выводы, относящиеся к поверхностным волнам, можно применить и к волнам, образующимся на границах раздела вод и называемых внутренними волнами. Различия заключаются в том, что при рассмотрении волн на поверхности раздела слоев воды необходимо учитывать плотность и нижнего и верхнего слоев. Для поверхностных волн плотность воздуха не учитывается, так как она мала по сравнению с плотностью воды.

Внутренние волны возникают под действием тех же сил, которые вызывают и поверхностные волны. В зависимости от отношения длины внутренней волны к толщине слоев различают короткие волны, у которых это отношение мало, и длинные волны, у которых длина волны превышает толщину слоев. Если толщина слоев воды большая (теоретически равная бесконечности), скорость распространения внутренних волн определяется формулой

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}, \quad (7.54)$$

где ρ_2 — плотность нижнего слоя воды; ρ_1 — плотность верхнего слоя воды. Остальные обозначения прежние.

Если в формуле (7.54) ρ_2 принять за плотность воды, а ρ_1 за плотность воздуха, то отношение $\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$ можно считать равным единице. Тогда формула (7.54) принимает вид формулы (7.13), полученной ранее из трохоиальной теории волн

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi}.$$

Следовательно, короткие волны на свободной поверхности моря можно рассматривать как частный случай внутренних волн.

Так как разность плотностей двух слоев воды составляет обычно 0,01—0,02 единиц плотности, то скорость внутренних волн будет в 7—10 раз меньше скорости поверхностных волн той же длины.

Если толщина верхнего слоя воды мала и равна H_1 , а толщину нижнего слоя по-прежнему можно считать большой, то для скорости внутренних волн получается формула

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 \operatorname{cth} \frac{2\pi H_1}{\lambda} + \rho_1}. \quad (7.55)$$

Если длина волн больше толщины слоев (длинные волны), их скорость определяется формулой

$$c^2 = \frac{gH_2H_1}{H_2 + H_1} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}, \quad (7.56)$$

где H_1 и ρ_1 — толщина и плотность воды верхнего слоя; H_2 и ρ_2 — толщина и плотность воды нижнего слоя.

Если в формуле (7.56) положить H_2 равной глубине моря H , а H_1 — высоте атмосферы, то

$$\frac{H_1}{H_2 + H_1} = 1 \quad \text{и} \quad \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} = 1.$$

Тогда получаем известную нам формулу скорости поверхностной длинной волны (7.19)

$$c^2 = gH_2 = gH.$$

Следовательно, и длинные поверхностные волны можно рассматривать как частный случай внутренних волн.

При воздействии одинаковой силы на свободную поверхность моря и на внутреннюю поверхность раздела образуются волны, не одинаковые по высоте. Внутренние волны имеют большую высоту, чем поверхностные, так как работа, затрачиваемая на подъем слоя воды в воздухе, значительно больше работы на подъем слоя воды в воде, близкой по плотности.

От поверхности раздела вверх и вниз внутренние волны быстро уменьшаются по высоте по закону

$$h = h_0 e^{-2\pi \frac{z}{\lambda}}, \quad (7.57)$$

где h — высота волны на расстоянии z от поверхности раздела (слоя скачка плотности); h_0 — высота волны на поверхности раздела.

Наблюдения показывают, что высота внутренних волн может достигать 20—30 м. Отмечались случаи, когда поплавок, уравновешенный в слое скачка на глубине 30—35 м, появлялся на поверхности моря. Некоторые исследователи (например, Нансен) указывают на высоты внутренних волн порядка 100 м. Соответственно высоте внутренних волн изменяется и глубина слоя скачка, в котором они образуются. С этим необходимо считаться, так как с положением слоя скачка связаны глубина залегания «жидкого грунта», условия распространения звука и прозрачность воды.

Внутренние волны, возникающие в слое скачка плотности, не единственные представители внутренних волн. Теоретические исследования и наблюдения показали, что в толще воды возникают внутренние волны и при постоянном градиенте плотности воды, т. е. при плавном возрастании плотности с глубиной и отсутствии слоя скачка плотности.

Наиболее полные теоретические исследования таких внутренних волн были произведены Фиельстадом. Его исследования основаны

на решении дифференциального уравнения, описывающего систему длинных внутренних волн, которое имеет вид

$$\frac{d^2w}{dz^2} + l^2 g\varphi w = 0,$$

где

$$l^2 = \left(\frac{\tau}{\lambda} \right)^2 = \frac{1}{c^2};$$

$$\varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz},$$

w — вертикальная скорость частиц воды; z — вертикальная координата.

Это уравнение дает бесчисленное множество решений, составляющих бесконечный спектр внутренних волн. Однако из этого спектра только сравнительно небольшое число волн имеет практическое значение. Наибольшее значение имеют волны первых порядков, которые характеризуются наибольшими значениями амплитуд. С увеличением порядка волн их амплитуда уменьшается. Порядок волны определяется числом максимумов амплитуд, наблюдаемых на различных глубинах. Волна первого порядка имеет один максимум, второго два и т. д. Приливная волна, не имеющая максимума, так как ее амплитуды на всех глубинах одинаковы, относится к волне нулевого порядка.

Сложение волн различного порядка дает весьма сложную картину изменения с глубиной амплитуд и горизонтальных скоростей. Интересно отметить тот факт, что максимальные амплитуды внутренних длинных волн, описываемых уравнением Фиельстадта, при равномерном увеличении плотности с глубиной отмечаются в слоях с наименьшим вертикальным градиентом плотности воды. При наличии слоев скачка максимум амплитуд располагается в зоне скачка, однако максимальные амплитуды отмечаются не в самом слое скачка, а на его нижней границе.

Теория Фиельстадта относится, как отмечено выше, к свободным длинным волнам. Однако ее можно использовать и при изучении внутренних приливных волн, так как величина возмущающей силы мала по сравнению с величинами, входящими в уравнение Фиельстадта.

При распространении внутренних приливных волн отмечается на определенных широтах явление резонанса, т. е. увеличение амплитуд внутренних приливных волн. Оно обусловлено тем, что на этих широтах собственный период колебаний толщи воды близок к периоду приливных волн, что и создает явление резонанса.

Для полусуточных приливных волн явление резонанса отмечается на широте 30° . Явление резонанса существенно изменяет характер приливных течений на глубинах, особенно под слоем скачка, что вынуждает при обработке результатов наблюдений над приливными течениями на этих широтах и при их предвычислении учитывать воздействие внутренних волн.

§ 42, Характеристика волн Мирового океана

Из изложенной выше теории следует, что элементы морских волн, возникающих под действием ветра в океанах и морях, зависят не только от силы ветра, но и от продолжительности его действия, длины разгона и рельефа дна. Поэтому ветер одной и той же силы при различных конкретных условиях может вызывать различные волны.

Об этом свидетельствуют и результаты непосредственных наблюдений. Известно, например, что ветер силой 12 баллов может наблюдаться как над океанами, так и почти над всеми морями. Однако наблюдаемые максимальные высоты волн в океанах значительно больше, чем в морях.

Таблица 30

Наибольшая высота ветровых волн и соответствующие им длина, скорость распространения и период по наблюдениям в океанах и морях (по Л. Ф. Титову)

балл	Ветер			Элементы волн		
	скорость (м/с)	высота (м)	длина (м)	скорость (м/с)	период (с)	отношение высоты к длине
6	13	4,0	87	11,8	7,4	1/22
7	16	5,8	129	14,2	9,1	1/22
8	19	8,4	138	14,7	9,4	1/16
9	22	11,5	180	16,8	10,7	1/16
10	25	12,6	285	21,1	13,5	1/22
11	27	14,5	376	24,4	15,5	1/25

В табл. 30 приведены наибольшие высоты волн по наблюдениям в океанах и морях при различных скоростях ветра, имеющих обеспеченность около 5%.

В дополнение к табл. 25 следует отметить результаты некоторых наблюдений. Ветровые волны высотой около 18 м определены Корнишем в Атлантическом океане при ветре 10—11 баллов и около 21 м при ветре 12 баллов.

Высоту волны 21 м наблюдали с судна «Асканюс» в Тихом океане во время продолжительного шторма ураганной силы. В антарктических водах с дизель-электрохода «Обь» в 1958 г. была измерена инструментально высота волны 24,5 м. Эдмондсон приво-дил сведения о наблюдаемой визуальной высоте волны в Тихом океане порядка 30—35 м.

Приведенные величины ветровых волн встречаются в океанах довольно редко.

Результаты наблюдений, приведенные в табл. 30, показывают, что максимальные штормовые волны могут достигать длины около 400 м и, следовательно, распространяться до значительных глубин.

Если принять в соответствии с трохойдальной теорией волн, что высота волны с глубиной уменьшается по экспоненциальному закону, нетрудно вычислить, что при высоте волны на поверхности 15 м на глубине 150 м высота волны будет 0,7 м, на глубине 100 м — 1,9 м, а на глубине 30 м — 7 м.

Географическое распределение волн в различных районах Мирового океана по сезонам (месяцам) дается в специальных пособиях, указанных в списке литературы.

При составлении пособий в настоящее время широко используются режимно-климатические характеристики ветровых волн. Для их определения существует несколько приемов.

Один из них заключается в том, что по типовым картам полей ветра рассчитываются элементы волн одним из методов, описанных выше, а далее, исходя из вероятности выделенных полей ветра за год, сезон, месяц, искомую вероятность элементов ветровых волн отождествляют с вероятностью соответствующих типов погоды.

Для океанов оказалось целесообразнее использовать другой прием. По синоптическим картам рассчитывают элементы волн для выбранных точек. Располагая результатами таких расчетов за длительный (многолетний) период, можно получить характеристики волн за год, сезон, месяц.

Последний способ требует длительного времени и кропотливых ежедневных расчетов. Поэтому в Ленинградском гидрометинституте М. М. Зубовой разработан способ, позволяющий решить указанную задачу в более короткие отрезки времени.

Расчет по предложенной методике дал следующие значения режимно-климатической характеристики высот волн 3%-ной обеспеченности (близкой к максимальной) для зимы (январь—март) в Северной Атлантике, район 56° с. ш., 20° з. д.

Высота волн 3%-ной обеспеченности (м)	≥1,2	≥1,5	≥2,3	≥3,2	≥4,1	≥5,0	≥6,0	≥8,0	≥10,0	≥12,0	≥15,0
Их режимно-климатическая характеристика (%)	92,7	82,8	60,8	48,6	28,9	19,7	8,3	3,0	0,56	0,07	0,01

Из таблицы видно характерное (достаточно резкое) уменьшение обеспеченности высот крупных волн. Такая картина отмечается во всех районах Мирового океана. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с данными наблюдений.

КОЛЕБАНИЯ УРОВНЯ МИРОВОГО ОКЕАНА

§ 43. Уровень океана и причины его колебаний

Положение свободной поверхности Мирового океана — уровень океана¹, формируется разнообразными силами, воздействующими на массы воды. Если бы воды океана были однородны и находились в полном покое, то поверхность океана совпадала бы с поверхностью, нормальной к направлению силы тяжести, называемой *уровенной*, или *изопотенциальной* поверхностью.

Поверхность среднего многолетнего уровня Мирового океана наиболее близко совпадает с одной из *уровенных* поверхностей, а поэтому и принимается в первом приближении за поверхность геоида (среднего положения поверхности Земли).

Реальная поверхность океана не остается в покое, а находится в непрерывном изменении под влиянием многих изменчивых сил, отклоняясь от поверхности геоида.

Поскольку отклонения поверхности (уровня) океана от среднего уровня обусловлены движениями его вод, наблюдения над этими отклонениями позволяют судить о динамическом состоянии вод океана. Так, например, по топографии поверхности океана и по наблюдениям над колебаниями уровня у берегов рассчитываются градиентные течения.

Процессы и силы, влияющие на положение уровня океана. Все процессы и силы, вызывающие разнообразные динамические явления в океанах и влияющие на положение его поверхности (уровня), в наиболее общей форме можно объединить в следующие основные группы:

- а) космические — приливообразующие силы;
- б) геодинамические и геотермические явления в земной коре (землетрясения и моретрясения, извержения вулканов на поверхности суши и под водой, вековые подъемы и опускания суши и современные тектонические движения);

¹ Уровень океана (моря) — высота поверхности океана (моря), свободной от влияния ветровых волн и зыби, измеряемая относительно условного горизонта.

в) механические и физико-химические воздействия, обусловленные солнечной радиацией и воздействием атмосферы (тепловые процессы в океане, изменения атмосферного давления, ветер, осадки, береговой сток и т. п.).

Сложная система движения водных масс, формирующаяся в результате действия всех этих факторов, в той или иной степени проявляется в определенной топографии поверхности Мирового океана, непрерывно меняющей свои очертания.

Наиболее правильные во времени периодические колебания поверхности моря возбуждаются приливообразующими силами. Но даже и эти колебания исследованы еще недостаточно, хотя и много лучше других видов колебаний. Только для ограниченных площадей некоторых морей имеются карты состояния уровенной поверхности на определенные фазы приливных явлений.

Благодаря периодичности приливных колебаний уровня они легко могут быть исключены из наблюдаемых данных над уровнем путем их осреднения. При осреднении за месяц или год можно также освободиться от других периодических колебаний. Тем самым можно выделить из данных наблюдений за колебаниями уровня непериодическую, наиболее трудно учитываемую часть, обусловленную главным образом изменчивостью воздействия атмосферы.

Геотермические и геодинамические явления в земной коре обуславливают либо кратковременные непериодические, зачастую довольно резкие, даже катастрофические, колебания уровня, такие, как цунами, сильные сейши, либо относительно медленные изменения среднего уровня вследствие поднятия или опускания суши.

Непериодические колебания уровня. Колебания уровня, обусловленные различными сторонами деятельности атмосферы и солнечной радиации, имеют обычно непериодический характер. Однако во многих случаях в них можно установить известный ритм, связанный с наличием суточного и годового хода определяющих гидрометеорологических факторов. Многообразные стороны атмосферной деятельности приводят и к многообразию видов колебаний уровня. В общем режиме уровня моря можно выделить следующие главные непериодические составляющие, вызванные солнечной радиацией и деятельностью атмосферы.

а) Стогно-нагонные колебания, связанные с циркуляцией вод, возникающей в результате тангенциального трения, возникающего между воздушным потоком и водной поверхностью, ограниченной береговой чертой.

б) Колебания уровня, вызванные изменением атмосферного давления, представляют статическую реакцию воды на изменение атмосферного давления. При повышении атмосферного давления на 1 миллибар уровень моря понижается на 10 мм и наоборот, при понижении давления на 1 мб уровень моря повышается на 10 мм.

в) Колебания уровня вследствие неравномерностей в процессе влагооборота (испарение, осадки, береговой сток) связаны с изменением количества воды в различных частях океана или в морях.

г) Колебания уровня вследствие изменений плотности воды. При увеличении плотности уровень понижается, при уменьшении — повышается. Плотность воды, как известно, изменяется при изменении ее температуры и солености.

В природе мы не наблюдаем в чистом виде перечисленные виды колебаний уровня. Наблюдатель фиксирует суммарный эффект различных причин. Интересно отметить, что между различными видами колебаний уровня существует определенная связь. Еще в работах С. О. Макарова и в более поздней работе Л. Ф. Рудовица, по результатам наблюдений над уровнем Черного и Балтийского морей, было установлено, что с основными колебаниями ветрового происхождения совпадают изменения уровня, обусловленные изменениями атмосферного давления и плотности воды. Это нетрудно объяснить. Понижение атмосферного давления над сушей и повышение давления над морем сочетается с нагонными по отношению к берегу ветрами. Следовательно, уровень моря повышается одновременно под воздействием двух факторов: ветра и атмосферного давления. В обратном случае, когда давление над материком повышается, а над морем понижается, происходит понижение уровня моря у берега под воздействием обоих факторов.

Однако изменения уровня вследствие изменений давления — статические изменения, значительно меньше динамических, обусловленных действием ветров и течений как вдоль береговой черты, так и в открытом море.

Н. Н. Зубов рассмотрел положение уровня под влиянием барического рельефа при условии ничем не ограниченного моря. На основании очень приближенной зависимости он сделал вывод, что «динамическое понижение уровня моря, создаваемое ветрами и течениями, возникающими под влиянием распределения давления атмосферы, в области пониженного давления в десять раз больше статического повышения уровня, создаваемого тем же распределением давления без учета влияния ветров, течений и отклоняющей силы вращения Земли (силы Кориолиса)». Следовательно, и в открытом океане статическая реакция уровня поверхности на изменения атмосферного давления значительно уступает колебаниям динамического происхождения.

Колебания уровня вследствие неравномерностей в процессе влагооборота: выпадения осадков, испарения, берегового стока могут быть весьма значительными. Так, например, при сильных ливнях может выпадать количество осадков, измеряемое величинами несколько сот миллиметров и даже более метра за сутки. Такие осадки могут вызвать кратковременные резкие подъемы уровня.

В некоторых районах отмечается сильное испарение, приводящее к значительным понижениям уровня. Так, например, в Красном море слой воды, испаряющийся за год, достигает 2,5 м.

Рассматривая влияние плотности воды на положение уровня моря у берегов, можно заметить, что действие этой причины тоже совпадает с действием ветра. Наиболее естественное объяснение этому вытекает из самого существа сгонно-нагонных явлений, сум-

марный эффект которых у берегов определяет в конечном результате основные черты режима колебаний уровня. Явление нагона всегда означает перемещение некоторого количества более легких поверхностных вод в прибрежную область, а соответственно и повышение уровня. Это повышение уровня несколько усиливается за счет пониженной плотности приносимых к берегу вод. При стонных ветрах, напротив, менее плотные воды уносятся в открытое море, а на смену им вдоль материкового склона поднимаются более плотные глубинные воды. Уровень при этом понижается как за счет оттока вод, так и за счет замены у берега менее плотных поверхностных вод более плотными глубинными водами.

Известно, что непериодические колебания уровня моря у западного побережья Соединенных Штатов почти полностью зависят от плотности воды в поверхностном 500-метровом слое. В связи с этим было установлено, что динамические причины (течения) обуславливают в этом районе значительно большие изменения плотности, чем солнечная радиация (это, вероятно, справедливо и для многих других районов Мирового океана).

В свою очередь, изменчивость течений связывается с колебаниями большого масштаба в интенсивности циркуляции атмосферы. Поэтому, рассматривая колебания уровня под воздействием изменений внутренних свойств водной массы — ее плотности, можно установить зависимость динамического состояния океана от внешнего и чрезвычайно общего процесса — циркуляции атмосферы.

Представляя причины колебаний уровня моря в зависимости от наиболее общих черт динамического режима — циркуляции атмосферы, — надо вместе с тем иметь в виду комплексный характер явлений, связанных с этим сложным и многосторонним процессом. Действием основного фактора — касательными силами ветров — порождаются сопутствующие процессы, которые дополнительно и в одном и том же направлении с основной причиной влияют на положение уровневой поверхности. В Балтийском море, как показал Л. Ф. Рудовиц, в одном и том же направлении изменяют положение уровня моря ветер, атмосферное давление, плотность воды и осадки. В других местах комбинации одинаково направленных процессов и их соотношение между собой могут быть иными, более или менее выгодными для проявления определенного вида колебаний уровня.

Сложность непериодических колебаний уровня и разнообразие причин, их вызывающих, затрудняют создание их теории и практические расчеты. До настоящего времени не разработано сколько-нибудь удовлетворительной теории непериодических колебаний уровня. Отдельные частные решения относятся преимущественно к исследованию колебаний уровня, возникающих при стоячих волнах и называемых сейшами¹. В них рассматриваются отдельные характеристики сейш, как, например, периоды, расположение узлов и

¹ Сейшевые колебания уровня моря (сейши) — свободные колебания уровня моря в виде стоячих волн в замкнутых и полужамкнутых водоемах, происходящие по инерции после прекращения воздействия внешних сил.

пучностей при идеализированных формах морского бассейна (прямоугольной, круговой и т. п.) и простых формах рельефа дна (ровное дно, дно с постоянным уклоном и т. п.).

Для практических расчетов неперидических колебаний уровня у берегов морей и океанов обычно используются эмпирические связи между колебаниями уровня и внешними факторами.

Как показывают наблюдения, наиболее резкие колебания уровня связаны с воздействием ветра, вызывающим сгонно-нагонные колебания уровня. Поэтому прежде всего и устанавливаются связи между неперидическими колебаниями уровня и направлением и силой ветра. Так как поле ветра определяется полем давления, во многих случаях оказывается удобнее устанавливать связи между колебаниями уровня и направлением и величиной градиента давления.

Такой путь решения задачи, когда учитывается только воздействие ветра на колебания уровня, может быть в определенной мере оправдан и тем, что, как было показано выше, нередко другие причины, вызывающие неперидические колебания уровня (изменение атмосферного давления, плотности воды), действуют в одном направлении с действием ветра. Поэтому они будут учитываться в той или иной степени при установлении эмпирических коэффициентов связи между неперидическими колебаниями уровня и ветром (градиентом давления).

Вместе с тем исследования последних лет показали, что далеко не во всех случаях можно ограничиться только учетом воздействия ветра при расчетах (прогнозах) неперидических колебаний уровня моря. В ряде случаев, как например при наводнениях в устье р. Невы, основную роль играют длинные волны, возникающие вследствие разности давления над морской акваторией. Подход гребней таких волн в сочетании с нагоном и создает те исключительные наводнения, нередко являющиеся катастрофическими, которые наблюдались и в Ленинграде.

В настоящее время разработаны методы прогноза наводнений на основе теоретических решений уравнений гидродинамики с учетом статистических связей. Однако эти вопросы выходят за рамки данной монографии, а тем, кто ими интересуется, следует обратиться к соответствующим литературным источникам. Среди последних работ надо отметить монографию Н. А. Лабзовского (1971), в которой дано достаточно полное освещение вопроса о неперидических колебаниях уровня и современных методах их прогноза.

Средний уровень. Вследствие значительных изменений уровня при его изучении во многих случаях оказывается более удобным пользоваться вместо истинных высот уровня средними его значениями.

Средним уровнем моря называется величина, полученная в результате осреднения наблюдаемых значений уровня за определенный интервал времени. В зависимости от промежутка времени, за который производится осреднение, выделяют следующие средние уровни: суточный, месячный, годовой, многолетний.

В практике кораблевождения, гидрографии и геодезии наибольшее значение имеет средний многолетний уровень, так как от него ведется отсчет глубин в море и высот на суше.

Средний многолетний уровень определяется как среднее арифметическое из среднегодовых уровней, принимаемых как равноточные. Поэтому для его определения с заданной точностью необходимо иметь наблюдения определенной продолжительности.

При определении средних уровней исключаются при осреднении периодические приливные колебания уровня. Поэтому необходимая продолжительность наблюдений для определения среднего многолетнего уровня с заданной точностью определяется величиной непериодических колебаний, обусловленных воздействием атмосферы. В различных морях эти величины различны.

Для определения необходимой продолжительности наблюдений А. И. Дуванин вывел простую формулу, которая имеет вид

$$n = \frac{\delta_{\max}}{\Pi}, \quad (8.1)$$

где Π — заданная точность определения многолетнего уровня; δ_{\max} — наибольшее наблюдаемое значение отклонения среднего годового уровня от многолетнего; n — необходимое число лет наблюдений.

Значение δ_{\max} определяется из продолжительной серии наблюдений (в несколько десятков лет) по одному из пунктов моря, в котором велись такие наблюдения. В настоящее время практически на всех морях имеются хотя бы в одном пункте наблюдения над колебаниями уровня продолжительностью более 10 лет. Наибольшее значение δ_{\max} для такого пункта и принимается при расчетах продолжительности наблюдений для любого другого пункта в том же море. По формуле (8.1) можно решить и обратную задачу — определить погрешность в определении среднего многолетнего уровня, полученного из ряда наблюдений за n лет.

Приведем пример пользования формулой (8.1). Из 63-летнего ряда наблюдений над уровнем в Азовском море установлено, что наибольшее отклонение δ_{\max} среднегодового уровня от среднего многолетнего, выведенного за тот же период, равно 30 см. Если необходимо в каком-то пункте моря определить многолетний уровень с точностью 10 см, то, как следует из формулы (8.1), продолжительность наблюдений должна быть 3 года.

Положение многолетнего уровня зависит от гидрометеорологических условий рассматриваемого района. Поэтому многолетний уровень меняется от пункта к пункту. Для побережий океанов многолетний уровень можно считать постоянным на расстояниях, не превышающих 500 км. Для морей эти расстояния следует считать порядка 70—100 км. В Балтийском море, например, существует уклон среднего многолетнего уровня к проливам.

Средний многолетний уровень имеет годовой ход. Если рассчитать средние многолетние уровни для каждого месяца (среднемесячные уровни) и нанести их на график, то можно заметить, что они

изменяются от месяца к месяцу. На рис. 8.1 приведены кривые годового хода среднего многолетнего уровня по данным А. И. Дуванина. Как видно на рисунке, кривые в его левой части указывают на повышение среднего многолетнего уровня в летние месяцы и понижение в зимние, а кривые правой части имеют обратный ход.

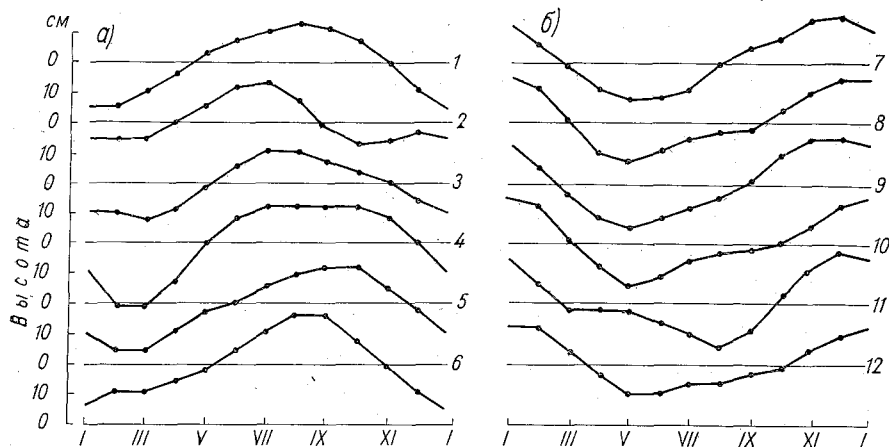


Рис. 8.1. Годовой ход среднего многолетнего уровня при муссонном (а) и зональном (б) типах циркуляции атмосферы.

1 — Балтимор (Чесапикский зал.), 2 — Батуми (Черное море), 3 — Шатт-Эль-Араб (Персидский зал.), 4 — Мергун (Бенгальский зал.), 5 — Манила (Филиппинские острова), 6 — Кийфу (о. Тайвань), 7 — Печенга (Баренцево море), 8 — Кабелвоц (Норвежское море), 9 — Гринок (Ирландское море), 10 — Харлингген (Северное море), 11 — Симсон (Канада), 12 — Виктория (Канада).

Различие годового хода обусловлено различием в режиме циркуляции атмосферы. Кривые в левой части рисунка относятся к районам с хорошо выраженной муссонной циркуляцией, а в правой — с зональной. Эти изменения среднего многолетнего уровня необходимо учитывать при определении высоты уровня и глубины моря.

§ 44. Приливные колебания уровня. Важнейшие термины и определения

Явление приливов. Приливными явлениями, или приливами, в Мировом океане называются динамические и физико-химические процессы в водах морей и океанов, вызванные приливообразующими силами. Они возникают вследствие действия космических сил — сил притяжения между Землей, Луной и Солнцем. Приливообразующая сила Луны в среднем в 2,17 раз больше приливообразующей силы Солнца. Поэтому основные черты приливных явлений определяются главным образом взаимным положением Луны и Земли.

Вследствие непрерывного изменения взаимного положения Земли, Луны и Солнца изменяются и величины приливообразующих сил Луны и Солнца. Они могут действовать в одной и той же точке

как в противоположных направлениях, так и в одном и том же. Это отражается на характере и величине наблюдаемых приливов и вызывает их изменения.

Существенное влияние на величину и характер приливов оказывают физико-географические условия моря (океана): очертания берегов, размеры, глубины, наличие островов и т. д. Если бы океан покрывал Землю сплошь слоем одинаковой глубины, приливы на одной и той же широте были бы одинаковыми и зависели бы только от приливообразующих сил Луны и Солнца.

Однако, как известно, приливные колебания уровня и течения на одной и той же широте меняются в весьма широких пределах. В одних районах, как, например, в заливе Фанди (п-ов Новая Шотландия, Канада), приливные колебания уровня достигают 16 м, по расчетам 18 м, а в других, как, например, в Балтийском море, расположенном на той же широте, они практически отсутствуют.

Приливные явления представляют собой волновое движение. Под действием периодической приливообразующей силы в океане возникает сложная волна, имеющая период, соответствующий периоду силы, но отличную от нее амплитуду и фазу. Частицы воды в приливной волне движутся по орбитам, имеющим форму эллипса, с осью, очень сильно вытянутой по горизонтали. Движение частиц по их орбитам наблюдатель воспринимает как периодические колебания уровня и течений.

Приливные течения можно рассматривать как проекции движения частиц по их орбитам на горизонтальную плоскость, а колебания уровня — как проекции на вертикальную ось. Проекции на горизонтальную плоскость (приливные течения) характеризуются двумя величинами: направлением и скоростью, а проекции на вертикальную ось только одной — высотой уровня. Нетрудно видеть, что обе стороны явления тесно связаны между собой и их следовало бы рассматривать совместно. Однако в настоящее время еще нет достаточно полной и надежно обоснованной теории, которая позволила бы охватить все многообразие явления. Поэтому приливные колебания уровня и приливные течения обычно рассматриваются раздельно. Первые рассмотрены в данной главе, а вторые — в гл. IX. Тем не менее в терминологии приливных течений и методах их вычисления есть много общего с приливными колебаниями уровня. Поэтому многие выводы, относящиеся к приливным колебаниям уровня, будут справедливы и для приливных течений.

Важнейшие термины и определения. Рассмотрим основные термины и определения, используемые при изучении приливных колебаний уровня.

Приливом называется подъем уровня при прохождении приливной волны, а отливом — его падение. Не следует смешивать термины «прилив» и «приливы»: под последним понимаются приливные колебания уровня в Мировом океане.

Полной водой называется максимальный уровень в продолжение одного периода приливных колебаний, а малой водой — минимальный уровень в продолжение этого периода.

Периодом прилива называется промежуток времени между двумя последовательными полными или малыми водами. В зависимости от периода различают полусуточные приливы, имеющие средний период, равный половине лунных суток (12 ч 25 мин); суточные со средним периодом, равным лунным суткам (24 ч 50 мин); смешанные, у которых в течение половины лунного месяца период меняется с полусуточного на суточный. Если преобладает полусуточный период, то такой смешанный прилив называют неправильным полусуточным, а если преобладает суточный период — неправильным суточным приливом.

Высотой прилива называется положение приливного уровня по отношению к нулю глубин. В СССР отсчет высот уровня на морях с приливами ведется от наинизшего, возможного по астрономическим условиям уровня (наинизшей малой воды). Этот уровень называют наинизшим теоретическим уровнем (теоретическим нулем глубин).

В некоторых других странах приняты иные нули глубин.

Амплитуда прилива представляет собой высоту полной или малой воды от среднего приливного уровня. Так как приливы бывают не всегда симметричными относительно среднего уровня, то и амплитуды, определяемые по полной и малой воде, не всегда будут равны между собой.

Величина прилива — разность уровней соседних полной и малой вод.

Время полной воды $t_{ПВ}$ — момент наступления полной воды.

Время малой воды $t_{МВ}$ — момент наступления малой воды.

Время роста или подъема уровня T_p — промежуток времени, в течение которого происходит повышение уровня от малой до полной воды

$$T_p = t_{ПВ} - t_{МВ}.$$

Время падения уровня T_n — промежуток времени, в течение которого происходит падение уровня от полной до малой воды,

$$T_n = t_{МВ} - t_{ПВ}.$$

Продолжительность стояния уровня моря T_c — интервал времени, за который наблюдался уровень, равный заданной высоте или превышающий ее.

Расчетный уровень моря — уровень моря заданной обеспеченности.

Лунный промежуток $T_{л}$ — разность между моментом времени кульминации Луны на меридиане места и моментом наступления ближайшей полной воды.

Средний прикладной час (СПЧ) — средний из лунных промежутков не менее чем за половину лунного месяца.

Прикладной час порта (ПЧП) — средний из лунных промежутков в полнолуние и новолуние при среднем расстоянии Земли и Луны от Солнца и при нулевых склонениях Луны и Солнца.

Котидальная линия — линия, соединяющая точки с одинаковыми фазами прилива. Котидальная линия полной воды обозначается часом лунного гринвичского времени (т. е. числом лунных часов, прошедших от момента кульминации Луны в Гринвиче до наступления полной воды), называемого котидальным часом. Лунный час равен 1 ч 02 мин. среднего солнечного времени.

Для смешанных приливов, у которых высоты смежных полных и малых вод, а также время роста и время падения не одинаковы (рис. 8.2), приходится вводить дополнительные термины.

Высокая полная вода (ВПВ) — большая из двух полных вод за сутки при полусуточных приливах.

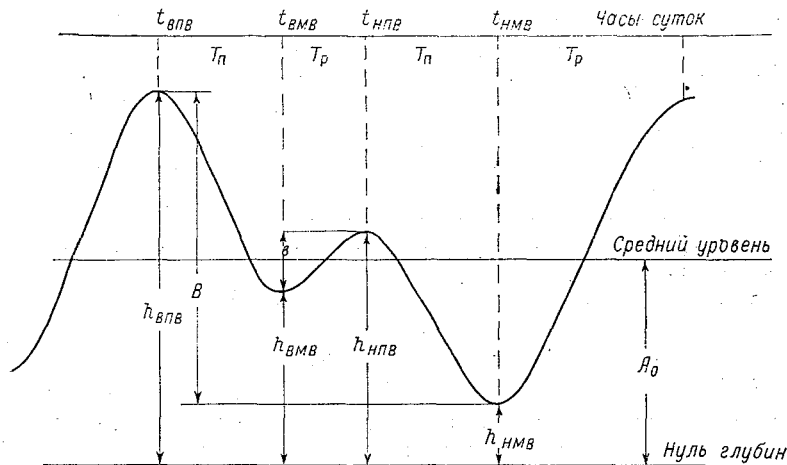


Рис. 8.2. Смешанный прилив и его характеристики.

Низкая полная вода (НПВ) — меньшая из двух полных вод за сутки при полусуточных приливах.

Высокая малая вода (ВМВ) — большая из двух малых вод за сутки при полусуточных приливах.

Низкая малая вода (НМВ) — меньшая из двух малых вод за сутки при полусуточных приливах.

Суточное неравенство высот полных вод сн $h_{ПВ}$ — разность между высотами высокой и низкой полных вод.

Суточное неравенство высот малых вод сн $h_{МВ}$ — разность между высотами высокой и низкой малых вод.

Большая величина приливов (В) — разность высот высокой полной и низкой малой вод в течение суток (В-НПВ-ВМВ).

Малая величина приливов за сутки (в) — разность между низкой полной и высокой малой водой, $в = h_{НПВ} - h_{ВМВ}$.

Неравенства в явлении приливов. Наблюдая за величиной прилива и временем наступления полных и малых вод, легко заметить, что они не остаются неизменными ото дня ко дню, а для случая смешанных приливов — и в течение суток.

Отклонения времени наступления полных и малых вод и величин прилива от их средних значений для данного места называются неравенствами прилива.

Неравенства приливов вполне закономерны и связаны с изменением положения Луны, Солнца и Земли. Так как приливообразующая сила Луны больше приливообразующей силы Солнца, основные неравенства связаны с изменениями взаимного положения Луны и Земли.

Можно выделить следующие основные виды неравенств в явлении приливов: суточные, полумесячные, месячные (параллактические) и длиннопериодные.

Суточные неравенства характеризуются неравенством по высоте двух смежных полных и малых вод в течение суток и неравенством во времени падения и роста. Характер таких неравенств представлен на рис. 8.2. Суточное неравенство зависит от астрономических причин — склонения Луны и Солнца и от физико-географических условий места. Наиболее сильно эти неравенства выражены в смешанных приливах. Так, например, при неправильных суточных приливах суточное неравенство в высотах уровня при больших склонениях Луны приводит к исчезновению низкой полной и высокой малой воды и соответственно к переходу от полусуточных к суточным приливам.

Полумесячные неравенства подразделяются на два вида: неравенства, связанные с изменением фаз Луны, и неравенства, связанные с изменением склонения Луны в течение месяца.

а) Неравенства в зависимости от изменений фаз Луны характерны для полусуточных приливов. Они заключаются в том, что в сизигию (в новолуние и полнолуние) величины приливов наибольшие, а в квадратуру (в первую и последнюю четверти Луны) величины приливов наименьшие. Первые носят название сизигийных, а вторые квадратурных приливов.

Вследствие влияния физико-географических условий наибольшие величины приливов наблюдаются не точно в момент сизигий, а спустя некоторое время. Интервал времени между полнолунием и новолунием и последующим ближайшим наибольшим полусуточным приливом называется возрастом полусуточного прилива.

б) Неравенства в зависимости от склонения Луны характерны для суточных приливов. Они заключаются в том, что приливы достигают наибольшей величины при наибольшем склонении Луны. Такие приливы носят название тропических. При склонении Луны, равном нулю, величины приливов наименьшие и носят название равноденственных, или экваториальных.

Вследствие влияния физико-географических условий тропические приливы отстают от момента максимального склонения Луны. Интервал времени между наибольшим склонением Луны и ближайшим наибольшим суточным приливом называется возрастом суточного прилива.

Месячные (параллактические) неравенства — неравенства прилива, обусловленные изменением расстояния от Земли до Луны.

При наименьших расстояниях от Земли до Луны приливы наибольшие, а при наибольших — наименьшие. Кроме высоты приливов они проявляются и в изменении лунных промежутков.

Месячные неравенства называют также параллактическими, потому что для количественной оценки расстояния от Земли до Луны служит угловой показатель — горизонтальный параллакс Луны.

Длиннопериодные неравенства приливов обусловлены прежде всего изменениями склонения Солнца и расстояния от Земли до Солнца в течение года. С изменением склонения Солнца связаны полугодовые изменения величин тропических и экваториальных приливов, а также суточных неравенств.

Изменения расстояния — параллакса Солнца определяют годовое солнечное параллактическое неравенство.

Кроме полугодовых и годовых неравенств в практике принимается во внимание медленное, с периодом 18, 61 года, изменение склонения Луны — вследствие наклона лунной орбиты к плоскости эклиптики.

Классификация приливов. Наблюдаемые у берегов Мирового океана приливы отличаются значительным разнообразием. Тем не менее это разнообразие может быть приведено к определенному числу типов прилива. При этом в основу классификации приливов могут быть положены различные принципы.

В навигационных пособиях по приливам, издаваемых в СССР, в основу классификации положены следующие признаки: количество полных и малых вод в лунные сутки или период прилива, характер неравенств, симметрия в нарастании и спаде уровня. Эти признаки, как показали исследования, в конечном счете определяются соотношением амплитуд главных суточных и полусуточных составляющих прилива, которые могут быть представлены так называемыми гармоническими постоянными приливов.¹ Подробнее о гармонических постоянных будет сказано ниже.

Для классификации приливов используется отношение амплитуд H_{K_1} и H_{O_1} главных суточных составляющих волн прилива, к амплитуде H_{M_2} главной полусуточной составляющей

$$\frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}}. \quad (8.2)$$

В зависимости от величины этого отношения выделяют следующие типы приливов:

- 1) полусуточные приливы, у которых

$$0 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 0,5;$$

- 2) смешанные приливы с отношением

$$0,5 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 4,0.$$

¹ Гармонические постоянные приливов — постоянные характеристики гармонических составляющих кривой приливного колебания уровня: средние амплитуды и фазовые углы.

Смешанные приливы, в свою очередь, подразделяются на: неправильные полусуточные с отношением

$$0,5 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 2,0;$$

неправильные суточные с отношением

$$2,0 < \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} < 4,0;$$

3) суточные приливы, у которых отношение

$$\frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}} > 4,0.$$

Приведенные три типа приливов являются основными. Помимо основных типов выделяют так называемые аномальные приливы, к которым относятся:

- 1) полусуточные солнечные;
- 2) полусуточные параллактические;
- 3) полусуточные мелководные;
- 4) двойные полусуточные (четвертьсуточные);
- 5) бор (маскарэ, поророка, маниха).

Полусуточные приливы характеризуются двумя полными и двумя малыми водами в течение лунных суток, а их период в среднем равен половине лунных суток (12 ч 25 мин), примером таких приливов служат приливы в бухте Бальбоа, Панамский канал (рис. 8.3 а). Высоты смежных полных и малых вод отличаются мало, т. е. суточные неравенства практически отсутствуют. Кривая колебаний уровня носит почти правильный синусоидальный характер.

Полумесячные неравенства у полусуточных приливов связаны с фазами Луны. Большие по величине приливы наблюдаются спустя некоторое время после новолуния и полнолуния. Это сизигийный прилив. От сизигии величина прилива уменьшается, и с переходом Луны в первую или последнюю четверть приливы становятся наименьшими — квадратурный прилив.

Неправильные полусуточные приливы имеют в основном полусуточный характер. В течение лунного месяца сохраняются две полные и две малые воды в лунные сутки. Однако при наибольшем склонении Луны наблюдаются значительные суточные неравенства; вторые полные и малые воды могут быть выражены очень слабо. При нулевом склонении Луны приливы имеют характер правильных полусуточных. Примером таких приливов служат приливы в устье р. Фрейзер (рис. 8.3 б).

Полумесячные неравенства в величине этих приливов также связаны преимущественно с фазами Луны. Наибольшие приливы наблюдаются в новолуние и полнолуние — сизигийные приливы, а наименьшие, когда Луна находится в первой и последней чет-

верти — квадратурные приливы. Однако, чем ближе отношение $\frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}}$ к 2, тем сильнее сказывается склонение Луны на величине прилива и тем больше проявляются суточные неравенства.

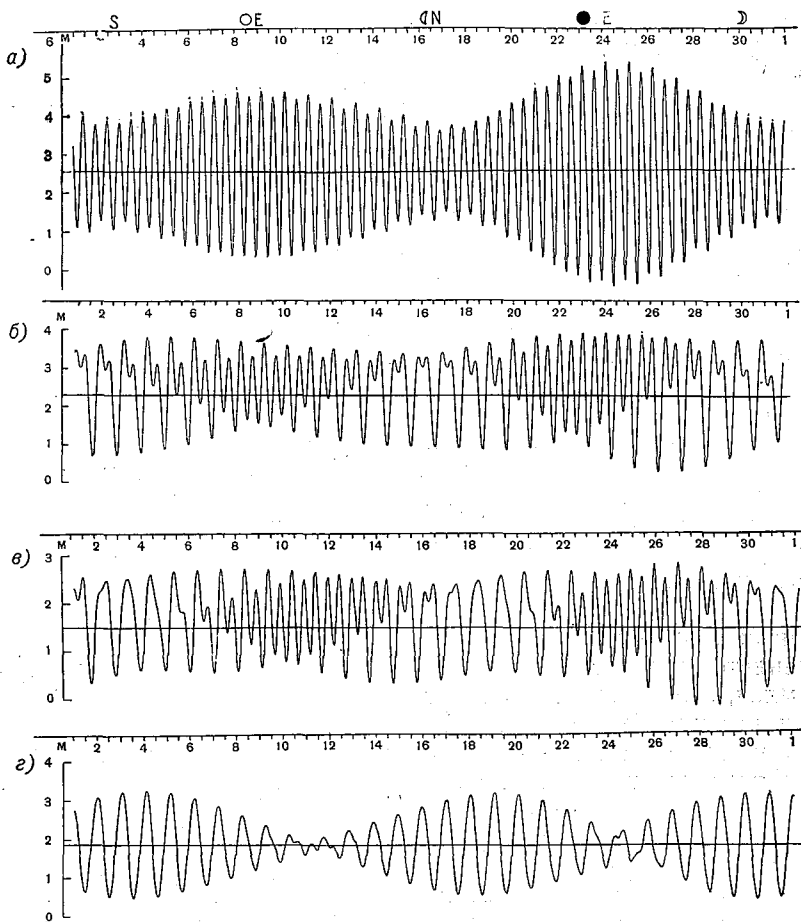


Рис. 8.3. Примеры колебаний уровня моря в течение месяца для основных типов приливов.

a — Бальбоа, Панамский канал. Полусуточные приливы; *б* — Фрейзер, река. Неправильные полусуточные приливы; *в* — Бангкок, бар реки. Неправильные суточные приливы; *г* — Хон-до, остров. Суточные приливы. ○ — полнолуние; ● — новолуние; S — первая четверть Луны; Q — последняя четверть Луны; N — наибольшее южное склонение Луны, E — наибольшее северное склонение Луны, D — нулевое склонение Луны.

Неправильные суточные приливы характеризуются преобладанием в течение лунного месяца суточных приливов с одной полной и одной малой водой в лунные сутки (24 ч 50 мин), но когда склонение Луны близко к нулю, наблюдаются две полные и две малые

воды в лунные сутки. Полумесячные неравенства связаны со склонением Луны. При наибольших склонениях Луны величина приливов наибольшая — тропический прилив — и они имеют характер правильных суточных. С уменьшением склонения Луны величина приливов уменьшается, и появляются вторые полные и малые воды. Величина приливов в это время наименьшая — равноденственный прилив. Изменение фаз Луны на величине прилива практически не сказывается. Примером таких приливов являются приливы в устье р. Бангкок (рис. 8.3*в*). Чем ближе отношение $\frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}}$ к 4, тем

ближе неправильные суточные приливы к суточным.

С суточными приливами характеризуются одной полной и одной малой водой в течение лунных суток. Неравенство приливов связано со склонением Луны. При наибольшем склонении Луны величина приливов наибольшая — тропический прилив. Однако наибольшие приливы наступают не в момент достижения Луной наибольшего склонения, а спустя некоторое время (возраст суточного прилива). Когда склонение Луны равно нулю, величина приливов наименьшая — равноденственный прилив. Примером суточных приливов являются приливы в районе о. Хон-До (рис. 8.3*г*).

Полусуточные солнечные приливы имеют период, равный половине средних солнечных суток, т. е. 12 ч. Поэтому полные и малые воды при полусуточных солнечных приливах наблюдаются всегда в одни и те же часы суток. Примером таких приливов могут служить приливы в Котабару (о. Калимантан) и Эйре (южное побережье Австралии).

Полусуточные параллактические приливы отличаются от полусуточных только характером полумесячных неравенств. Величина их меняется в зависимости от изменения расстояния между Луной и Землей, а не в зависимости от фаз Луны. При наименьшем расстоянии между Луной и Землей в течение месяца приливы наибольшие, а при наибольшем — наименьшие. Примером полусуточных параллактических приливов являются приливы у мыса Кларка в заливе Креста (Берингово море).

Полусуточные мелководные приливы отличаются от полусуточных характером подъема и спада уровня. Кривая изменений уровня при таких приливах несимметрична, и время роста и время падения могут значительно различаться между собой. Это различие тем больше, чем больше влияние мелководья. Примерами таких приливов являются приливы в портах Кемь (Белое море), Вильгельмсгафен (Северное море), Шанхай (Восточно-Китайское море).

Двойные полусуточные приливы характеризуются тем, что в течение суток бывает по четыре полных и четыре малых воды. Высоты следующих друг за другом полных и малых вод сильно различаются между собой, что создает двойные полусуточные неравенства. Величина приливов меняется в зависимости от фаз Луны.

Примером двойных полусуточных приливов могут служить приливы в районе села Зимняя Золотица (Белое море) и в районе порта Саутгемптон (Ла-Манш).

Бор наблюдается в устьях рек и представляет собой пример предельного искажения приливов под влиянием местных физико-географических условий. Вследствие тормозящего действия на приливную волну трения о дно, потока воды, выносимого рекой, и сужения устья сильно сокращается время роста и приливная волна распространяется в виде прибоя. Бор — название английское, французское название — маскарэ. Бор в притоке р. Амазонки называют поророкой, на Белом море — манихой.

§ 45. Основы теории приливов

Приливообразующие силы и их потенциал. На каждую частицу Земли действуют сила тяжести, силы притяжения Луны и Солнца и центробежные силы, возникающие при обращении систем Земля—Луна и Земля—Солнце вокруг их соответствующих центров тяжести. Сила тяжести для данной точки Земли является величиной постоянной, и поэтому ее можно не учитывать. Силы притяжения Луны и Солнца в отдельных точках Земли неодинаковы и зависят от расстояния от них до Луны и Солнца.

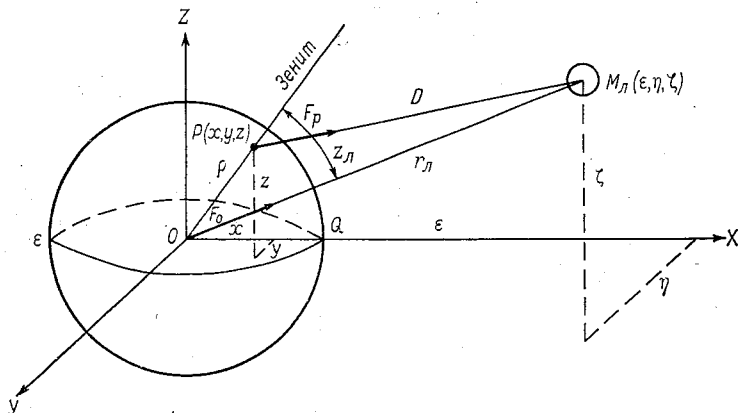


Рис. 8.4. К выводу потенциала приливообразующих сил.

Центробежные силы систем Земля—Луна и Земля—Солнце для каждой точки Земли одинаковы и равны соответственно силам притяжения Луны и Солнца в центре Земли. Это вполне понятно, так как в противном случае расстояние между Землей и Луной и Землей и Солнцем или увеличилось бы или уменьшилось. Общий центр тяжести системы Земля—Луна находится на расстоянии 0,73 земного радиуса, т. е. внутри Земли. Центр тяжести системы Земля—Солнце лежит внутри Солнца.

Для простоты рассуждения положим вначале, что на частицу Земли действует только приливообразующая сила Луны. Приливообразующую силу Солнца определим затем по аналогии.

Возьмем систему прямоугольных координат с началом в центре Земли (рис. 8.4). Плоскость XOY совместим с плоскостью экватора,

а ось Z направим вертикально вверх. Положим массу Луны равной $M_{\text{л}}$, а ее текущие координаты обозначим через ϵ, η, ζ . Возьмем на поверхности океана точку P с текущими координатами x, y, z . Обозначим через ρ радиус Земли (расстояние от центра Земли до точки P), через D — расстояние от точки P до центра Луны, через $r_{\text{л}}$ — расстояние от центра Земли до центра Луны и через $z_{\text{л}}$ — приведенное к центру Земли зенитное расстояние Луны. Рассмотрим силы притяжения Луны, действующие на частицы с массой, равной единице, находящиеся в центре Земли и на ее поверхности в точке P .

Согласно первому закону Ньютона, сила притяжения пропорциональна произведению масс тел и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Поэтому на частицу, находящуюся в точке P , будет действовать сила притяжения F_p , равная по величине

$$F_p = \frac{kM_{\text{л}}}{D^2}, \quad (8.3)$$

а на частицу, расположенную в центре Земли, сила притяжения F_0

$$F_0 = \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^2}, \quad (8.4)$$

где k — коэффициент пропорциональности, называемый гравитационной постоянной.

Как следует из приведенных соотношений, силы притяжения частиц на поверхности океана и в центре Земли неодинаковы. Сила притяжения, действующая на частицы, находящиеся в центре Земли, как отмечено выше, равна по величине центробежной силе $F_{\text{ц}}$, возникающей от обращения системы Земля—Луна вокруг их общего центра тяжести, но обратна по направлению. В векторной форме это запишется так:

$$\vec{F}_{\text{ц}} = -\vec{F}_0.$$

Силы притяжения Луны, действующие на частицы, расположенные вне центра Земли, не уравновешены центробежной силой. Поэтому эти частицы будут смещаться относительно центра Земли. Величина смещения будет зависеть от векторной разности сил притяжения Луны в рассматриваемой точке и в центре Земли, а также от сил внутреннего сцепления частиц. Разность векторов сил притяжения Луны в любой точке земного шара \vec{F}_p и в центре Земли \vec{F}_0 называется приливообразующей силой Луны в данной точке $\vec{F}_{\text{л}}$.

Следовательно,

$$\vec{F}_{\text{л}} = \vec{F}_p - \vec{F}_0. \quad (8.5)$$

Так как сила притяжения в центре Земли равна по величине и обратна по направлению центробежной силе системы Земля—

Луна, т. е. $\vec{F}_{ц} = -\vec{F}_0$, то приливообразующую силу можно определить как векторную сумму сил притяжения Луны в данной точке \vec{F}_p и центробежной $\vec{F}_{ц}$, т. е.

$$\vec{F}_{л} = \vec{F}_p + \vec{F}_{ц}.$$

Аналогично определяется и приливообразующая сила Солнца. На рис. 8.5 а показаны векторы приливообразующих сил Луны, определенных по соотношению (8.5). На половине Земли, обращенной

к Луне, $\vec{F}_p > \vec{F}_0$. Поэтому векторы приливообразующих сил направлены к Луне. На противоположной половине, наоборот, $\vec{F}_p < \vec{F}_0$, поэтому векторы приливообразующих сил направлены от Луны.

В образовании прилива основную роль играют составляющие приливообразующих сил, направленных по касательной к поверхности Земли. Вертикальная составляющая изменяет только силу тяжести.

На рис. 8.5 б проведена плоскость, пересекающая точки с нулевыми значениями касательной (горизонтальной) составляющей приливообразующих сил, которая перпендикулярна линии, соединяющей центры Земли и Луны, и показаны векторы касательных составляющих приливообразующих сил. Под воздействием этих сил частицы должны смещаться от плоскости с нулевыми значениями приливообразующих сил к линии, соединяющей центры Земли и Луны. Однако этому смещению будут препятствовать силы внутреннего сцепления частиц. Поэтому твердые частицы Земли (частицы суши), обладающие большими внутренними силами сцепления, практически останутся неподвижными. Частицы же воды и атмосферы, у которых внутренние силы сцепления весьма малы, придут в движение. Если бы океан покрывал всю Землю сплошь, в результате такого движения частиц воды произошел бы подъем уровня вдоль линии, соединяющей центры Земли и Луны, а понижение уровня — вдоль перпендикулярной плоскости, проходящей через нулевые значения приливообразующих сил. Такой случай представлен на рис. 8.5 б, где заштрихованные области характеризуют положение поверхности океана на различных сечениях.

Найдем теперь выражение для определения приливообразующей силы Луны. Для этого заменим векторную разность сил (8.5) разностью проекций. Тогда проекции приливообразующей силы Луны запишутся в таком виде:

$$F_{лx} = F_{px} - F_{0x},$$

$$F_{лы} = F_{py} - F_{0y},$$

$$F_{лz} = F_{pz} - F_{0z},$$

где индексы x, y, z означают проекции соответствующих сил на оси X, Y, Z .

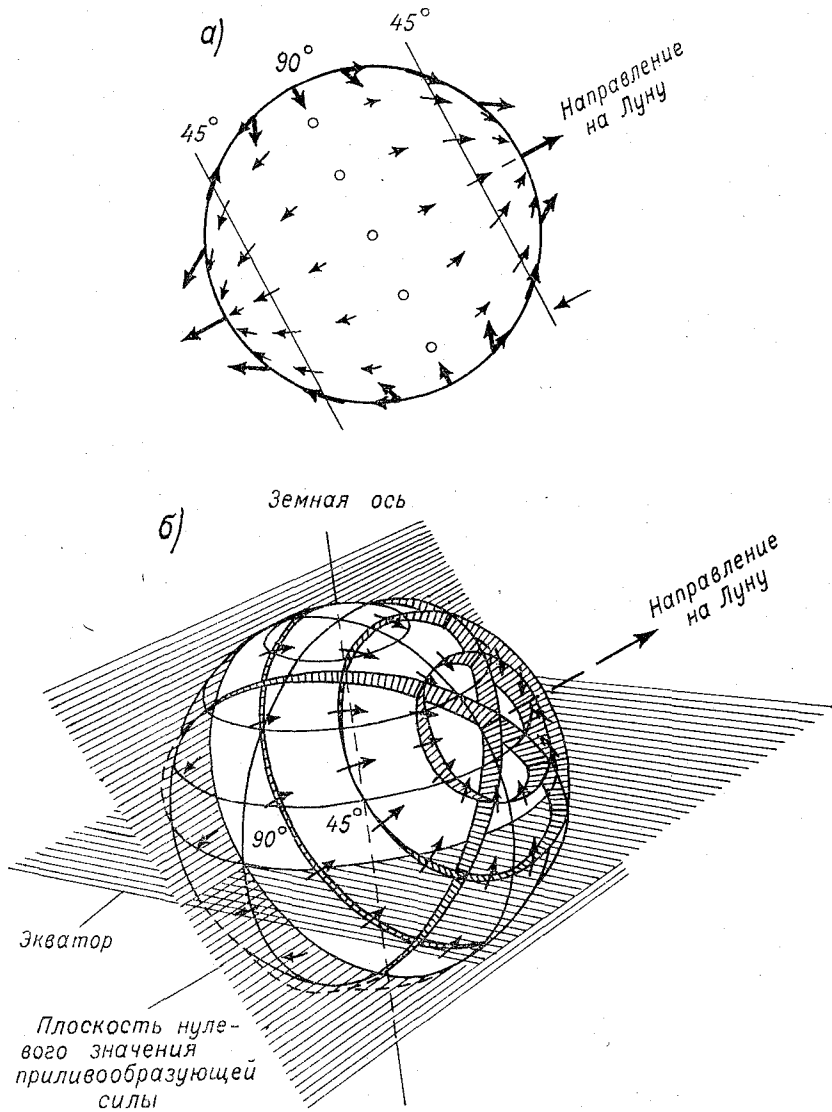


Рис. 8.5. Расположение приливообразующих сил (а), касательных составляющих и высот уровня (б) при действии лунного прилива.

Найдем проекции сил \vec{F}_p и \vec{F}_0 , учитывая (8.3), (8.4) и рис. 8.4.

Для силы \vec{F}_p

$$F_{px} = \frac{kM_{\text{л}}}{D^2} \cos(D, X),$$

$$F_{py} = \frac{kM_{\text{л}}}{D^2} \cos(D, Y),$$

$$F_{pz} = \frac{kM_{\text{л}}}{D^2} \cos(D, Z),$$

а для силы \vec{F}_0

$$F_{0x} = \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^2} \cos(r_{\text{л}}, X),$$

$$F_{0y} = \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^2} \cos(r_{\text{л}}, Y),$$

$$F_{0z} = \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^2} \cos(r_{\text{л}}, Z).$$

Значения косинусов углов, как видно на рис. 8.4, будут равны:

$$\cos(D, X) = \frac{\varepsilon - x}{D}; \quad \cos(D, Y) = \frac{\eta - y}{D}; \quad \cos(D, Z) = \frac{\zeta - z}{D};$$

$$\cos(r_{\text{л}}, X) = \frac{\varepsilon}{r_{\text{л}}}; \quad \cos(r_{\text{л}}, Y) = \frac{\eta}{r_{\text{л}}}; \quad \cos(r_{\text{л}}, Z) = \frac{\zeta}{r_{\text{л}}}.$$

Подставляя значения косинусов углов и производя вычитание, получим проекции приливообразующей силы Луны на оси координат:

$$F_{\text{л}x} = kM_{\text{л}} \left(\frac{\varepsilon - x}{D^3} - \frac{\varepsilon}{r_{\text{л}}^3} \right),$$

$$F_{\text{л}y} = kM_{\text{л}} \left(\frac{\eta - y}{D^3} - \frac{\eta}{r_{\text{л}}^3} \right),$$

$$F_{\text{л}z} = kM_{\text{л}} \left(\frac{\zeta - z}{D^3} - \frac{\zeta}{r_{\text{л}}^3} \right). \quad (8.6)$$

Заменим переменное расстояние D через расстояние между центром Земли и Луны $r_{\text{л}}$ и зенитное расстояние Луны $z_{\text{л}}$. Из треугольника $M_{\text{л}}PO$ следует, что

$$D = \sqrt{r_{\text{л}}^2 + \rho^2 - 2\rho r_{\text{л}} \cos z_{\text{л}}},$$

или

$$D = \sqrt{r_{\text{л}}^2 \left(1 + \frac{\rho^2}{r_{\text{л}}^2} - 2 \frac{\rho}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right)},$$

$$D = r_{\text{л}} \left(1 + \frac{\rho^2}{r_{\text{л}}^2} - 2 \frac{\rho}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right)^{1/2}.$$

Так как величина $\frac{\rho}{r_{\text{л}}}$ мала, квадратом ее можно пренебречь.

Тогда

$$D = r_{\text{л}} \left(1 - 2 \frac{\rho}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right)^{1/2},$$

откуда

$$\frac{1}{D^3} = \frac{1}{r_{\text{л}}^3} \left(1 - 2 \frac{\rho}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right)^{-3/2}.$$

Разлагая двучлен в ряд и ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$\frac{1}{D^3} = \frac{1}{r_{\text{л}}^3} \left(1 + 3 \frac{\rho}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right). \quad (8.7)$$

Подставляя в (8.6) найденное значение $\frac{1}{D^3}$ из (8.7), производя преобразования и отбрасывания малые члены, включающие произведения $x\rho$, $y\rho$ и $z\rho$, получаем проекции приливообразующей силы Луны:

$$\begin{aligned} F_{\text{л}x} &= \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^3} \left(-x + 3 \frac{\rho\epsilon}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right), \\ F_{\text{л}y} &= \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^3} \left(-y + 3 \frac{\rho\eta}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right), \\ F_{\text{л}z} &= \frac{kM_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^3} \left(-z + 3 \frac{\rho\zeta}{r_{\text{л}}} \cos z_{\text{л}} \right). \end{aligned} \quad (8.8)$$

Вместо приливообразующих сил в теории приливов оказывается более удобным пользоваться их потенциалом. Как известно, потенциалом силы называется такая функция, изменения которой в заданном направлении, т. е. ее частные производные, равны проекциям силы на соответствующие направления. Если обозначить потенциал приливообразующей силы Луны через $V_{\text{л}}$, согласно определению для проекций сил на оси координат X, Y, Z будем иметь:

$$\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial x} = F_{\text{л}x}; \quad \frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial y} = F_{\text{л}y}; \quad \frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial z} = F_{\text{л}z}.$$

Правые части этих равенств известны. Поэтому совместное решение трех уравнений (интегрирование) дает значение потенциала

$$V_{\text{л}} = -\frac{kM_{\text{л}}\rho^2}{2r_{\text{л}}^3} (3 \cos^2 z_{\text{л}} - 1),$$

или

$$\left(V_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{k M_{\text{л}} \rho^2}{r_{\text{л}}^2} \left(\cos^2 z_{\text{л}} - \frac{1}{3} \right) \right). \quad (8.9)$$

Повторяя те же рассуждения, найдем потенциал приливообразующей силы Солнца $V_{\text{с}}$

$$\left(V_{\text{с}} = \frac{3}{2} \frac{k M_{\text{с}} \rho^2}{r_{\text{с}}^3} \left(\cos^2 z_{\text{с}} - \frac{1}{3} \right) \right), \quad (8.10)$$

где $M_{\text{с}}$ — масса Солнца, $r_{\text{с}}$ — расстояние между центрами Земли и Солнца, $z_{\text{с}}$ — зенитное расстояние Солнца, приведенное к центру Земли.

Остальные обозначения прежние. Полный потенциал приливообразующих сил Луны и Солнца будет равен сумме потенциалов, т. е.

$$V = V_{\text{л}} + V_{\text{с}}.$$

Если подставить средние значения масс Луны и Солнца, их расстояний от Земли, то можно убедиться, что приливообразующая сила Луны в среднем в 2,17 раза больше приливообразующей Солнца.

Справедливость решения уравнения (8.8) можно проследить следующим образом.

Из курса аналитической геометрии известно, что косинус угла между двумя прямыми в пространстве равен сумме произведений косинусов углов, составляемых этими прямыми с осями координат. Поэтому

$$\begin{aligned} \cos z_{\text{л}} = & \cos(\rho, X) \cos(r_{\text{л}}, X) + \cos(\rho, Y) \cos(r_{\text{л}}, Y) + \\ & + \cos(\rho, Z) \cos(r_{\text{л}}, Z), \end{aligned}$$

подставляя значения косинусов, получим

$$\cos z_{\text{л}} = \frac{x}{\rho} \frac{\varepsilon}{r_{\text{л}}} + \frac{y}{\rho} \frac{\eta}{r_{\text{л}}} + \frac{z}{\rho} \frac{\zeta}{r_{\text{л}}} = \frac{\varepsilon x + \eta y + \zeta z}{\rho r_{\text{л}}}.$$

Подставляя значение $\cos z_{\text{л}}$ в уравнения (8.8), получим:

$$\begin{aligned} F_{\text{л}x} = & - \frac{k M_{\text{л}} x}{r_{\text{л}}^3} + 3k \frac{M_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^5} \varepsilon (\varepsilon x + \eta y + \zeta z), \\ F_{\text{л}y} = & - \frac{k M_{\text{л}} y}{r_{\text{л}}^3} + 3k \frac{M_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^5} \eta (\varepsilon x + \eta y + \zeta z), \\ F_{\text{л}z} = & - \frac{k M_{\text{л}} z}{r_{\text{л}}^3} + 3k \frac{M_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^5} \zeta (\varepsilon x + \eta y + \zeta z). \end{aligned} \quad (8.11)$$

При таком виде записи решение уравнений (8.11) при определении потенциала приливообразующей силы Луны $V_{\text{л}}$ дает

$$V_{\text{л}} = - \frac{k M_{\text{л}}}{2 r_{\text{л}}^3} (x^2 + y^2 + z^2) + \frac{3 k M_{\text{л}}}{2 r_{\text{л}}^5} (\varepsilon x + \eta y + \zeta z)^2. \quad (8.12)$$

Идентичность этого решения с уравнением (8.9) легко проследить, взяв частные производные $\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial x}$, $\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial y}$, $\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial z}$, и сравнить их с выведенными значениями $F_{\text{л}x}$, $F_{\text{л}y}$, $F_{\text{л}z}$. Проследим выполнение этих равенств на примере одной из них — $\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial x}$. Беря частную производную, получим

$$\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial x} = -\frac{kM_{\text{л}}x}{r_{\text{л}}^3} + 3k \frac{M_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^5} \varepsilon (\varepsilon x + \eta y + \zeta z).$$

Сравнивая ее со значением $F_{\text{л}x}$ из (8.11), убеждаемся, что действительно

$$\frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial x} = F_{\text{л}x}.$$

Учитывая, что

$$x^2 + y^2 + z^2 = \rho^2,$$

а

$$\varepsilon x + \eta y + \zeta z = \rho r_{\text{л}} \cos z_{\text{л}},$$

получаем выражение потенциала приливообразующей силы Луны $V_{\text{л}}$ в более компактном виде по сравнению с (8.12):

$$V_{\text{л}} = -\frac{kM_{\text{л}}}{2r_{\text{л}}^3} \rho^2 + \frac{3kM_{\text{л}}\rho^2 r_{\text{л}}^2}{2r_{\text{л}}^2} \cos^2 z_{\text{л}}.$$

После сокращений и вынесения общего множителя за скобки получим выражение для $V_{\text{л}}$ в форме (8.9).

Как указано выше, в явлении прилива главную роль играет горизонтальная составляющая приливообразующей силы. Для ее определения необходимо найти частную производную от потенциала силы по касательной к поверхности Земли. Обозначим через ds элемент касательной к поверхности Земли. Он может быть выражен через радиус Земли ρ и дифференциал зенитного расстояния dz

$$ds = -\rho dz.$$

Тогда для горизонтальной составляющей приливообразующей силы Луны $F_{\text{л}s}$ получим

$$F_{\text{л}s} = \frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial z} = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{л}}\rho}{r_{\text{л}}^3} \sin 2z_{\text{л}}.$$

Для определения вертикальной составляющей необходимо взять частную производную от потенциала приливообразующей силы Луны по радиусу Земли ρ

$$F_{\text{л}\rho} = \frac{\partial V_{\text{л}}}{\partial \rho} = \frac{3kM_{\text{л}}\rho}{r_{\text{л}}^3} \left(\cos^2 z_{\text{л}} - \frac{1}{3} \right).$$

Сравним величины составляющих приливообразующих сил Луны с силой тяжести, действующей на единицу массы. Подстановка числовых значений величин, входящих в полученные формулы, дает средние значения составляющих приливообразующей силы Луны:

$$F_{\text{лс}} = \frac{g}{12 \cdot 10^6},$$

$$F_{\text{лр}} = \frac{g}{9 \cdot 10^6},$$

где g — ускорение силы тяжести.

Несмотря на малые значения, именно горизонтальная составляющая приливообразующих сил, действуя перпендикулярно силе тяжести и вызывая значительные перемещения масс воды приводит к изменению уровня моря, так как вертикальная составляющая влияет только на изменение силы тяжести.

Вертикальная составляющая, хотя она и несколько больше горизонтальной, совершает работу против силы тяжести и поэтому не может вызвать ощутимых перемещений частиц океана, так как она в 9 миллионов раз меньше силы тяжести.

Статическая теория приливов. Первая теория приливов — статическая, предложенная Ньютоном, который также решил задачу расчета потенциала приливообразующих сил, приведенную выше. Хотя эта теория имеет существенные недостатки и непригодна для предвычисления приливов, ее рассмотрение представляет интерес, так как позволяет качественно объяснить некоторые особенности явления приливов.

В основу статической теории положены допущения, что континенты отсутствуют, а глубина океана одинакова во всех точках. При этом в любой физический момент времени действующая на массы воды приливообразующая сила уравновешивается силой тяжести. Следовательно, в любой момент времени потенциал приливообразующих сил должен быть равен разности потенциалов силы тяжести на среднем уровне и уровне прилива.

Потенциал силы тяжести представляет функцию, производная от которой по направлению нормали к поверхности равных значений потенциала — изопотенциальной поверхности равна силе тяжести.

Для единичной массы выражение потенциала силы тяжести Γ запишется следующим образом:

$$\frac{d\Gamma}{dh} = g,$$

где g — ускорение силы тяжести, равное по величине силе тяжести единицы массы; h — направление нормали к изопотенциальной поверхности.

Из этого соотношения получим

$$\Gamma = \int_0^h g \, dh = gh.$$

Потенциал силы тяжести на среднем уровне обычно принимается равным нулю. Тогда потенциал силы тяжести представляет собой работу, совершаемую против силы тяжести, при перемещении единицы массы от среднего уровня на высоту h .

Согласно основному положению статической теории, в каждый момент времени должно удовлетворяться равенство

$$\Gamma = V_{\text{л}} + V_{\text{с}}.$$

Подставляя значение потенциала силы тяжести, получим

$$gh = V_{\text{л}} + V_{\text{с}},$$

откуда

$$h = \frac{V_{\text{л}} + V_{\text{с}}}{g}. \quad (8.13)$$

Для определения высоты прилива необходимо в формулу (8.13) подставить значения потенциалов приливообразующих сил Луны и Солнца.

Тогда

$$h = \frac{3}{2} \frac{kp^2}{g} \left[\frac{M_{\text{л}}}{r_{\text{л}}^3} \left(\cos^2 z_{\text{л}} - \frac{1}{3} \right) + \frac{M_{\text{с}}}{r_{\text{с}}^3} \left(\cos^2 z_{\text{с}} - \frac{1}{3} \right) \right]. \quad (8.14)$$

Анализ формулы (8.14) показывает, что если бы действовала только приливообразующая сила Луны, то поверхность океана приняла бы форму эллипсоида вращения (рис. 8.5), большая ось которого была бы направлена на Луну. В случае действия одного Солнца большая ось эллипсоида вращения была бы направлена на Солнце. При одновременном действии Луны и Солнца поверхность океана можно получить геометрическим суммированием лунного и солнечного эллипсоидов прилива.

На основании формулы (8.14) можно дать объяснение полумесячным, суточным и месячным неравенствам.

Полумесячные неравенства, связанные с изменением фаз Луны, обусловлены тем, что в новолуние и полнолуние (сизигии) Луна и Солнце кульминируют одновременно и эллипсоиды прилива лунного и солнечного складываются (рис. 8.6). Поэтому подъем уровня, вызванный действием Луны, увеличивается за счет однозначного воздействия Солнца. Понижение уровня равно сумме понижений, производимых Луной и Солнцем. Следовательно, величина прилива будет наибольшая — сизигийный прилив.

Когда Луна и Солнце кульминируют через шесть часов одно после другого, что наблюдается в первую и последнюю четверть Луны (квадратуру), эллипсоид солнечного прилива расположен перпендикулярно эллипсоиду лунного прилива и они вычитаются. Так как лунный прилив больше солнечного, результирующий эллипсоид будет направлен большой осью на Луну, однако высота подъема уровня под действием Луны будет уменьшена понижением уровня под действием Солнца. Высота же малой воды будет увеличена

действием Солнца. Прилив будет наименьший — к в а д р а т у р н ы й прилив.

В дни сизигий Луна и Солнце кульминируют одновременно и полные воды суммарного прилива отмечаются одновременно с кульминацией Луны. По мере того как Луна отстает в своем движении от Солнца (на 50 минут в сутки), полные воды лунного и солнечного приливов будут смещаться относительно друг друга и моменты полной воды суммарного прилива будут удаляться от момента кульминации Луны. В квадратуре, когда разность между кульминациями Луны и Солнца достигнет 6 часов, момент наступления полной воды суммарного прилива вновь совпадет с кульминацией Луны. Когда разность превысит 6 часов, момент полной воды сум-

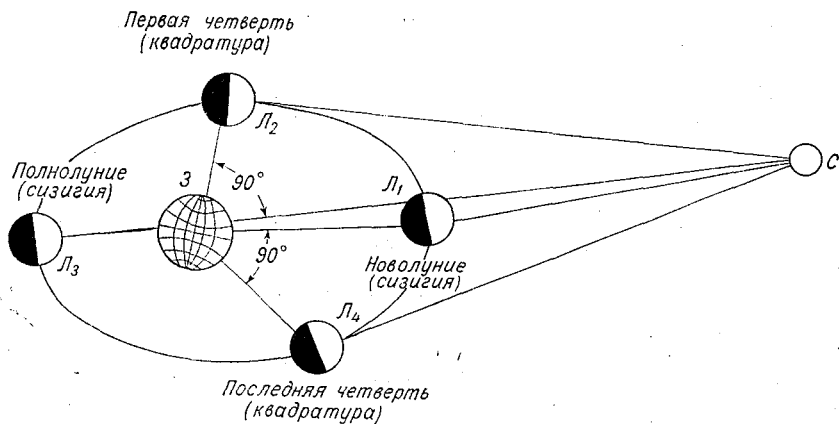


Рис. 8.6. Объяснение фазового неравенства приливов.

марного прилива снова будет удаляться от момента кульминаций Луны до следующей сизигии.

Расчеты по формуле (8.14) дают средние величины сизигийного прилива 0,8 м, а квадратурного 0,3 м. Максимальная величина сизигийного прилива оказывается равной 0,9 м, а минимальная квадратурного прилива 0,2 м. Интересно отметить, что у побережий островов, расположенных в океане, величины приливов близки к рассчитанным по статической теории. Это говорит о том, что различие в величинах прилива у берегов континентов создается вследствие влияния физико-географических условий района.

Суточные и полумесячные неравенства в суточных приливах обусловлены, как отмечалось выше, склонением Луны. Поэтому рассмотрим эти неравенства, принимая во внимание только лунный прилив. Согласно статической теории, в этом случае большая ось эллипсоида вращения, характеризующего поверхность океана, будет направлена на Луну. Если Луна имеет склонение, поверхность океана займет положение, показанное на рис. 8.7.

Наблюдатель, находящийся на широте φ (равной склонению δ) в точке А, зафиксирует полную воду высотой АВ, которая, как видно

на рисунке, будет наибольшая — тропический прилив. Вследствие суточного вращения Земли через 12 часов наблюдатель переместится в точку A' и зафиксирует вторую полную воду $A'B'$, которая будет значительно меньше первой. Следовательно, будет наблюдаться суточное неравенство в высоте прилива. Это неравенство на широте φ будет уменьшаться с уменьшением склонения Луны и, когда Луна будет в плоскости экватора, суточные неравенства исчезнут, а величина прилива на широте φ будет наименьшей — равноденственный прилив.

На рис. 8.7 видно, что на экваторе, при любом склонении, суточных неравенств не будет, а наибольшие приливы будут при склонении Луны, равном нулю. На полюсах уровень в течение суток ме-

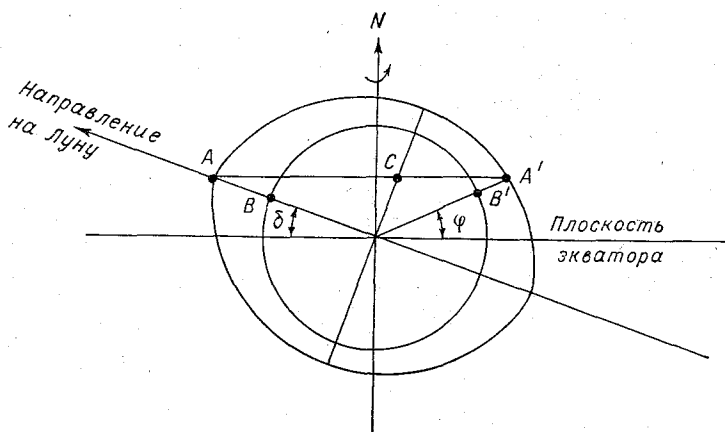


Рис. 8.7. Объяснение суточного неравенства приливов.

няться не будет, т. е. прилив будет отсутствовать. Будут отмечаться только колебания уровня с периодом, равным половине лунного месяца.

Месячные (параллактические) неравенства обусловлены изменением расстояния от Земли до Луны. Как следует из формулы (8.14), с увеличением этого расстояния величина приливов уменьшается, и наоборот. При наименьшем расстоянии от Земли до Луны — перигее прилив оказывается на 40% больше, чем при наибольшем расстоянии — апогее.

Статическая теория, давая объяснения некоторым особенностям в явлении прилива с качественной стороны, не пригодна для практических расчетов. Причина этого заключается в том, что оба предположения, лежащие в основе теории, не соответствуют действительности.

Динамическая теория приливов. Исследование явления приливов показывает, что основное положение, принятое в статической теории, о равновесии поверхности океана в каждый момент времени не согласуется с достаточно быстрой сменой приливных явлений.

Массы воды, обладая значительной инерцией, не могут приходить мгновенно в равновесие при изменении действующих сил. Поэтому под действием непрерывно меняющейся периодической приливообразующей силы частицы воды, стремящиеся к все новым и новым положениям равновесия, получают стремление перейти их (вследствие инерции водных масс) и в последующем совершать колебания около положения равновесия. Если бы приливообразующая сила прекратила свое действие, то колебания частиц воды, а следовательно, и поверхности океана были бы затухающими (под действием силы трения). Но приливообразующие силы действуют непрерывно с определенным периодом. Поэтому и колебания поверхности океана незатухающие и также характеризуются известной периодичностью. При определении этих колебаний можно считать, что:

а) период колебаний уровня моря, вызванный действием периодической приливообразующей силы, равен периоду этой силы;

б) если одновременно действует несколько периодических сил, то колебания, вызываемые каждой из них, можно рассматривать отдельно, а общий результат действия всех сил получить путем суммирования составляющих колебаний.

Исходя из этих двух принципов, Лапласом впервые были получены уравнения движения приливов в океане постоянной глубины с учетом приливных сил, как внешней силы. Эти уравнения позволили объяснить некоторые особенности приливов, и в том числе происхождение фазовых и тропических неравенств. Важный вывод, полученный Лапласом, состоял в том, что им было показано решающее значение характера рельефа дна на приливы. Это дало толчок для математических исследований прилива в бассейнах различных форм.

Обстоятельные исследования распространения приливов были выполнены Эри для случая узких каналов, ориентированных различным образом относительно меридиана и с различным характером изменения глубины. Исследования Эри получили названия канальной теории приливов. Соответственно постановке задачи полученные Эри результаты действительно характеризуют приливы в районах, которые близки к каналам: Для объяснения приливов в океанах выводы канальной теории неприменимы.

Известное улучшение в теорию Лапласа внес Хоф (Hough), который при своих исследованиях учитывал влияние отклоняющей силы вращения Земли (силы Кориолиса) и возникающие свободные волны. В этой теории, так же как и в теории Лапласа, принимается, что океан покрывает всю Землю. Выводы теории показывают, что решающее влияние на величину прилива имеет период свободных колебаний водной толщи, определяемый глубиной моря и влиянием вращения Земли.

Невозможность получить расчетную формулу для высоты прилива теоретически вызвали необходимость искать решение на основе сопоставления реального прилива и прилива, рассчитанного теоретически. Производя такое сопоставление, Лаплас пришел

к выводу, что для получения расчетной формулы колебаний уровня необходимо ввести поправочные коэффициенты в амплитуду и фазу составляющих колебаний уровня. Эти поправочные коэффициенты оказываются постоянными для данного места и могут быть найдены, если имеются наблюдения над колебаниями уровня.

Ход решения задачи проследим на примере лунного прилива. Высота лунного прилива по статической теории определяется формулой

$$h_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{л}}\rho^2}{gr_{\text{л}}^3} \left(\cos^2 z_{\text{л}} - \frac{1}{3} \right). \quad (8.15)$$

Выразим косинус зенитного расстояния $z_{\text{л}}$ через широту места φ , склонение Луны и часовой угол t по известной формуле

$$\cos z_{\text{л}} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t. \quad (8.16)$$

После подстановки $\cos z_{\text{л}}$ из (7.16) в (7.15) и некоторых преобразований, получим

$$h_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{л}}\rho^2}{gr_{\text{л}}^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \delta)(1 - 3 \sin^2 \varphi)}{6} + \frac{1}{2} \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos t + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2t \right]. \quad (8.17)$$

Это выражение будет справедливым для случая, когда океан покрывает всю Землю слоем одинаковой толщины, а вода представляет идеальную жидкость, лишенную инерции и сил внутреннего трения, т. е. для статического прилива.

Каждое из трех слагаемых, заключенных в квадратные скобки, можно рассматривать как отдельные составляющие колебаний уровня, имеющие различный период. Первый член будет меняться в соответствии с изменением склонения Луны, и его период будет равен половине лунного месяца. На изменение второго и третьего членов будет оказывать влияние изменение часового угла. Поэтому период второго слагаемого будет равен лунным суткам, а период третьего слагаемого — полусуткам, так как под знаком косинуса стоит удвоенное значение часового угла.

Для получения формулы, пригодной для практических расчетов, Лаплас предложил ввести поправочные коэффициенты в амплитуду и фазу второго и третьего слагаемых, которые изменяются наиболее быстро. В первое слагаемое, изменяющееся медленно, Лаплас поправок не вводит, так как считает, что под его воздействием поверхность океана успевает занять положение равновесия. С учетом сказанного, формула для расчета высоты прилива относительно среднего уровня моря примет вид

$$h_{\text{л}} = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{л}}\rho^2}{gr_{\text{л}}^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \varphi)(1 - 3 \sin^2 \delta)}{6} + P_1 \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos(t - \zeta_1) + P_2 \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos(2t - \zeta_2) \right], \quad (8.18)$$

где $P_1, P_2, \zeta_1, \zeta_2$ — поправочные члены, определяемые из наблюдений над колебаниями уровня.

Формула (8.18) после определения поправочных членов может служить для предвычисления лунного прилива на любой день и час для того пункта, для которого определены коэффициенты.

Аналогичное (8.18) выражение может быть найдено и для солнечного прилива. Истинная высота прилива найдется как сумма лунного и солнечного приливов. Каждое из слагаемых высоты в формуле (8.18) представляет элементарную волну. Первый член характеризует волну долгого периода, второй — суточного и третий — полусуточного.

Полная расчетная формула Лапласа дает неплохие результаты при предвычислении правильных полусуточных приливов. Для других типов приливов расчеты оказываются неудовлетворительными, так как сложные колебания уровня не могут быть представлены суммой только шести правильных косинусоид. Кроме того, формула Лапласа неудобна для практического расчета, потому что в нее не входит среднее солнечное время, что вызывает необходимость предварительно рассчитывать на заданный момент времени целый ряд вспомогательных величин: склонение, часовой угол, расстояние от центра Земли до центра Луны и Солнца.

Поэтому формула, полученная Лапласом, не получила практического применения. Однако его принцип решения задачи используется в методе гармонического анализа, изложенном в следующем параграфе.

Распространение приливных волн при учете отклоняющей силы вращения Земли и силы трения. Приливная волна, как было показано в гл. VII, относится к длинным волнам, высота которых мала по сравнению с их длиной, а скорость распространения определяется формулой (7.29) $c = \sqrt{gH}$. Однако она отличается от них тем, что является не свободной, а вынужденной. Вместе с тем исследование приливов немыслимо без приложения теории свободных волн, по крайней мере, по двум причинам. Первая из них заключается в том, что периоды свободных волн зависят от морфометрических характеристик бассейна (рельефа дна, формы и размеров бассейна) и могут быть близкими к периодам вынужденных приливных волн. Но, как известно, если период вынужденных колебаний оказывается близким к периоду возможных в данном бассейне свободных колебаний, происходит явление резонанса, вызывающее резкое увеличение амплитуды вынужденных колебаний. В случае точного совпадения периодов и при отсутствии трения амплитуда была бы бесконечной. В реальных условиях амплитуда колебаний ограничивается силой трения.

Вторая причина состоит в том, что при распространении приливов в окраинных морях и на значительных пространствах материковой отмели их основные черты определяются прежде всего свободными волнами, зависящими от морфометрических характеристик района. Поэтому при исследовании приливов в этих районах целесообразно использовать более простой аппарат теории

свободных волн, в то время как при изучении приливов в океанах приходится исходить из уравнений движения для вынужденных волн.

Исследование приливов осложняется тем, что приливная волна далеко не всегда может рассматриваться как поступательная волна. В чистом виде поступательная волна может наблюдаться до тех пор, пока она не встречает на своем пути какое-либо препятствие. В ограниченном бассейне первоначально возникшие поступательные волны будут осложнены отражением от берегов бассейна. При этом будет отмечаться интерференция набегающей и отраженных волн, которая, как правило, приводит к образованию стоячих волн или так называемых сейш. Как показано в гл. VII, характер движения частиц и колебаний уровня при стоячих волнах существенно отличается от таковых для поступательных волн, что, естественно, отражается и на характере приливов.

В стоячей волне в узловых точках колебания уровня отсутствуют, а в пучностях они максимальны. Наибольшие горизонтальные скорости отмечаются при среднем уровне, т. е. отличаются по фазе от максимальных отклонений уровня на четверть периода. В поступательной волне любая точка поверхности моря испытывает полное колебание уровня, а максимальные горизонтальные скорости отмечаются на гребне и подошве волны, т. е. совпадают по фазе с максимальными отклонениями уровня от среднего значения.

При этом период сейш оказывается зависящим от морфометрических характеристик бассейна. В прямоугольном бассейне длиной l и глубиной H период колебаний стоячей волны τ_0 определяется формулой

$$\tau_0 = \frac{2l}{\sqrt{gH}}.$$

Очевидно, что если период стоячей волны, определяющий период собственных колебаний бассейна, близок к периоду приливной волны, амплитуда последней будет существенно возрастать вследствие резонанса.

При распространении поступательной приливной волны в бассейне, имеющем форму канала с резко меняющимся сечением, происходит распадение волны на отраженную и проходящую. При резком увеличении сечения канала отраженная волна движется с обратной фазой относительно падающей, что и вызывает появление стоячих волн. В случае резкого сужения в сечении канала, как, например, при входе приливной волны в узкую бухту, изменения фазы в отраженной волне не происходит, однако это приводит к увеличению амплитуды набегающей волны на величину, равную амплитуде отраженной волны. При постепенном изменении сечения канала волна постепенно изменяет свою амплитуду. Такую волну Ю. М. Крылов предложил назвать прогрессивно-стоячей. Такие волны отмечаются при распространении приливов по мелководью.

При распространении приливных волн необходимо учитывать влияние отклоняющей силы вращения Земли — силы Кориолиса, которое несущественно для коротких волн, но существенно для длинных, и силы трения. Эти силы можно назвать вторичными, так как сами они не вызывают движение, а возникают лишь при наличии движения, но существенно влияют на характер последнего. Сила Кориолиса K , как известно, определяется соотношением

$$K = 2\omega U \sin \varphi,$$

где ω — угловая скорость вращения Земли; U — скорость движения тела относительно поверхности Земли, φ — широта места.

Она отклонена на угол 90° от вектора скорости вправо в северном полушарии и влево — в южном и вызывает соответствующее отклонение вправо или влево от движущихся тел.

Сила трения, как показано в гл. VI, определяется соотношением

$$T = \mu \frac{dU}{dz},$$

где μ — коэффициент трения; $\frac{dU}{dz}$ — вертикальный градиент скорости течения.

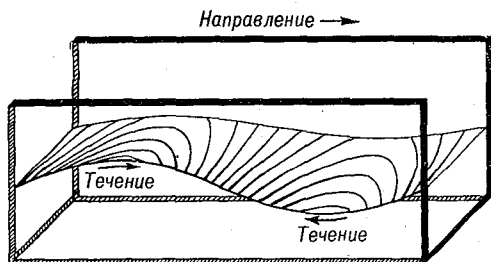


Рис. 8.8. Топография поверхности моря при волне Кельвина.

Она направлена в сторону, противоположную вектору течения, и оказывает тормозящее действие при движении. В теории приливов обычно учитывается только трение о дно бассейна. Силой трения между слоями воды — внутренним трением обычно пренебрегают.

Влияние отклоняющей силы вращения Земли при распространении свободной длинной волны в узком длинном канале исследовал Кельвин (В. Томсон). Он показал, что отклоняющая сила вращения Земли не влияет на скорость ее распространения, а только на амплитуду и скорость течения. Если смотреть в направлении распространения волны, то в северном полушарии вода в гребне волны будет прижиматься к правой стороне, а в подошве — к левой стороне канала, как показано на перспективном рис. 8.8. Поэтому амплитуда на правой стороне будет больше, чем на левой. На правой стороне будут и более сильные течения, достигающие своего максимума на гребне и подошве волны.

Рассмотренная волна называется волной Кельвина.

Физическая сущность полученных Кельвином выводов может быть пояснена следующим образом. Так как сила Кориолиса зависит от скорости течения, которое меняется с периодом волны, то она также будет колебаться с этим периодом. Соответственно с периодом волны будут колебаться и отклонения масс воды в поперечном направлении, вызываемые силой Кориолиса.

В результате этого возникают поперечные колебания уровня, описываемые волной Кельвина.

Особо сложные условия возникают при распространении длинных волн, в том числе и приливных, в окраинных морях, где происходит образование стоячих волн. При воздействии силы Кориолиса не может происходить простого отражения набегающей волны от противоположного берега, которое было рассмотрено выше. Действительно, как показано при объяснении волны Кельвина, под влиянием вращения Земли создаются колебания уровня в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны. Фаза этих поперечных колебаний совпадает с фазой горизонтальных скоростей течений. Однако, как показано выше, фаза скоростей течения в стоячих волнах отличается на четверть периода от фазы продольных колебаний. Следовательно, благодаря вращению Земли в окраинном море продольные и поперечные колебания уровня сдвинуты по фазе на четверть периода волны. Сложение таких колебаний, как общее правило, приводит к возникновению вращательного движения вокруг неподвижной точки. В рассмотренном случае имеет место вращение наклонной поверхности моря. Точка, вокруг которой происходит вращение, называется амфидромией. В ней колебания уровня отсутствуют. Вокруг же нее будет как бы обегать приливная волна, вызывающая в различных точках периодический подъем и падение уровня.

Точный анализ приливных явлений в окраинных морях, происходящих под действием вращения Земли, возможен только применительно к самым простым условиям. Так, Тейлор выполнил такой анализ для случая моря прямоугольной формы длиной 930 км, шириной 465 км и глубиной 74 м, открытого с одного конца, и для волны с периодом 12 часов. Результаты его анализа представлены на рис. 8.9. В левой части рисунка показаны сплошными линиями котидальные линии на каждый час от 0 до 11 часов, а пунктиром — линии равных амплитуд.

В правой части рисунка даны в плане траектории движения частиц. Как видно на рисунке, возникают две волны, вращающиеся против часовой стрелки. Амплитуды волн возрастают от амфидромий, где они равны нулю, к краям бассейна, достигая максимума в его углах, в самом конце моря. Во внешней волне поперечные течения отсутствуют. Во внутренней волне, наоборот, имеется поперечное течение, возрастающее в направлении конца моря.

Следует заметить, что выводы Тейлора оказались близкими к данным наблюдений в Северном море, средние размеры которого и были приняты им при анализе волн в море прямоугольной формы.

Трение оказывает меньшее влияние на приливы по сравнению с влиянием отклоняющей силы вращения Земли. При этом главное значение имеет турбулентное трение у дна и у берегов, а также трение о ледяной покров. Внутреннее трение в самой толще воды существенно меньше. Естественно, что наиболее интенсивное рас-

сеяние энергии приливов вследствие трения должно наблюдаться в пределах мелководной материковой отмели.

Трение изменяет распределение амплитуд прилива, влияет на характер приливов, наблюдаемых в различных географических районах. Оно вызывает деформацию приливной волны, ярким примером которой является деформация приливной волны в устьевых участках рек, где наблюдается бор.

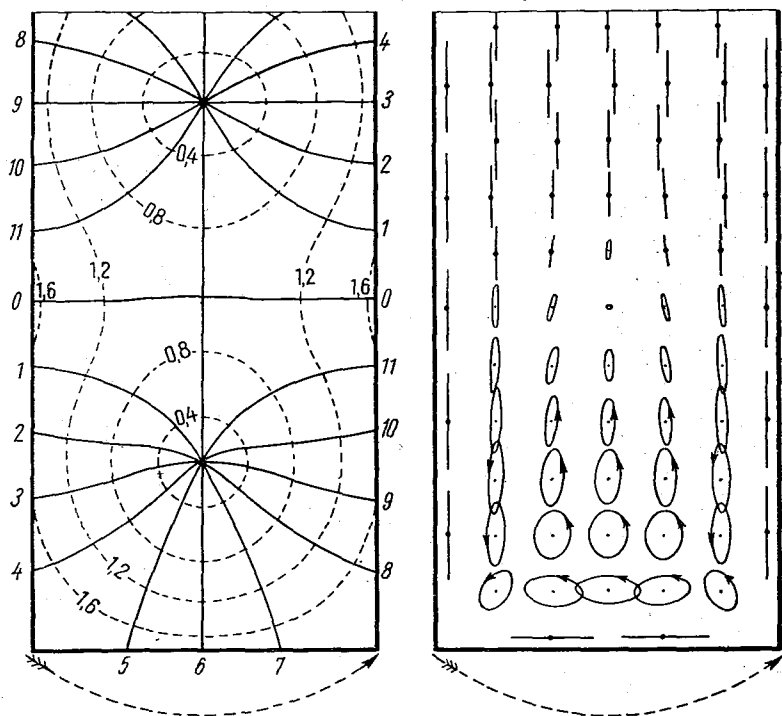


Рис. 8.9. Распространение приливной волны с периодом 12 ч в море прямоугольной формы на вращающейся Земле (по Тейлору).

В морях, покрытых льдом, также отмечается заметное искажение приливов под влиянием трения о ледяной покров. Эти искажения проявляются в годовых величинах и характере приливов в таких морях.

Исследования влияния трения на стоячие приливные волны приводят к выводу о смещении амфидромий под влиянием трения. Для поступательной приливной волны они указывают на искажения формы волны под влиянием трения о дно при ее распространении по мелководью и на некоторые особенности распространения волны в придонном слое в глубоком море. Так, по данным Свердруп, влияние трения распространяется только на некоторый слой, прилегающий ко дну, толщина которого определяется величиной

коэффициента турбулентной вязкости. В этом слое наибольшие приливные течения не совпадают с моментами полных и малых вод, а наступают раньше. Если глубина моря меньше указанного слоя, эти искажения прилива будут отмечаться на поверхности моря.

В заключение о влиянии трения на приливы рассмотрим вопрос о его роли при рассмотрении приливов Мирового океана в целом. Из статической теории приливов следует, что большая ось эллипсоида прилива ориентирована практически на Луну. Если бы Земля была неподвижна, то никаких колебаний уровня в течение суток не происходило бы. Уровень изменялся бы только вследствие изменения направления на Луну, т. е. вследствие изменения склонения Луны. Следовательно, вращение Земли происходит как бы внутри деформированной водной оболочки, которая стремится сохранить положение, определяемое приливообразующей силой Луны. В этих условиях, очевидно, должно возникать трение, аналогичное тому, которое наблюдается при движении воды относительно неподвижной твердой оболочки Земли. На преодоление этого трения расходуется кинетическая энергия суточного вращения Земли. Но запас этой энергии не имеет какого-либо источника питания. Следовательно, расходование кинетической энергии вращения Земли должно сказаться на динамическом состоянии системы Земля—Луна. Это действительно имеет место и проявляется в форме очень слабого замедления суточного вращения Земли. За 100 лет сутки удлиняются примерно на 0,001 с. Так как Земля и Луна представляют единую вращающуюся систему, замедление суточного вращения Земли сказывается на замедлении вращения Луны по орбите. Это, в свою очередь, вызывает увеличение расстояния между Землей и Луной. Конечный результат этих изменений выразится в том, что период вращения Земли вокруг своей оси (сутки) с течением времени сравняется с периодом обращения Земли и Луны вокруг их общего центра (месяц). Оба вращения будут осуществляться за 55 современных суток. После того как энергия суточного вращения Земли будет полностью израсходована на преодоление приливного трения, приливов в Мировом океане не будет.

§ 46. Методы предвычисления приливов

Рассмотренные основы теории приливов свидетельствуют о практической невозможности получения расчетных формул для предвычисления приливов в реальном океане. Однако они позволяют определить наиболее эффективные пути решения задачи при использовании результатов непосредственных наблюдений над уровнем моря. Наиболее плодотворным оказался путь, указанный Лапласом, который, как было отмечено выше, по существу, предложил применить к исследованию и предвычислению приливов метод гармонического анализа.

Метод гармонического анализа в дальнейшем был развит Томсоном и Дарвином. Его можно считать основным методом предвы-

числения приливов, используемым в настоящее время. В 1936 г. Дудсоном и Варбургом был предложен упрощенный метод гармонического анализа, получивший название штурманского метода.

Гармонический анализ приливов. Сущность гармонического анализа состоит в том, что сложная кривая изменения уровня под действием прилива представляется в виде суммы правильных кривых (волн), каждая из которых имеет характер простого гармонического колебания вида

$$R \cos (qt - \zeta),$$

где R — амплитуда волны, q — угловая скорость волны, величина постоянная для каждой волны и не зависящая от физико-географических условий; t — среднее солнечное время; ζ — начальная фаза волны.

Амплитуда прилива R представляется произведением fH , где H — средняя амплитуда волны, зависящая от местных физико-географических условий и постоянная для данного пункта; f — редуциционный множитель, зависящий от астрономических условий и рассчитываемый по законам движения светил.

В свою очередь, начальная фаза волны ζ также представляется суммой двух слагаемых $(v_0 + u) - g$.

Первое слагаемое — $(v_0 + u)$ называется начальным астрономическим аргументом. Оно рассчитывается на 0 часов первого дня наблюдений или предвычислений прилива по законам движения светил. Значения астрономического аргумента и редуциционного множителя приводятся в соответствующих «Руководствах» по обработке наблюдений над колебаниями уровня моря.

Второе слагаемое g называется углом положения волны, зависит от местных физико-географических условий и для данного пункта является величиной постоянной.

Величины H и g каждой волны определяются на основе обработки наблюдений над колебаниями уровня в данном пункте. Так как для данного пункта эти величины постоянны, то их называют гармоническими постоянными.

Формула для расчета высоты прилива методом гармонического анализа может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} h = & Z_0 + \sum f_2 H_2 \cos [q_2 t + (v_0 + u)_2 - g_2] + \\ & + \sum f_1 H_1 \cos [q_1 t + (v_0 + u)_1 - g_1] + \\ & + \sum f_m H_m \cos [q_m t + (v_0 + u)_m - g_m] + \\ & + \sum f_h H_h \cos [q_h t + (v_0 + u)_h - g_h] + \\ & + \sum f_s H_s \cos [q_s t + (v_0 + u)_s - g_s], \end{aligned} \quad (8.19)$$

где Z_0 — высота среднего уровня моря в данном пункте над принятым нулем глубин.

Индексы при перечисленных аргументах означают: 2 — составляющие волны, имеющие период, близкий к половине суток — полусуточные волны; 1 — составляющие волны суточного периода;

m — мелководные составляющие волны прилива; k — сложные лунно-солнечные составляющие волны прилива; s — составляющие волны долгого периода (полугодового, годового, многолетнего).

Полная формула для расчета высоты прилива имеет 93 слагаемых (волны).

Формулу (8.19) можно интерпретировать следующим образом. Представим себе, что вместо Луны и Солнца, движение которых определяется сложными зависимостями вокруг Земли по плоским круговым орбитам с постоянной угловой скоростью, обращается ряд фиктивных светил. Подбором их массы, угловых скоростей и радиусов орбит можно добиться такого же суммарного их действия на водную оболочку Земли, которое оказывает Луна и Солнце. Действие каждого из фиктивных светил на высоту прилива и рассматривается как составляющая волна прилива.

Исходя из сказанного, амплитуду каждой волны fH в формуле (8.19) можно рассматривать как амплитуду составляющей волны прилива, вызванной действием фиктивного светила. Тогда астрономическая часть фазы $(v_0 + u)$, выраженная в часах, будет представлять промежуток времени от момента кульминации фиктивного светила на заданном меридиане до нуля часов по времени того же меридиана первого дня наблюдений. Постоянная часть фазы g , также выраженная в часах, будет представлять отрезок времени от момента кульминации фиктивного светила и меридиане, по которому ведется счет времени, до момента наступления наибольшего уровня рассматриваемой составляющей волны.

Из сказанного следует, что как астрономическая часть фазы, так и угол положения зависят от выбранной системы счета времени. В практике предвычисления приливов приняты две системы счета времени: поясное и местное. Соответственно этому астрономические части фазы и углы положения могут быть выражены в поясном и местном времени. Графическое изображение счета углов положения и астрономической части фаз в различных системах времени и формулы перехода от одной системы к другой представлены на рис. 8.10, буквой p обозначено число периодов волны в сутки: для полусуточных приливов $p=2$, для суточных $p=1$. Через K' обозначен угол положения, выраженный в поясном времени, K — в местном; через λ обозначена долгота места; через S — долгота пояса. Тогда расчетные формулы для высоты приливов при различных системах счета времени будут иметь вид:

а) для поясного времени

$$h = Z_0 + fH \cos [qt_{\text{п}} + \text{поясн.}(v_0 + u) - K'],$$

б) для местного времени

$$h = Z_0 + fH \cos [qt_{\text{м}} + \text{местн.}(v_0 + u) - K].$$

В таблицах, помещаемых в руководствах по обработке приливов, астрономические части фаз приводятся в гринвичском времени, в то время как предвычисление приливов обычно производится в поясном времени. Поэтому для упрощения предвычисления

пользуются так называемым специальным углом положения g , вычисляемым в пояском времени по формуле:

$$g = K' + \left(p - \frac{q}{15} \right) S.$$

При использовании специальных углов положения расчетная формула для высоты прилива принимает вид

$$h = Z_0 + \sum fH \cos [qt_{\text{п}} + \text{гринв.}(v_0 + u) - g]. \quad (8.20)$$

Специальные углы положения g и постоянные части амплитуд H даются для различных пунктов в «Таблицах приливов».

При пользовании таблицами необходимо обращать внимание на время пояса, по которому даны значения специальных углов по-

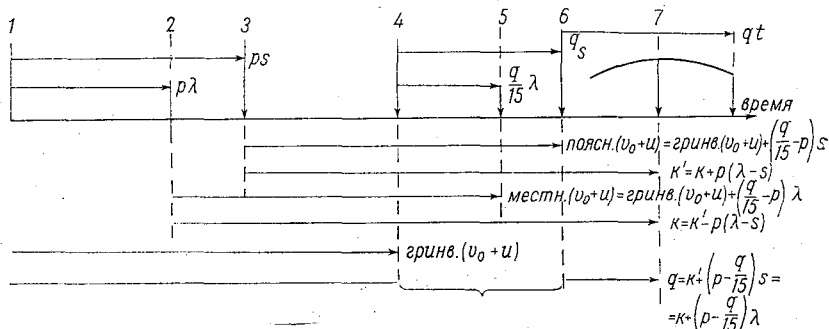


Рис. 8.10. Графическое изображение счета углов положения.

1 — момент кульминации фиктивного светила на меридиане Гринвича, 2 — то же на меридиане места, 3 — то же на меридиане пояса S, 4 — 0 часов гринвичского времени в первый день наблюдений, 5 — то же по местному времени, 6 — то же по пояскому времени, 7 — момент наивысшего уровня составляющих волн.

ложения g . При предвычислении приливов необходимо в формулу (8.20) подставлять время $t_{\text{п}}$ -того пояса, по которому дан угол положения g . Гармонические постоянные H и g для данного пункта определяются по материалам наблюдений над уровнем и используются в последующем для предвычисления приливов. Практически оказывается, что нет необходимости вычислять гармонические постоянные всех 93 членов формулы (8.19) и предвычислять приливы с учетом всех членов. С достаточной для практики точностью можно предвычислять приливы, используя только 8—11 основных слагаемых волн прилива, характеристика которых дана в табл. 31.

Полусуточные и суточные волны, приведенные в таблице, называют главными волнами. Вклад в суммарную высоту прилива каждой из составляющих волн прилива характеризуется значением коэффициента, который представляет величину отношения амплитуды данной волны к суммарной амплитуде прилива.

В табл. 31 приведены средние значения коэффициентов составляющих волн для полусуточных приливов. В случае суточных или

Таблица 31

Характеристики основных составляющих волн прилива

Обозначение волны	Название волны	Среднее значение коэффициента	Угловая скорость волны, градусов в час	Период волны, ч
<i>Полусуточные волны</i>				
M_2	Главная лунная	0,454	28,984	12,420
S_2	Главная солнечная	0,212	30,000	12,000
N_2	Большая лунная эллиптическая	0,088	28,440	12,658
K_2	Лунно-солнечная деклинационная	0,058	30,082	11,967
<i>Суточные волны</i>				
O_1	Главная лунная	0,189	13,943	25,819
P_1	Главная солнечная	0,088	14,959	24,066
Q_1	Большая лунная эллиптическая	0,036	13,399	26,868
K_1	Лунно-солнечная деклинационная	0,266	15,041	23,934
<i>Мелководные волны</i>				
M_4	Четвертьсуточная лунная	Зависит в большой степени от местных условий	57,968	6,210
M_6	Одна шестая суточная лунная		86,952	4,140
MS_4	Четвертьсуточная лунно-солнечная		59,016	6,100

смешанных приливов значения коэффициентов будут иными. Коэффициенты полусуточных волн будут уменьшаться, а суточных возрастать по мере того как прилив будет переходить от полусуточного к суточному.

При обработке наблюдений над колебаниями уровня обычно вычисляют гармонические постоянные 8 главных волн, а для мелководных районов дополнительно и мелководных волн.

Для вычисления гармонических постоянных разработано несколько практических методов. В советской океанографической практике принят метод Дарвина.

Вычисления гармонических постоянных основных волн производятся по ежечасным наблюдениям над колебаниями уровня за 15 или 30 суток. При 30-суточной серии определяются гармонические постоянные всех 11 основных волн, показанных в табл. 31. При 15-суточной серии наблюдений непосредственно из наблюдений определяются гармонические постоянные шести волн: M_2 , S_2 , K_1 , O_1 , M_4 , M_6 . В этом случае гармонические постоянные четырех остальных основных волн K_2 , N_2 , P_1 , Q_1 определяются по следую-

щим простым формулам:

$$\begin{aligned} H_{K_2} &= \frac{1}{3,67} H_{S_2}; & g_{K_2} &= g_{S_2} - 0,081 (g_{S_2} - g_{M_2}); \\ H_{N_2} &= \frac{1}{5} H_{M_2}; & g_{N_2} &= g_{S_2} - 1,536 (g_{S_2} - g_{M_2}); \\ H_{P_1} &= \frac{1}{3} H_{K_1}; & g_{P_1} &= g_{K_1} - 0,075 (g_{K_1} - g_{O_1}); \\ H_{Q_1} &= \frac{1}{5} H_{O_1}; & g_{Q_1} &= g_{K_1} - 1,496 (g_{K_1} - g_{O_1}). \end{aligned} \quad (8.21)$$

Для вычисления гармонических постоянных необходимо вначале преобразовать основную формулу высоты прилива (8.19).

В общем виде расчетную формулу высоты прилива можно представить следующим образом:

$$h = Z_0 + \sum fH \cos [qt + (v_0 + u) - g].$$

Введем следующие обозначения:

$$fH = R; \quad (v_0 + u) - g = -\zeta.$$

Тогда расчетная формула высоты прилива примет вид

$$h = Z_0 + \sum R \cos (qt - \zeta).$$

Разложим косинусы разности для каждой волны

$$R \cos (qt - \zeta) = R \cos \zeta \cos qt + R \sin \zeta \sin qt.$$

Обозначим

$$R \cos \zeta = A; \quad R \sin \zeta = B.$$

Тогда

$$h = Z_0 + \sum (A \cos qt + B \sin qt). \quad (8.22)$$

Ежечасные высоты уровня h определяются из наблюдений. Угловые скорости q каждой волны известны из теории гармонического анализа (табл. 31). Поэтому в формуле (8.22) неизвестными оказываются только коэффициенты A и B каждой волны. Для определения этих коэффициентов необходимо иметь число уравнений не меньше, чем число неизвестных. Если вычисляются гармонические постоянные 8 волн, то число уравнений должно быть не меньше 16, а при вычислении гармонических постоянных 11 волн — не менее 22 уравнений.

Однако при вычислении коэффициентов A и B из минимально необходимого числа уравнений точность оказывается недостаточной. Поэтому составляется число уравнений значительно большее, чем число неизвестных, из которых и определяются коэффициенты A и B способом наименьших квадратов. В частности, для определения коэффициентов основных волн составляется число уравнений в 12 раз больше числа неизвестных.

Как известно, для определения коэффициентов способом наименьших квадратов необходимо составить нормальные уравнения, требующие довольно кропотливых и трудоемких вычислений. С целью упрощения вычислений Дарвин предложил прием, позволяющий выделить из суммарной наблюдаемой высоты прилива составляющие отдельных волн.

Сущность этого приема заключается в следующем. Предположим, что суммарная высота прилива h_t определяется только двумя составляющими волнами: M_2 и S_2 , которые близки по периоду и имеют различные амплитуды H и фазы g , т. е.

$$h_t = h_t^{M_2} + h_t^{S_2} = H_{M_2} \cos(q_{M_2}t - g_{M_2}) + H_{S_2} \cos(q_{S_2}t - g_{S_2}).$$

Условимся называть часом волны одну двадцатьчетвертую часть суток волны. Тогда сутками волны для суточных волн будет их период, для полусуточных волн — удвоенный период, для четвертьсуточных волн — учетверенный период и т. д. Так как периоды волн различны, то и часы волн будут также неодинаковы. Так, например, для волны S_2 , период которой равен 12 средним часам, сутки будут равны 24 средним часам, и ее час будет равен среднему часу.

Для волны M_2 , период которой равен 12,42 средних часа, сутки волны будут равны 24,84 часа, а ее час — 1,035 средних часа, который принимается для волны M_2 за единицу.

Вследствие неравенства периодов волн и соответственно их угловых скоростей разность фаз между любой парой волн будет возрастать. Если в первые сутки разность фаз выбранных нами волн S_2 и M_2 была равна φ_1 (рис. 8.11), то во вторые сутки она равна φ_2 , в третьи — φ_3 и т. д. Через определенное число суток (периодов) эта разность достигнет 360° . Можно рассчитать это число суток (периодов).

Угловые скорости волны M_2 и S_2 равны соответственно q_{M_2} и q_{S_2} , а их периоды $\tau_{M_2} = \frac{360}{q_{M_2}}$ и $\tau_{S_2} = \frac{360}{q_{S_2}}$. За один свой период

волна M_2 переместится на величину $q_{M_2} \cdot \tau_{M_2} = q_{M_2} \cdot \frac{360}{q_{M_2}}$ т. е.

на 360° . Волна S_2 за тот же отрезок времени сместится на величину $q_{S_2} \tau_{S_2} = q_{S_2} \frac{360}{q_{M_2}}$, т. е. на величину, отличную от 360° . Следова-

тельно, за один период волны M_2 разность фаз между обеими волнами

$$q_{M_2} \frac{360}{q_{M_2}} - q_{S_2} \frac{360}{q_{M_2}} = (q_{M_2} - q_{S_2}) \frac{360}{q_{M_2}},$$

а через n периодов волны

$$(q_{M_2} - q_{S_2}) \frac{360}{q_{M_2}} n.$$

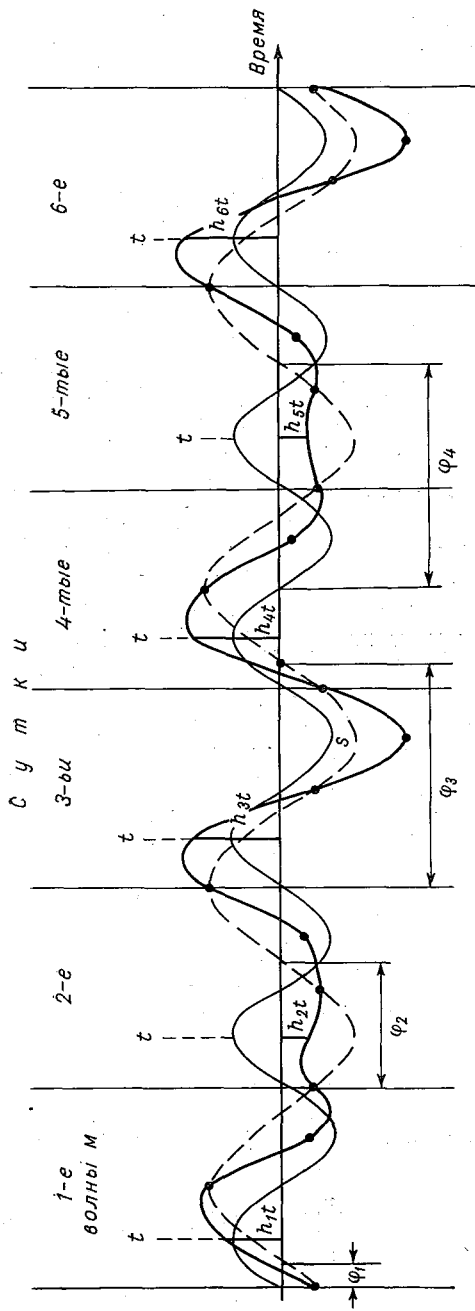


Рис. 8.11. К обработке приливов по методу Дарвина.

Подставив условие, чтобы разность фаз была 360° , можно определить число суток (периодов) волны M_2 , когда это произойдет. Так как необходимо, чтобы

$$(q_{M_2} - q_{S_2}) \frac{360}{q_{M_2}} n = 360^\circ,$$

то

$$n = \frac{q_{M_2}}{q_{M_2} - q_{S_2}}. \quad (8.23)$$

Воспользуемся найденным уравнением для выделения из суммарной высоты прилива

$$h_t = h_t^{M_2} + h_t^{S_2} = H_{M_2} \cos(q_{M_2}t - g_{M_2}) + H_{S_2} \cos(q_{S_2}t - g_{S_2})$$

ее составляющих:

$$h_t^{M_2} = H_{M_2} \cos(q_{M_2}t - g_{M_2}),$$

$$h_t^{S_2} = H_{S_2} \cos(q_{S_2}t - g_{S_2}).$$

Для этого просуммируем ежечасные высоты уровня h_t , взятые на один и тот же час волны M_2 в каждые сутки. Если принять для суммирования число суток n , определяемое формулой (8.23), то за этот промежуток времени волна S_2 сместится по фазе относительно волны M_2 на 360° и, следовательно, пройдет через все возможные положения относительно волны M_2 .

Как видно на рис. 8.11, ординаты волны M_2 на один и тот же час этой волны в различные сутки равны между собой. Ординаты волны S_2 , взятые для того же часа волны M_2 , в разные сутки будут различны по величине и по знаку. Можно доказать, что сумма ординат волны S_2 , взятых на один и тот же час волны M_2 , за n суток, определяемых формулой (8.23), равна нулю.

Следовательно, для любого часа волны M_2 равенство

$$\sum_1^n h_t = \sum_1^n h_t^{M_2} + \sum_1^n h_t^{S_2}$$

переходит в другое

$$\sum_1^n h_t = \sum_1^n h_t^{M_2},$$

так как

$$\sum_1^n h_t^{S_2} = 0.$$

Так как на данный час t волны M_2 ее высота остается в каждые сутки неизменной, то можно записать

$$\sum_1^n h_t = n h_t^{M_2},$$

откуда

$$h_t^{M_2} = \frac{1}{n} \sum_1^n h_t.$$

Выведенная формула будет справедлива для любого часа волны M_2 и поэтому позволяет выделить 24 средних ежечасных ординат волны M_2 из общих ежечасных ординат h_t .

Если производить аналогичное суммирование ординат h_t через период волны S_2 , то исключается волна M_2 и определяются средние ежечасные ординаты волны S_2 .

Следовательно, для каждой волны можно составить двадцать четыре уравнения вида

$$h_t^{M_2} = H_{M_2} \cos(q_{M_2}t - g_{M_2}).$$

Раскрывая косинус разности и обозначая произведения

$$H_{M_2} \cos q_{M_2} = A_{M_2} \text{ и } H_{M_2} \sin q_{M_2} = B_{M_2},$$

получим выражения для определения ежечасных высот волны M_2 в виде

$$h_t^{M_2} = A_{M_2} \cos q_{M_2}t + B_{M_2} \sin q_{M_2}t.$$

Таких уравнений можно составить 24 для каждого часа t волны M_2 от 0 до 23 часов. В них будут только два неизвестных — коэффициенты A_{M_2} и B_{M_2} , которые и определяются способом наименьших квадратов. Из теории способа наименьших квадратов известно, что если аргумент (в нашем случае t) взят через равные отрезки, то коэффициенты A_{M_2} и B_{M_2} определяются из простых соотношений:

$$\begin{aligned} A_{M_2} &= \frac{1}{12} \sum_0^{23} h_t^{M_2} \cos q_{M_2}t, \\ B_{M_2} &= \frac{1}{12} \sum_0^{23} h_t^{M_2} \sin q_{M_2}t. \end{aligned} \quad (8.24)$$

Для определения коэффициентов A_{M_2} и B_{M_2} достаточно было бы двух уравнений, если бы ежечасные ординаты отдельных волн выделялись из суммарной ординаты прилива в чистом виде. Однако этого сделать нельзя, так как высота прилива представляет сумму не двух, а значительно большего числа волн. Поэтому при указанном способе суммирования исключается полностью только одна волна. Другие волны искажают истинные значения средних ежечасных ординат выделяемой волны M_2 . Для уменьшения ошибок при расчете коэффициентов A_{M_2} и B_{M_2} берется не два уравнения, а 24, и по формуле (8.24) рассчитываются неизвестные коэффициенты A_{M_2} и B_{M_2} . Аналогичным образом определяются коэффициенты A и B остальных составляющих волн. В соответствии с изложенными принципами разработаны специальные бланки, на которых и выполняется весь расчет.

Формула (8.23) определяет необходимое минимальное число периодов (суток), за которые должны быть проведены наблюдения над колебаниями уровня. Минимально необходимое число

суток наблюдений оказывается равным 15. Однако при этом, как отмечено выше, нельзя определить независимо гармонических постоянных волн N_2 , K_2 , P_1 и Q_1 . Поэтому обычно берут кратное число суток — 30.

Определив значение коэффициентов A и B , нетрудно найти и интересные гармонические постоянные. Так как $A = R \cos \zeta$, а $B = R \sin \zeta$, то можно найти R и ζ по формулам:

$$R = \sqrt{A^2 + B^2},$$

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{B}{A}.$$

Выбирая из таблиц значения редуцированного множителя f и начального астрономического аргумента на ноль часов первого дня наблюдений $(v_0 + u)$, находим

$$H = \frac{R}{f}; \quad g = (v_0 + u) + \zeta.$$

Зная гармонические постоянные, можно теперь предвычислять приливы на любой день и час. Эта задача решается по формуле (8.19) с учетом только основных 8—11 составляющих волн прилива.

С целью упрощения предвычисления приливов по гармоническим постоянным Н. П. Владимирский и В. С. Стахевич предложили вспомогательные таблицы, приводимые в специальных «Руководствах по обработке наблюдений над уровнем моря». С использованием этих таблиц задача решается следующим образом.

Общее выражение для расчета высоты прилива имеет вид

$$h = Z_0 + \sum fH \cos [qt_n + \text{Гринв.}(v_0 + u) - g].$$

Выражение $qt_n + \text{Гринв.}(v_0 + u) - g$ определяет собой аргумент данной волны в градусах на момент времени t_n . Для получения этого аргумента в часах необходимо разделить его на угловую скорость волны q

$$\operatorname{Arg} = t_n + \frac{\text{Гринв.}(v_0 + u) - g}{q}.$$

Если Arg окажется больше периода волны $\tau = \frac{360}{q}$, необходимо отнять его, и тогда получим

$$\operatorname{Arg} = t_n + \frac{\text{Гринв.}(v_0 + u) - g}{q} - \frac{360}{q}.$$

Обозначая

$$\frac{\text{Гринв.}(v_0 + u) - g}{q} = \beta; \quad \frac{360}{q} = P,$$

получим

$$\operatorname{Arg} = t_n + \beta - P.$$

Величина β выбирается из таблиц на ноль часов того дня, на который ведется предвычисление прилива. На этот момент времени выбирается также значение f .

Подставляя последовательно значение моментов времени t_n от 0 до 23 часов, находим значение аргумента каждой волны на каждый час суток. Произведение fH для каждой волны даст ее амплитуду. По значениям амплитуды и аргумента данной волны из таблиц, помещенных в указанных выше Руководствах, находим произведение ее амплитуды на косинус аргумента для данного момента времени. Произведя суммирование найденных произведений, получаем высоту прилива на данный час относительно среднего уровня моря. Прибавив высоту среднего уровня над принятым нулем глубин, получим высоту прилива на данный час относительно принятого нуля глубин.

Вычислив высоту прилива на каждый час суток и построив кривую изменений уровня за сутки, можно по этой кривой определить моменты и высоты полных и малых вод.

Как видно из изложенного, предвычисление приливов по гармоническим постоянным осуществляется довольно просто, однако требует затраты considerable времени на сбор информации и на обработку наблюдений. Поэтому в настоящее время разработаны специальные машины для предвычисления приливов, сокращающие время обработки. Они бывают двух типов: стационарные и корабельные. Первые позволяют суммировать до 42 волн, вторые до 10 волн.

Таким образом, при использовании метода гармонического анализа в корабельных условиях необходимо располагать значениями гармонических постоянных 8—11 волн, в зависимости от характера приливов. Но, к сожалению, число пунктов, по которым известны эти гармонические постоянные, пока ограничено. Кроме того, сами предвычисления приливов при отсутствии машин требуют considerable времени. Поэтому в настоящее время гармонический анализ приливов не получил распространения в штурманской практике. Он используется для составления «Таблиц приливов» и в научно-исследовательской работе.

Для штурманской практики в 1936 г. английскими учеными Дудсоном и Варбургом был разработан упрощенный метод гармонического анализа, который получил у нас название штурманского метода. Авторы этого метода назвали его «адмиралтейским». Этот метод позволяет вычислять гармонические постоянные главных волн из короткой серии наблюдений над колебаниями уровня за 1 или 2 суток, а также предвычислять приливы на любой час в течение нескольких минут по гармоническим постоянным четырех основных волн: M_2 , S_2 , K_1 , O_1 .

Штурманский метод обработки и предвычисления приливов позволяет решать следующие задачи:

1) предвычислять уровень на любой час по гармоническим постоянным 4 составляющих волн прилива;

2) вычислять гармонические постоянные четырех основных волн прилива из суточной или двухсуточной серии ежедневных наблюдений над уровнем;

3) предвычислять на любой день моменты и высоты полных и малых вод по гармоническим постоянным указанным четырех волн, без промежуточных расчетов высоты прилива на каждый час.

Метод основан на возможности объединения волн, близких по периоду, когда не требуется очень высокой точности предвычисления уровня. Для штурманской практики, как известно, не требуется предвычисление приливов с точностью более 0,1 м. Поэтому штурманский метод вполне применим в корабельных условиях, тем более что предвычисления приливов этим методом требуют мало времени и достаточно просты.

Рассмотрим последовательно решение перечисленных задач. Анализ приливов и сравнение предвычисленных и наблюдаемых высот прилива показывают, что в подавляющем большинстве случаев величина прилива определяется гармоническими постоянными четырех главных волн: M_2 , S_2 , K_1 и O_1 , которые больше всего подвержены влиянию местных условий. Гармонические постоянные четырех других волн: N_2 , K_2 , P_1 и O_1 оказывается при этом возможным выразить через гармонические постоянные вышеуказанных четырех волн: M_2 , S_2 , K_1 и O_1 , исходя из соотношений (8.21), вытекающих из теории гармонического анализа.

Руководствуясь этими соотношениями и учитывая астрономические условия, оказалось возможным выразить высоту прилива вместо суммы восьми суммой только четырех составляющих волн: M_2 , S_2 , K_1 и O_1 . Для учета влияния остальных четырех волн вводятся поправки в амплитуды и фазы главных волн. Эти поправки оказываются переменными, зависят от астрономических условий и поэтому могут быть рассчитаны заранее и сведены в таблицы. Такие таблицы приводятся в руководствах по обработке и предвычислению приливов.

С учетом этих поправок расчетная формула для высоты прилива принимает вид

$$\begin{aligned}
 h = & Z_0 + H_{S_2} B_S C_S \cos [q_{S_2} t + (b_S + c_S + g_{S_2})] + \\
 & + H_{M_2} B_M C_M \cos [q_{M_2} t + (b_M + c_M + g_{M_2})] + \\
 & + H_{K_1} B_K C_K \cos [q_{K_1} t + (b_K + c_K + g_{K_1})] + \\
 & + H_{O_1} B_O C_O \cos [q_{O_1} t + (b_O + c_O + g_{O_1})], \quad (8.25)
 \end{aligned}$$

где B , b — астрономические поправки в амплитуду и фазу главных волн, выбираемые из таблиц по году и дате; C , c — астрономические поправки в амплитуду и фазу главных волн, выбираемые по моменту кульминации Луны на меридиане Гринвича и ее горизонтальному параллаксу; H , g — гармонические постоянные главных волн.

По формуле (8.25) решается задача предвычисления высоты прилива на заданный час. Техника предвычисления дается в руководствах по обработке и предвычислению приливов.

Для решения задачи вычисления гармонических постоянных произведем дальнейшее упрощение формулы (8.25) путем объединения четырех в две волны: полусуточную и суточную.

Возможность такого объединения можно показать на следующем примере.

Предположим, что имеется две волны одинакового периода, но с различными амплитудами и фазами. Тогда оказывается возможным выразить сумму этих двух волн через одну из них, введя поправочные коэффициенты E и e в ее амплитуду и фазу

$$M \cos (qt - m) + S \cos (qt - s) = ES \cos [qt - (s + e)], \quad (8.26)$$

где M, S — амплитуды объединяемых волн, m, s — фазы.

Можно легко доказать, что поправки E и e объединенной волны зависят от отношения амплитуд объединяемых волн $D = \frac{M}{S}$ и разности фаз $d = m - s$ и рассчитываются по формулам:

$$\operatorname{tg} e = \frac{D \sin d}{1 + D \cos d},$$

$$E = \sqrt{(1 + D \cos d)^2 + (D \sin d)^2}. \quad (8.27)$$

По формулам (8.27) составлены вспомогательные таблицы, с помощью которых по величинам D и d находятся поправки E и e .

Воспользуемся формулами (8.26), (8.27) для объединения волн прилива. Положим угловые скорости полусуточных волн равными q_2 , а суточных — q_1 . Тогда для объединения волн необходимо найти отношение амплитуд и разности фаз объединяемых волн. Они будут равны:

$$D_2 = \frac{H_{M_2} B_M C_M}{H_{S_2} B_S C_S}; \quad d_2 = (b_M + c_M + g_{M_2}) - (b_S + c_S + g_{S_2});$$

$$D_1 = \frac{H_{O_1} B_O C_O}{H_{K_1} B_K C_K}; \quad d_1 = (b_O + c_O + g_{O_1}) - (b_K + c_K + g_{K_1}).$$

По найденным величинам D_2 и d_2 находим поправки E_2 и e_2 для объединенной полусуточной волны, а по D_1 и d_1 поправки E_1 и e_1 для объединенной суточной волны. Принимая в качестве основных волны S_2 и K_1 , формулу (8.25) можно записать в более простом виде

$$h = Z_0 + H_{S_2} B_S C_S E_2 \cos [q_2 t - (b_S + c_S + e_2 + g_{S_2})] + H_{K_1} B_K C_K E_1 \cos [q_1 t - (b_K + c_K + e_1 + g_{K_1})]. \quad (8.28)$$

Формула (8.28) является основной для определения гармонических постоянных волн S_2 и K_1 из суточной серии наблюдений. Поясним принцип решения задачи. Для этого перепишем формулу (8.28) в более простом виде, введя обозначения:

$$B_S C_S E_2 = F_2; \quad b_S + c_S + e_2 = f_2;$$

$$B_K C_K E_1 = F_1; \quad b_K + c_K + e_1 = f_1.$$

Величины F_2 , F_1 , f_2 и f_1 зависят от астрономических условий и могут быть рассчитаны заранее на любой час. Их можно назвать астрономическими аргументами. С учетом принятых обозначений формула (8.28) примет вид

$$h = Z_0 + H_{S_2} F_2 \cos [q_2 t - (f_2 + g_{S_2})] + H_{K_1} F_1 \cos [q_1 t - (f_1 + g_{K_1})]. \quad (8.29)$$

В таком виде формула еще не пригодна для определения гармонических постоянных. Поэтому преобразуем ее, введя дополнительные обозначения:

$$\begin{aligned} H_{S_2} F_2 &= R_2; & f_2 + g_{S_2} &= r_2; \\ H_{K_1} F_1 &= R_1; & f_1 + g_{K_1} &= r_1. \end{aligned} \quad (8.30)$$

Тогда

$$h = Z_0 + R_2 \cos (q_2 t - r_2) + R_1 \cos (q_1 t - r_1). \quad (8.31)$$

Раскрывая косинусы разностей, получим

$$\begin{aligned} h &= Z_0 + R_2 \cos r_2 \cos q_2 t + R_2 \sin r_2 \sin q_2 t + \\ &+ R_1 \cos r_1 \cos q_1 t + R_1 \sin r_1 \sin q_1 t. \end{aligned} \quad (8.32)$$

Принимая $q_2 = 30^\circ/\text{час}$ и $q_1 = 15^\circ/\text{час}$ и обозначая

$$\begin{aligned} R_2 \cos r_2 &= X_2; & R_2 \sin r_2 &= Y_2, \\ R_1 \cos r_1 &= X_1; & R_1 \sin r_1 &= Y_1, \end{aligned} \quad (8.33)$$

получим

$$h = Z_0 + X_2 \cos 30t + Y_2 \sin 30t + X_1 \cos 15t + Y_1 \sin 15t. \quad (8.34)$$

Если известны из наблюдений ежечасные высоты уровня, в уравнении (8.34) неизвестными являются только величины Z_0 , X_2 , Y_2 , X_1 , Y_1 , для определения которых требуется суточная серия ежечасных наблюдений над уровнем. Величина среднего уровня Z_0 определяется путем деления суммы ежечасных высот уровня на 24 (число наблюдений). Для определения величин X_2 , Y_2 , X_1 , Y_1 выбирают такой способ суммирования ежечасных высот уровня h , при котором сумма ординат трех волн, за период суммирования (24 часа), дает нуль и остается только сумма ординат искомой волны. Для уяснения указанного принципа рассмотрим небольшой пример. Положим, что суммарная высота прилива h определяется суммой только двух волн, т. е.

$$h = X_1 \cos 15t + Y_1 \sin 15t.$$

На рис. 8.12 представлены составляющие волны $X_1 \cos 15t$ (кривая 1), $Y_1 \sin 15t$ (кривая 2) и суммарная высота прилива (кривая 3).

Из наблюдений нам известны на каждый час суммарные ординаты h . Теперь необходимо выбрать такой способ суммирования, чтобы сумма ординат одной из составляющих волн дала ноль. Выберем, например, следующий способ суммирования. Будем брать

при суммировании ежечасные ординаты от 0 до 6 часов и от 18 до 24 часов с их знаками, а от 6 до 18 часов — с обратными. Перемена знака ординат в интервале от 6 до 18 часов равноценна замене в этом интервале кривых 1 и 2 кривыми 1' и 2', показанными на рис. 8.12. На рисунке видно, что при выбранном способе

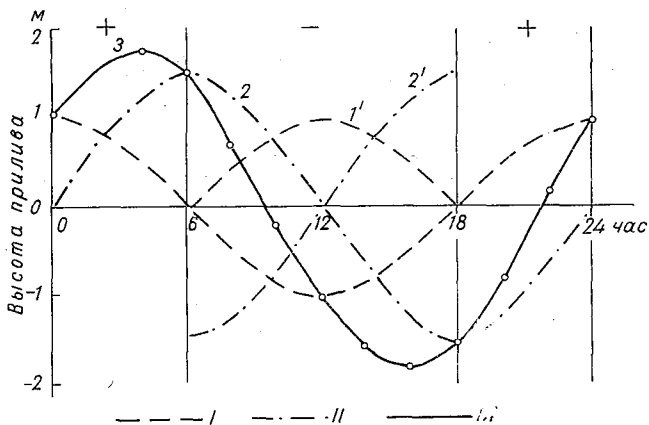


Рис. 8.12. К вычислению гармонических постоянных прилива штурманским методом.

суммирования сумма ординат кривой 2' за полный период от 0 до 23 часов даст нуль, т. е. $\sum_{t=0}^{23} Y_1 \sin 15t = 0$. Следовательно,

$$\sum_{t=0}^{23} h = \sum_{t=0}^{23} X_1 \cos 15t + \sum_{t=0}^{23} Y_1 \sin 15t = \sum_{t=0}^{23} X_1 \cos 15t.$$

Интересующая нас величина X_1 определится из соотношения

$$X_1 = \frac{\sum_{t=0}^{23} h}{\sum_{t=0}^{23} \cos 15t} = \frac{1}{P_1} \sum_{t=0}^{23} h.$$

Если теперь при суммировании брать ординаты h с обратным знаком в интервалах от 0 до 12 часов, то исключится волна 1 и может быть найдена амплитуда Y_1 волны 2.

Аналогично поступают и в том случае, когда суммарная ордината (высота прилива h) определяется суммой не двух, а четырех слагаемых волн. Определив значения X_2 , Y_2 , X_1 и Y_1 по формулам (8.33) и (8.30), находим гармонические постоянные волн S_2 и K_1 . Гармонические постоянные волн M_2 и O_1 находятся по формулам (8.24), в которых предварительно задаются отношениями

амплитуд главных волн $\frac{H_{M_2}}{H_{S_2}}$ и $\frac{H_{O_1}}{H_{K_1}}$ и разностями фаз $g_{M_2} - g_{S_2}$

и $g_{O_1} - g_{K_1}$. Эти отношения и разности выбираются равными соответствующим величинам для ближайшего пункта, где известны гармонические постоянные, найденные методом гармонического анализа.

В отсутствие ближайшего пункта с известными гармоническими постоянными штурманский метод может быть использован и при суточных сериях наблюдений, выполненных в условиях сизигий, позволяющих определить гармонические постоянные полусуточных волн и при больших склонениях Луны, обеспечивающих вычисление гармонических постоянных суточных волн. При двухсуточных сериях наблюдений должны соблюдаться условия для выбора интервалов времени между первой и второй сериями наблюдений.

Если приливы имеют полусуточный характер, интервал между первой и второй сериями выбирается с таким расчетом, чтобы

$$300 \leq \{ [(b_M + c_M) - (b_S + c_S)]_1 \text{ серии} - \\ - [(b_M - c_M) - (b_S + c_S)]_2 \text{ серии} \} \geq 60^\circ.$$

При суточных и смешанных приливах аналогичное условие имеет вид

$$300 \leq \{ [(b_K + c_K) - (b_O + c_O)]_1 \text{ серии} - \\ - [(b_K + c_K) - (b_O + c_O)]_2 \text{ серии} \} \geq 60^\circ.$$

Наивыгоднейшие условия отмечаются тогда, когда указанные разности равны 180° .

Штурманский метод, так же как и метод гармонического анализа, применяется не только для обработки наблюдений над уровнем, но и для обработки наблюдений над приливными течениями. Однако, как известно, наблюдения над течениями значительно сложнее наблюдений над уровнем. Наблюдения над течениями 15- или 30-суточной серии, необходимые для применения метода гармонического анализа, не только требуют больших затрат времени но и связаны с большими техническими трудностями. Поэтому при обработке наблюдений над приливными течениями широко используется штурманский метод вычисления гармонических постоянных, требующий только 1- или 2-суточных серий наблюдений.

При вычислении гармонических постоянных приливных колебаний уровня, напротив, чаще пользуются методом гармонического анализа, так как провести 15- или 30-суточные наблюдения над уровнем у берега не представляет больших трудностей. Лишь в тех случаях, когда невозможно у берега осуществить наблюдения 15 или 30-суточной сериями наблюдений, а также при изучении колебаний уровня вдали от берега, применяют штурманский метод для вычисления гармонических постоянных приливных колебаний уровня.

Формула (8.31) используется также и для решения третьей задачи штурманского метода: предвычисления времен и высот полных и малых вод.

Для этого положим в формуле (8.31) $q_2 = 30^\circ/\text{час}$ и $q_1 = 15^\circ/\text{час}$. Тогда

$$h = Z_0 + R_2 \cos(30t - r_2) + R_1 \cos(15t - r_1).$$

Эта формула определяет высоту прилива относительно принятого нуля глубин. Высота же прилива относительно среднего уровня моря Z_0 будет

$$h_e = R_2 \cos(30t - r_2) + R_1 \cos(15t - r_1).$$

Преобразуем это выражение, вынеся за скобки R_2 , 30 и 15. Получим

$$h_e = R_2 \left[\cos 30 \left(t - \frac{r_2}{30} \right) + \frac{R_1}{R_2} \cos 15 \left(t - \frac{r_1}{15} \right) \right].$$

Обозначим

$$t - \frac{r_2}{30} = l; \quad \frac{R_1}{R_2} = I; \quad \frac{r_2}{30} - \frac{r_1}{15} = -i. \quad (8.35)$$

Тогда

$$h_e = R_2 [\cos 30l + I \cos 15(l - i)]. \quad (8.36)$$

Так как нас интересуют только полные $h_{\text{ПВ}}$ и малые $h_{\text{МВ}}$ воды, необходимо знать максимальные (по абсолютной величине) значения выражения, стоящего в квадратных скобках в формуле (8.36). Обозначим эти максимальные значения через L , т. е. запишем

$$[\cos 30l + I \cos 15(l - i)]_{\text{max}} = \pm L. \quad (8.37)$$

При заданных величинах I и i значения (по абсолютной величине) L будут зависеть только от величины l . Поэтому заранее можно рассчитать по формуле (8.37) для различных значений I и i величины l и соответствующие им значения $\pm L$. Такие таблицы составлены и приводятся в «Таблицах приливов», где даются гармонические постоянные прилива, а также в руководствах по обработке приливов. С использованием этих таблиц предвычисление времен и высот полных и малых вод сводится к следующему. Находим по вычисленным значениям R_1 , R_2 , r_1 и r_2 вспомогательные величины I и i , по которым входим в таблицы и выбираем значения l и $\pm L$. Если прилив полусуточный, то в таблице будет четыре пары значений l и $\pm L$, если прилив суточный, то две пары. Число значений непосредственно определяется величинами I и i . Величины l характеризуют моменты полных и малых вод в условных единицах времени, а величины $\pm L$ — условные высоты полных и малых вод. Положительные значения L соответствуют полным водам, а отрицательные — малым.

Для перехода от условных моментов и высот к истинным воспользуемся формулами (8.35) и (8.36), из которых следует, что время полной и малой воды равно

$$t_{\text{ПВ}}^{\text{МВ}} = l + \frac{r_2}{30}, \quad (8.38)$$

а высоты полной и малой воды соответственно:

$$h_{\text{ПВ}} = R_2(+L),$$

$$h_{\text{МВ}} = R_2(-L).$$

Высота полной воды относительно принятого нуля глубин будет

$$h_{\text{ПВ}} = Z_0 + R_2(+L), \quad (8.39)$$

а малой воды

$$h_{\text{МВ}} = Z_0 + R_2(-L). \quad (8.40)$$

Для расчета времен и высот полных и малых вод разработаны специальные бланки, приводимые в соответствующих руководствах и таблицах приливов.

Метод сравнения. Наиболее простым методом предвычисления приливов является метод сравнения. Однако он обеспечивает необходимую для практики точность предвычисления только в случае правильных полусуточных или суточных приливов.

Применение этого метода для смешанных приливов может привести к ошибкам по высоте и по времени прилива в несколько десятков процентов.

Сущность метода заключается в сравнении одновременных наблюдений над колебаниями уровня в двух пунктах, один из которых называют основным, а второй дополнительным.

В качестве основного пункта выбирается такой, в котором ведутся систематические наблюдения над колебаниями уровня и для которого выведены гармонические постоянные, обеспечивающие предвычисление приливов методом гармонического анализа.

Основных пунктов (портов) для моря может быть несколько. Для каждого из них предвычисляются на каждый год моменты и высоты полных и малых вод, составляются и издаются «Таблицы приливов», содержащие указанные данные.

Для дополнительных пунктов, по одновременным с основным пунктом наблюдениями над колебаниями уровня, рассчитываются поправки времен полных и малых вод и коэффициент прилива. Под коэффициентом прилива понимается отношение величин прилива в дополнительном и основном пунктах. При определении этих величин для дополнительного пункта за основной пункт принимается такой, в котором характер приливов аналогичен характеру прилива в дополнительном. Для получения поправок времен и коэффициента прилива желательно иметь продолжительность одновременных наблюдений не менее 15 суток. При этом достаточно

вести наблюдения только над моментами и высотами полных и малых вод.

Так как оба пункта (дополнительный и основной) подобраны так, что характер приливов в них одинаков, приливы могут различаться между собой только высотами и временем наступления полных и малых вод. Поэтому формулы связи между приливами в дополнительном и основном пунктах будут иметь вид:

$$\begin{aligned} t_{\text{ПВД}} &= t_{\text{ПВО}} + \Delta t_{\text{ПВ}}, \\ t_{\text{МВД}} &= t_{\text{МВО}} + \Delta t_{\text{МВ}}, \\ h_{\text{ПВД}} &= kh_{\text{ПВО}} + a, \\ h_{\text{МВД}} &= kh_{\text{МВО}} + a, \end{aligned} \quad (8.41)$$

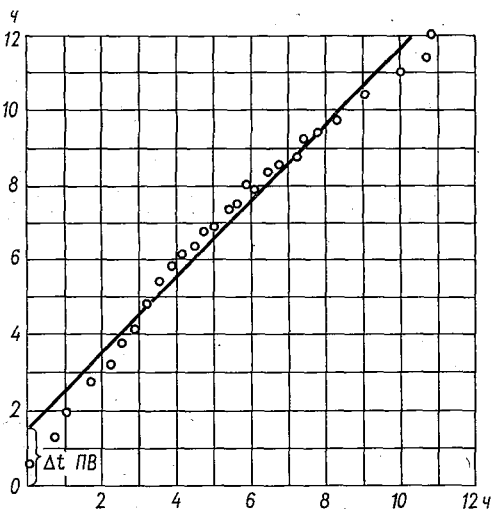


Рис. 8.13. Прямая времен полных вод.

где $t_{\text{ПВД}}$ — время полной воды в дополнительном пункте; $t_{\text{ПВО}}$ — то же в основном; $t_{\text{МВД}}$ — время малой воды в дополнительном пункте; $t_{\text{МВО}}$ — то же в основном; $\Delta t_{\text{ПВ}}$ — поправка времен полных вод для дополнительного пункта; $\Delta t_{\text{МВ}}$ — то же для малых вод; $h_{\text{ПВД}}$ — высота полной воды в дополнительном пункте; $h_{\text{ПВО}}$ — то же в основном; $h_{\text{МВД}}$ — высота малой воды в дополнительном; $h_{\text{МВО}}$ — то же в основном; k — коэффициент прилива; a — превышение нуля футштока в дополнительном пункте по отношению к основному.

Расчет величин $\Delta t_{\text{ПВ}}$, $\Delta t_{\text{МВ}}$, k и a может быть выполнен либо графическим, либо аналитическим методами.

Рассмотрим вначале графический метод. Для определения поправок времен полных и малых вод строятся прямые времен полных и малых вод соответственно.

На миллиметровой бумаге строится прямоугольная система координат (рис. 8.13). Принимая моменты полных вод в основном пункте за абсциссы, а моменты соответствующих полных вод в дополнительном за ординаты, получают ряд точек, через которые проводят прямую так, чтобы точки были симметричны относительно прямой. Отрезок, который отсечет прямая на оси ординат, будет представлять поправку времен полных вод $\Delta t_{\text{ПВ}}$ с соответствующим знаком.

Аналогично находят поправку времен малых вод. Прямая времен должна проходить под углом 45° к оси абсцисс. Если угол не равен 45° , это указывает на различие характера приливов

в основном и дополнительном пунктах. В этом случае необходимо выбрать другой основной пункт.

Для определения величин k и a строится прямая высот. На миллиметровой бумаге проводят оси координат (рис. 8.14). По оси абсцисс откладывают высоты полных и малых вод в основном пункте, а по оси ординат соответственные высоты в дополнительном. Получают две группы точек, через которые проводят прямую. Тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс $\operatorname{tg} \alpha$ равен коэффициенту прилива k , т. е. $k = \operatorname{tg} \alpha$. Отрезок, отсекаемый на оси ординат, определяет величину a с соответствующим знаком.

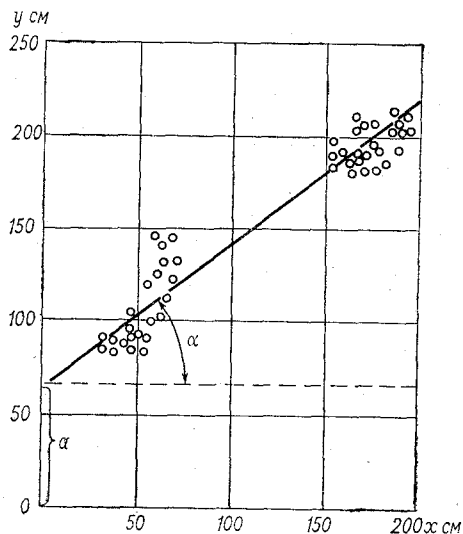


Рис. 8.14. Прямая высот полных и малых вод.

Величина a характеризует разность высотных отметок нулей футштоков в дополнительном и основном пунктах. Поэтому если в основном и дополнительных пунктах за нуль отсчета уровня приняты одинаковые высотные отметки: либо средний уровень моря в обоих пунктах, либо теоретический нуль глубин, то $a = 0$. Тогда высота полной или малой воды в дополнительном пункте определится из соотношения:

При аналитическом методе определяется среднее значение разности соответственных моментов полных и малых вод в дополнительном и основном пунктах. Эти средние разности и представляют поправки времен полных и малых вод, т. е.

$$\begin{aligned} h_{\text{ПВД}} &= kh_{\text{ПВО}}, \\ h_{\text{МВД}} &= kh_{\text{МВО}}. \end{aligned} \quad (8.42)$$

При аналитическом методе определяется среднее значение разности соответственных моментов полных и малых вод в дополнительном и основном пунктах. Эти средние разности и представляют поправки времен полных и малых вод, т. е.

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{ПВ}} &= \text{ср} (t_{\text{ПВД}} - t_{\text{ПВО}}), \\ \Delta t_{\text{МВ}} &= \text{ср} (t_{\text{МВД}} - t_{\text{МВО}}). \end{aligned} \quad (8.43)$$

Коэффициент прилива находится по формуле

$$k = \frac{\text{ср} (h_{\text{ПВД}} - h_{\text{МВД}})}{\text{ср} (h_{\text{ПВО}} - h_{\text{МВО}})}, \quad (8.44)$$

или по формуле

$$k = \frac{\text{ср} h_{\text{ПВД}} - \text{ср} h_{\text{МВД}}}{\text{ср} h_{\text{ПВО}} - \text{ср} h_{\text{МВО}}}, \quad (8.45)$$

где ср означает среднее значение рассматриваемой величины.

Если высоты приливов определяются относительно нулей футштоков, величина a определяется по формуле

$$a = \text{ср} (h_{\text{ПВД}} - kh_{\text{ПВО}}).$$

Значение коэффициента прилива k и поправки времен полных и малых вод для дополнительных пунктов приводятся в таблицах приливов.

Для предвычисления приливов в дополнительных пунктах, как следует из описания метода сравнения, необходимо знать предвычисленные данные на те же сутки для основного пункта.

Таблицы приливов для основных портов. До 1958 г. предвычисление приливов в основных портах производилось только методом гармонического анализа с применением специальных машин для предвычисления приливов. С 1958 г. в СССР начал применяться также новый метод, предложенный А. И. Дуваниным, позволяющий составлять постоянные таблицы приливов для основных пунктов, что избавляет от необходимости ежегодно издавать таблицы приливов.

Сущность метода построения этих таблиц заключается в следующем. Из формулы Лапласа (8.17) с учетом солнечного прилива

$$h = \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{л}}\rho^2}{gr_{\text{л}}^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \delta_{\text{л}}) - (1 - 3 \sin^2 \varphi)}{6} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin 2\delta_{\text{л}} \sin 2\varphi \cos t_{\text{л}} + \frac{1}{2} \cos^2 \delta_{\text{л}} \cos^2 \varphi \cos 2t_{\text{л}} \right] + \\ + \frac{3}{2} \frac{kM_{\text{с}}\rho^2}{gr_{\text{с}}^3} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \delta_{\text{с}}) - (1 - 3 \sin^2 \varphi)}{6} + \frac{1}{2} \sin 2\delta_{\text{с}} \sin 2\varphi \cos t_{\text{с}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \cos^2 \delta_{\text{с}} \cos^2 \varphi \cos 2t_{\text{с}} \right]$$

следует, что высота прилива зависит от следующих шести переменных астрономических параметров: $\delta_{\text{л}}$ — склонения Луны; $\delta_{\text{с}}$ — склонения Солнца; $t_{\text{л}}$ — часового угла Луны; $t_{\text{с}}$ — часового угла Солнца; $r_{\text{л}}$ — расстояния от центра Земли до центра Луны; $r_{\text{с}}$ — расстояния от центра Земли до центра Солнца. Дуванин свел их к двум переменным. Один из них, астрономический параметр N характеризует время кульминации Луны в градусах или условных единицах от специально выбранного начала отсчета. Он позволяет учесть влияние на прилив склонения Луны и Солнца, их часовых углов и расстояния от Земли до Солнца. Второй параметр S представляет коэффициент, применяемый для количественного учета влияния горизонтального параллакса Луны на характеристики приливов и приливных течений.

Чтобы учесть влияние местных физико-географических условий, по материалам долговременных наблюдений над колебаниями уровня или предвычисленным по гармоническим постоянным данным для заданного пункта строятся графики зависимости времен

и высот полных и малых вод от астрономических аргументов N и C . Затем с графиков снимают моменты и высоты полных и малых вод на целые значения астрономических аргументов N и C .

Полученная таким путем таблица моментов и высот полных и малых вод является постоянной, относительно аргументов N и C .

Значения аргументов N и C зависят только от года и даты и не зависят от места, для которого ведется предвычисление. Они могут быть вычислены заранее на любой год и день и представлены в виде вспомогательной таблицы.

Предвычисление приливов по негармоническим постоянным¹.
К основным негармоническим постоянным приливов относятся прикладной час, средняя и наибольшая величины прилива, среднее время роста и падения уровня, возраст полусуточного и суточного приливов. С их помощью можно приближенно вычислить моменты и высоты полных и малых вод для районов с правильными полусуточными приливами.

При вычислении времен наступления полной воды по астрономическому ежегоднику определяется вначале среднее местное время кульминации Луны на меридиане заданного пункта. Затем прикладной час, получаемый с карты или из лоции, исправляется поправкой, которая выбирается из вспомогательной табл. 32, и получают лунный промежуток данного дня.

Таблица 32

Поправки прикладного часа и множитель для вычисления высот и величин прилива

Среднее местное время кульминации Луны ч мин	Поправки, мин		Множитель для вычисления высот и величин приливов	Среднее местное время кульминации Луны ч мин
	прикладного часа порта	среднего прикладного часа		
00 00	00	+18	0,1	12 00
01 00	-16	+02	0,1	13 00
02 00	-32	-14	0,1	14 00
03 00	-47	-29	0,2	15 00
04 00	-58	-40	0,4	16 00
05 00	-64	-46	0,6	17 00
06 00	-57	-39	0,8	18 00
07 00	-27	-09	1,0	19 00
08 00	+03	+21	0,9	20 00
09 00	+23	+41	0,7	21 00
10 00	+22	+44	0,4	22 00
11 00	+15	+37	0,2	23 00
12 00	00	+18	0,1	24 00

Складывая исправленный прикладной час со средним местным временем кульминации Луны, получим среднее местное время пол-

¹ Негармоническими постоянными приливов называют средние и экстремальные характеристики приливов.

ной воды. Если известен прикладной час малой воды, время ее наступления определяется так же, как и время полной воды. Если прикладной час неизвестен, то для определения времени наступления малой воды следует рассчитать моменты двух смежных полных вод. Их полусумма приближенно дает время наступления малой воды. Более грубо момент малой воды можно определить прибавлением ко времени полной воды 6 ч 12 мин.

Для определения высоты полной воды находится разность высот среднего сизигийного и квадратурного приливов, которая умножается на множитель, выбираемый из табл. 32. Вычтя результат умножения из высоты сизигийного прилива, получим высоту полной воды.

Для приближенного расчета высоты малой воды необходимо знать среднюю величину прилива. Тогда, вычтя из высоты полной воды величину прилива, определим высоту малой воды.

Понятие о современных теоретических методах расчета приливов. Как отмечено выше, в настоящее время невозможно решение задачи количественного расчета прилива на основе чисто теоретического решения. Ниже излагаются некоторые приемы, в основу которых положено решение уравнений движения и неразрывности с привлечением натуральных наблюдений. Условно эти методы названы теоретическими.

Расчеты по этим методам, как правило, относятся к простой синусоидальной волне постоянного периода, представляющей собой одну из составляющих волн приливов. Повторными вычислениями получают характеристику необходимого числа интересующих волн приливов.

Сейчас известно много вариантов таких решений. Так, можно сослаться на работу Дефанта, предложившего для вычисления данных о приливных колебаниях уровня в открытом море использовать массовые наблюдения над приливными течениями по всей площади моря. В основу расчета было положено уравнение непрерывности, представляемое в случае двухмерного распространения волны в виде

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \frac{\partial (Hu)}{\partial x} - \frac{\partial (Hv)}{\partial y},$$

где ζ — колебания уровня, H — глубина моря, u , v — составляющие скорости течения по осям X и Y .

При рассмотрении только одной составляющей волны прилива в каждой точке моря изменения уровня и компонентов течения представляются простыми гармоническими колебаниями:

$$\zeta = \zeta_0 \cos(\sigma t - \gamma_\zeta) = \zeta_1 \cos \sigma t + \zeta_2 \sin \sigma t;$$

$$u = u_0 \cos(\sigma t - \gamma_u) = u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t;$$

$$v = v_0 \cos(\sigma t - \gamma_v) = v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t,$$

где σ — угловая скорость волны, γ — фаза волны.

С учетом этого, уравнение непрерывности запишется так:

$$\zeta_1 = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial (Hu_2)}{\partial x} + \frac{\partial (Hv_2)}{\partial y} \right);$$

$$\zeta_2 = -\frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial (Hu_1)}{\partial x} + \frac{\partial (Hv_1)}{\partial y} \right).$$

Здесь значения ζ_1 , ζ_2 , u_1 , u_2 , v_1 , v_2 зависят только от координат места. По известным из наблюдений величинам H , u_1 , u_2 , v_1 , v_2 можно вычислить ζ_1 и ζ_2 , а следовательно, и амплитуды ζ_0 , и фазовые углы γ , характеризующие время наступления наибольшей высоты уровня (полной воды) в отдельных точках моря. В расчетных уравнениях производные заменяются разностями соответствующих величин. Вычисления ведут по сетке, на которую разбивается площадь моря. Размеры «квадратов» $\Delta x = \Delta y$ принимаются такими, чтобы в первом приближении ход всех переменных в пределах «квадратов» можно было считать линейным, а глубину моря — постоянной.

Тогда полученные выражения приводятся к формулам для вычисления ζ_1 и ζ_2 , относящихся к середине «квадратов»:

$$\zeta_1 = \frac{H}{2\sigma \Delta x} [(u_{2A} + u_{2B}) - (u_{2a} + u_{2b}) + (v_{2A} - v_{2B}) + (v_{2a} - v_{2b})];$$

$$\zeta_2 = \frac{H}{2\sigma \Delta x} [(u_{1A} + u_{1B}) - (u_{1a} + u_{1b}) + (v_{1a} - v_{1b}) + (v_{1A} - v_{1B})].$$

Значки a , b , A , B обозначают углы каждого «квадрата». Наряду с этим Дефант изложил более общий способ расчета приливов в окраинных морях. Для его применения необходимо иметь из наблюдений данные о приливах в форме величин ζ_1 , ζ_2 , u_1 , u_2 , v_1 , v_2 вдоль внутренней границы моря. Хотя это и существенно сложнее, можно вести расчеты также по заданным постоянным прилива по границе с океаном, к которому прилегает море. Необходимые для применения указанных формул значения u и v вычисляются для всех вершин «квадратов», на которые разбито море, с помощью заданных характеристик приливов вдоль его границы. Вычисления ведут от одного ряда «квадратов» к другому с последовательным приближением к устойчивым значениям искомых величин. Для получения соответствующего числа уравнений используются уравнения движения.

Если же море покрыто достаточно полными наблюдениями над приливными течениями, можно получить величины u_1 , u_2 , v_1 , v_2 непосредственно по наблюдениям. Дефант имел такую возможность при решении задачи для Северного моря. Сличение u и v , вычисленных по заданным на границе моря данным о приливных явлениях, с аналогичными наблюдаемыми величинами показало хорошее согласие между ними. Разницы были в пределах 5%. Дефант считает, что по сравнению с ранее предложенными им и Штернеком методами вычисления приливов в бухтах и окраинных морях

расчеты на основе уравнения непрерывности имеют существенные преимущества. В этом случае явление рассматривается в трех измерениях и с учетом вращения Земли. Метод применим и к «широким» морям, в отношении которых прежние способы не имели смысла.

Вскоре после работы Дефанта, Праудменом и Дудсоном также было предложено решение задачи расчета элементов приливов по всему морю на основе ограниченных материалов наблюдений.

Праудмен и Дудсон произвели расчеты главной лунной полусуточной составляющей волны приливов M_2 разработанным ими методом для Северного моря. Результат оказался в хорошем соответствии с аналогичными данными, полученными ранее Дефантом. Оба метода разработаны применительно к окраинным морям, в которых вынужденные приливообразующими силами колебания существенно меньше волн, распространяющихся свободно со стороны прилегающего океана. Для применения метода Дефанта необходимо иметь достаточно точное представление о распределении приливных течений по всему морю. Вторым методом задача решается с помощью данных о течениях вдоль нескольких профилей, используемых вместе с характеристиками колебаний уровня моря у берегов.

Дальнейшему развитию этого направления изучения приливов посвятил ряд работ Ганзен. На основе тех же дифференциальных уравнений гидродинамики им разработан численный метод расчета приливов и приливных течений как для морей, так и для океанических бассейнов любой формы.

Ганзен пришел к выводу, что для определения приливов в замкнутом бассейне произвольной формы достаточно знать нормальную составляющую скорости течения, или функцию ζ вдоль замкнутого контура бассейна. Если при решении используется нормальная составляющая течения, нужны данные наблюдений только вдоль границы, отделяющей бассейн от соседнего. У берегов нормальная составляющая течения в этом случае считается равной нулю. Если же для моря имеются материалы прибрежных наблюдений над уровнем, т. е. вдоль берегов известны значения функции ζ , расчет целесообразно основывать именно на этих данных, отбрасывая условие о равенстве нулю нормальной составляющей скорости течения вдоль берега. Когда функция ζ будет определена по всей области, становится возможным также определение u и v . Расчеты по Ганзену, основанные на задании исходных данных по периметру бассейнов, получили название метода краевых значений.

В работе Ганзена приводится пример решения, выполненный для Северного моря. Кроме того, в работе рассматриваются соотношения между горизонтальными и вертикальными движениями и характер приливов в так называемых особых точках. Все это имеет значительную ценность для исследования приливных явлений.

Аналогичные расчеты характеристик приливов опубликованы Г. В. Полукаровым. Принципиально их основа не отличается от

разработок Ганзена. Различие имеется только в технике вычислений. Полукаровым не принимались во внимание сила трения, а также приливообразующие силы, определяющие вынужденные колебания, т. е. приложимость схем расчета показана автором только на примере глубокого окраинного моря.

В исходные уравнения движения в море:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\bar{\omega}v = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x};$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\bar{\omega}u = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}$$

и уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial(uH)}{\partial x} - \frac{\partial(vH)}{\partial y}$$

подставляются ζ , u , v в виде:

$$\zeta = \zeta_1 \cos \sigma t + \zeta_2 \sin \sigma t;$$

$$u = u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t;$$

$$v = v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t.$$

Последующие выкладки приводят к выражениям для ζ_1 , ζ_2 , которые решаются применительно к реальным морским бассейнам численным методом интегрирования уравнений в частных производных.

В настоящее время при планировании и проведении наблюдений над приливами необходимо учитывать возможности полученных данных для теоретического их расчета. Это позволит решить задачу надежного освещения приливов по всему Мировому океану, которая долго оставалась невыполнимой как в отношении сбора необходимых данных, так и в расчетном отношении.

§ 47. Основные характеристики распределения приливов в Мировом океане

О характере и величинах приливов в Мировом океане имеются непосредственные наблюдаемые данные, относящиеся только к его побережью. В открытых районах океанов наблюдений над приливами нет. Некоторое представление о них можно составить по наблюдениям на островах, расположенных в океанах.

А. И. Дуваниным составлена карта характера и наибольших величин приливов на основе материалов наблюдений над уровнем. Она показывает, что преобладающие приливы в океане — полусуточные. За сравнительно небольшим исключением, они наблюдаются почти везде у побережий Атлантического, Индийского и Северного Ледовитого океанов.

Приливы смешанного характера типичны для Тихого океана. Там же отмечается и большинство мест с суточными приливами.

Величины приливов отличаются большим разнообразием. В морях, связанных с океанами узкими проливами (Балтийское, Средиземное, Японское и др.), величины приливов обычно не превышают 50 см или практически отсутствуют (Черное море, большая часть Балтийского моря). Относительно небольшие приливы наблюдаются у островов. В заливах и узкостях величины приливов обычно заметно больше, чем у открытых берегов окраинных морей и океанов.

Величины приливов тесно связаны с конфигурацией береговой линии, рельефом дна, размерами водных бассейнов. В гл. VII показаны изменения высоты волны при ее подходе к берегу. Она возрастает обратно пропорционально корню четвертой степени из глубины моря и обратно пропорционально квадратному корню из ширины бассейна. Особенно интенсивное возрастание величины прилива отмечается там, где период собственных колебаний бассейна близок к периоду приливной волны, что обусловлено резонансом.

О характере распределения приливов в открытых районах океанов можно составить некоторое представление по данным теоретических или полуэмпирических расчетов. Методы таких расчетов особенно широко стали применяться в последние годы, когда начали производиться наблюдения над уровнем в открытых районах морей и более широкий размах приняли наблюдения над течениями.

Применяемые в настоящее время методы расчета распределения величин и фазовых углов составляющих волн приливов осуществляются либо путем численного решения уравнения неразрывности с использованием данных наблюдений над уровнем вдоль береговой черты и над приливными течениями в открытой части моря (Дефант), либо численного решения уравнений движения также с использованием данных наблюдений над уровнем вдоль границ бассейнов и над уровнем или приливными течениями на каком-либо разрезе через море (Ганзен, Полукаров).

В приложении 14 дана котидальная карта волны M_2 для Атлантического океана, рассчитанная Ганзеном. Она отчетливо показывает, что приливная волна в Атлантическом океане движется со стороны Антарктики. В северной части Атлантического океана, восточнее Ньюфаундленда, возникает амфидромия, которую приливная волна обегает против часовой стрелки.

Для представления о характере распространения приливов в других океанах в приложении 15 дана котидальная карта волны M_2 для всего Мирового океана, рассчитанная Г. Дитрихом по методу Дефанта. На этой карте отмечается амфидромия и в южной части Атлантического океана, две амфидромии в Индийском и три в Тихом океанах.

Приливная волна огибает амфидромии в северном полушарии преимущественно против часовой стрелки, в южном — по часовой стрелке.

МОРСКИЕ ТЕЧЕНИЯ

§ 48. Классификация течений

Течения характеризуются направлением — куда направлено течение и скоростью. Вертикальные движения масс воды при исследовании морских течений обычно не учитываются. Это обусловлено тем, что, с одной стороны, вертикальные движения невелики и, с другой — тем, что введение вертикальной составляющей движения настолько усложняет исходные уравнения, что решить их в большинстве случаев не удается.

Морские течения можно классифицировать по следующим признакам:

- 1) по факторам или силам, их вызывающим;
- 2) по устойчивости;
- 3) по глубине расположения;
- 4) по характеру движения;
- 5) по физико-химическим свойствам.

В теории морских течений основной является классификация по факторам или силам, их вызывающим.

1. По факторам или силам, вызывающим течения, их можно подразделить на три основные группы.

а) Градиентные, обусловленные горизонтальным градиентом гидростатического давления, возникающим при наклоне поверхности моря относительно изопотенциальной поверхности. В зависимости от причин, создающих наклон поверхности моря, в группе градиентных течений можно выделить:

сгонно-нагонные течения, обусловленные нагоном и сгоном вод под действием ветра; бароградиентные, связанные с изменениями атмосферного давления, стоковые, вызванные повышениями уровня у берегов и в устьевых участках рек береговым стоком, плотностные (конвекционные), обусловленные горизонтальным градиентом плотности воды. Если неравномерное распределение плотности обусловлено только неравномерностью в распределении температуры и солёности, то такие течения называют термохалинными.

Теория и методы расчета перечисленных видов градиентных

течений, кроме плотностных, идентичны. Поэтому ниже будем применять к ним общий термин — градиентные течения. Учитывая особенности теории и методов расчета плотностных течений, они выделены в отдельную группу.

б) Ветровые и дрейфовые. Вторые из них обусловлены влекущим действием ветра, а первые — совместным воздействием указанной причины и наклоном уровня, вызванным непосредственным действием ветра и перераспределением плотности, связанных с дрейфовыми течениями.

в) Приливные, вызванные приливными волнами.

Течения, наблюдаемые после прекращения действия силы, вызвавшей течения, называются инерционными.

2. По устойчивости выделяют постоянные, периодические и временные течения.

а) Постоянными течениями называют течения, мало меняющиеся по скорости и направлению за сезон или год. Примером таких течений являются пассатные течения океанов, Гольфстрим и др. Однако в строгом смысле постоянных течений нет. Все течения подвержены изменениям. Поэтому под постоянными течениями обычно понимают течения, всегда наблюдающиеся в одних и тех же районах океана. Эти течения зависят от характера распределения плотности и преобладающего распределения полей ветра.

б) Периодические течения — течения, изменения которых происходят с определенным периодом. К их числу относятся приливные течения.

в) Временные (непериодические) течения — течения, изменение которых носит непериодический характер. В первую очередь они обусловлены ветром и наиболее сложны с точки зрения расчета.

3. По глубине расположения можно выделить:

а) поверхностные течения, наблюдаемые в так называемом навигационном слое, т. е. в слое, соответствующем осадке надводных кораблей (0—10 м);

б) глубинные течения, наблюдаемые на некоторой глубине между поверхностным и придонным течениями;

в) придонные течения, наблюдаемые в слое, прилегающем ко дну. Значительное влияние на них оказывает трение о дно.

4. По характеру движения выделяют меандрирующие, прямолинейные и криволинейные течения. Последние можно подразделить на циклонические, представляющие собой круговые течения против часовой стрелки в северном полушарии и по часовой стрелке — в южном, и антициклонические, движущиеся наоборот.

5. По физико-химическим свойствам различают течения теплые и холодные, соленые и рассрешенные. Характер течений определяется соотношением температуры или соответственно солёности масс воды, формирующих течение, и окружающих вод. Если их температура выше температуры окружающих вод, течения называют теплыми, а если ниже — холодными. Аналогично определяются соленые и рассрешенные течения.

§ 49. Градиентные течения

Рассмотрение градиентных течений удобнее начать с рассмотрения одной из разновидностей этой группы течений — плотностных, так как в этом случае можно не учитывать сил трения.

Плотностные течения обусловлены обычно неравномерным распределением температуры и солености воды, а следовательно, и ее плотности по горизонтали. Такая неравномерность распределения обусловлена неравномерностью нагрева вод океана под воздействием солнечной радиации, неоднородностью испарения и количества выпадающих осадков.

В некоторых случаях на неравномерности распределения плотности сказывается перенос водных масс под действием дрейфовых и приливных течений.

Основы теории плотностных течений. Теория плотностных течений, разработанная В. Геланд-Ганzenом, В. Сандстремом и Н. Н. Зубовым, базируется на теории циркуляции Бьеркнеса.

Известно, что циркуляция в жидкости при отсутствии внешних действующих сил может возникнуть в том случае, когда поверхности равных значений давления — изобарические, пересекаются с поверхностями равного значения плотности — изопикническими. Вместо изопикнических поверхностей можно пользоваться идентичными им поверхностями равных значений удельного объема — изостерическими.

Слой воды, в котором изобарические и изопикнические (или изостерические) поверхности параллельны, называется баротропным. Если эти поверхности пересекаются, то такой слой воды называют бароклинным.

Для уяснения механизма возникновения циркуляции в море рассмотрим вертикальный разрез через водную толщу. Проведя поверхности изобарические — p и изостерические — α , получим их расположение, представленное на рис. 9.1. Допустим, что удельный объем возрастает от α_1 к α_8 .

Выберем три частицы: m_1 , m , m_2 , находящиеся на изобарических поверхностях p_{-2} и p_{+2} . На каждую частицу будет действовать сила градиента гидростатического давления, направленная вверх перпендикулярно соответствующей изобарической поверхности и равная

$$\alpha \frac{dp}{dn},$$

где α — удельный объем; $\frac{dp}{dn}$ — градиент гидростатического давления.

Примем величину градиента гидростатического давления в точках m_1 , m , m_2 одинаковой. Тогда сила градиента гидростатического давления, определяемая как произведение $\alpha \frac{dp}{dn}$, будет в указанных точках различна вследствие различия удельных объемов.

Большая величина этой силы будет в точках m_2 и меньшая в точках m_1 . Поэтому при движении частиц под воздействием силы градиента гидростатического давления частицы m_2 будут опережать в своем движении частицы m , а частицы m — частицы m_1 . Возникает циркуляция (движение) жидкости выше изобарической поверхности p справа налево, а ниже — слева направо, как показано большими стрелками. Знак циркуляции определяется взаимным положением изобарических и изостерических поверхностей. Скорость циркуляции зависит от величины угла пересечения изобарических и изостерических поверхностей. Чем больше этот угол, тем интенсивнее циркуляция.

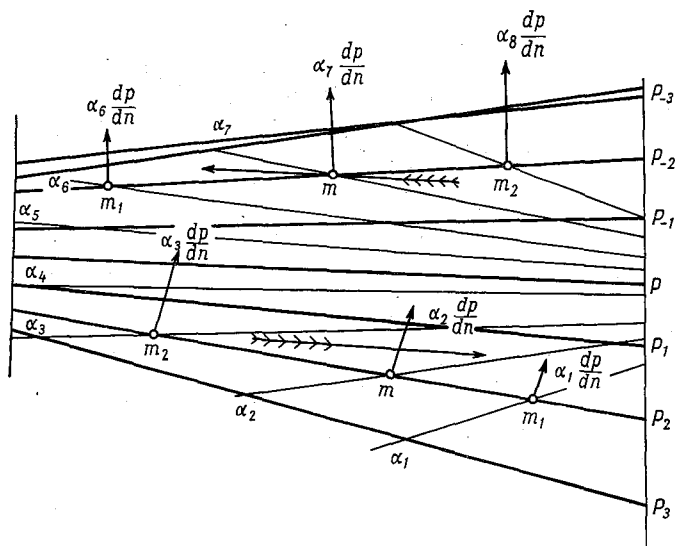


Рис. 9.1. Схема возникновения циркуляции.

Углом пересечения изобарических и изопикнических поверхностей и их градиентами определяется число соленоидов, которыми называют трубки, образуемые парными изобарическими и изостерическими поверхностями, проведенными через единицу давления и удельного объема. Чем больше число соленоидов, проходящих на единицу площади сечения, тем интенсивнее циркуляция.

В природных условиях угол наклона между изобарическими и изостерическими поверхностями мал. Для определения этого угла наклона требуются очень тщательные измерения распределения удельных объемов (или плотности) по вертикали. Удельный объем и плотность воды в море определяются по ее температуре и солености, которые должны измеряться соответственно с точностью до $0,02^\circ \text{C}$ и $0,02\text{‰}$, чтобы обеспечить необходимую точность определения удельного объема и плотности. Для количественных расчетов плотностных течений необходимо установить связь между

взаимным наклоном изобарических и изостерических поверхностей, или числом соленоидов и скоростью течения. Эту связь можно установить, исходя из теории циркуляции.

Строгий вывод формул для расчета плотностных течений на основе теории циркуляции сложен. Воспользуемся упрощенным выводом, который более нагляден и дает одинаковый со строгим выводом конечный результат. Для этого рассмотрим взаимное положение изобарических и изопотенциальных поверхностей. При отсутствии плотностных течений обе системы поверхностей должны

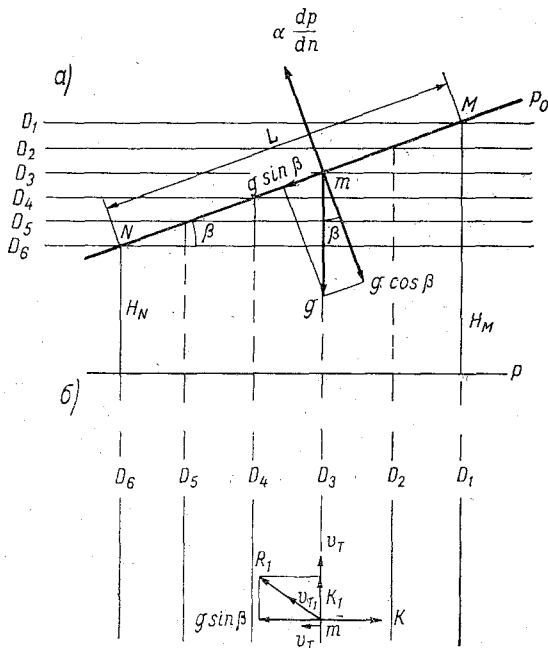


Рис. 9.2. К выводу формулы для расчета плотностных течений.

быть параллельными друг другу. При наличии течений будет наблюдаться их взаимный наклон.

Возьмем две изобарические поверхности, одна из которых, p_0 , совпадает с поверхностью моря, вторая — p находится на такой глубине, где плотностное течение отсутствует, и поэтому она параллельна эквипотенциальной поверхности (рис. 9.2 а). Пусть справа плотность воды меньше, а слева больше. Тогда и расстояние между изобарическими поверхностями p_0 и p справа будет больше, а слева меньше, т. е. $H_M > H_N$.

Предположим, что в точках M и N определены значения температуры и солёности воды на разных горизонтах.

Проведем ряд изопотенциальных поверхностей: $D_1, D_2 \dots D_6$, которые пересекают изобарическую поверхность p_0 , и рассмотрим

действие сил на частицу воды m , взятую на этой поверхности. Очевидно, что на нее действуют сила тяжести g , направленная по отвесу вниз (перпендикулярно к изопотенциальной поверхности), и сила, обусловленная градиентом гидростатического давления $\alpha \frac{dp}{dn}$, направленная по нормали к изобарической поверхности p_0 вверх. Другие внешние силы считаем отсутствующими.

Разложим вектор силы тяжести на две составляющие: вдоль изобарической поверхности ($g \sin \beta$) и по нормали к ней ($g \cos \beta$). Последняя уравновешивается градиентом гидростатического давления, тогда как первая оказывается неуравновешенной. Частица m под действием этой силы начнет перемещаться в направлении действия силы со скоростью v'_T . Но как только возникает движение, появляется отклоняющая сила вращения Земли K_1 , пропорциональная скорости движения и направленная к ней под углом 90° вправо (в северном полушарии). Следовательно, в следующий момент частица m будет находиться уже под действием двух сил — силы $g \sin \beta$ и отклоняющей силы вращения Земли K_1 . Поэтому она начнет перемещаться по равнодействующей R_1 , имея скорость v_T (рис. 9.2 б). Но с изменением направления вектора течения изменится и направление отклоняющей силы, что вызовет поворот вправо равнодействующей R и дальнейший поворот вектора течения v_T .

Очевидно, что вектор течения будет отклоняться вправо до тех пор, пока не окажется перпендикулярным силе $g \sin \beta$, так как только в этом случае отклоняющая сила вращения Земли будет направлена по одной прямой с силой $g \sin \beta$, но в обратную сторону. Возникает динамическое равновесие, и течение станет установившимся. Для этого случая нетрудно получить расчетную формулу скорости течения.

Так как мы принимаем, что течение установившееся, т. е. имеет место динамическое равновесие, сумма действующих сил должна быть равна нулю.

Следовательно,

$$g \sin \beta = K,$$

или, учитывая, что

$$K = 2\omega v_T \sin \varphi,$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта места, имеем

$$g \sin \beta = 2\omega v_T \sin \varphi. \quad (9.1)$$

Отсюда

$$v_T = \frac{g \sin \beta}{2\omega \sin \varphi}. \quad (9.2)$$

Найдем значение $\sin \beta$. На рисунке видно, что

$$\sin \beta = \frac{H_M - H_N}{L}.$$

Подставляя это значение в формулу (9.2), получим

$$v_T = \frac{gH_M - gH_N}{2\omega L \sin \varphi} \quad (9.3)$$

Произведения gH_M и gH_N , равные разности значений потенциала силы тяжести на изобарических поверхностях p и p_0 в точках M и N , называют динамической высотой изобарической поверхности p_0 относительно изобарической поверхности p в точках M и N соответственно (рис. 9.2). Обозначим ее через D_M и D_N . Тогда формула (9.3) примет вид

$$v_T = \frac{D_M - D_N}{2\omega L \sin \varphi} \quad (9.4)$$

Динамическая высота характеризует работу, которую необходимо затратить для перемещения единицы массы воды по вертикали против силы тяжести от изобарической поверхности p к p_0 . Если переместить единицу массы на расстояние 0,102 м при ускорении силы тяжести $9,81 \text{ м/с}^2$, то совершенная работа будет равна единице работы, которая называется динамическим дециметром. Величина в десять раз большая называется динамическим метром, а в десять раз меньшая — динамическим сантиметром. В практике океанографических расчетов динамических глубин обычно пользуются динамическими миллиметрами, равными одной сотой динамического дециметра.

При выводе формулы (9.4) мы приняли условие, что на глубине залегания изобарической поверхности p течение равно нулю и, следовательно, изобарическая поверхность p параллельна изопотенциальной. Легко показать, что если изобарическая поверхность p будет иметь наклон относительно изопотенциальной, то тогда на глубине залегания этой изобарической поверхности течение не будет равно нулю, и формула (9.4) даст не абсолютную, а относительную скорость течения (по отношению к изобарической поверхности p). Если обозначить абсолютную скорость течения на поверхности через v_{T_0} , а на изобарической поверхности p через v_{T_1} , то формула (9.4) примет вид

$$v_T = v_{T_0} - v_{T_1} = \frac{D_M - D_N}{2\omega L \sin \varphi} \quad (9.5)$$

По этой формуле и рассчитываются скорости плотностных течений.

На рис. 9.2 б приведены линии пересечения изобарических и изопотенциальных поверхностей $D_1, D_2 \dots D_6$ в плане. Эти линии вызываются динамическими горизонталями, так как они характеризуют топографию изобарических поверхностей и представляют линии равных динамических высот. На рис. 9.2 б видно, что скорость течения направлена по динамической горизонтали, т. е. перпендикулярно к направлению наибольшего уклона изобарической поверхности. При этом если смотреть вдоль тече-

ния, меньшие динамические высоты будут оставаться слева (в северном полушарии).

Когда изобарическая поверхность p_0 имеет более сложную форму, как это изображено на рис. 9.3 а, то и динамические горизонталы имеют более сложную конфигурацию (рис. 9.3 б). В этом случае действующая сила $g \sin \beta$, направленная параллельно свободной поверхности моря, по-прежнему будет перпендикулярна к динамической горизонтали в данной точке и направлена вдоль наибольшего уклона изобарической поверхности.

Поэтому течение будет направлено по касательной к динамической горизонтали в той же точке. Следовательно, динамические горизонталы представляют собой линии тока, а при установившемся движении — траектории водных частиц. На этом принципе и основаны практические приемы построения карт и плотностных течений.

Построение карт плотностных течений. Известно, что изменение давления — dp в море пропорционально изменению веса столба воды, т. е.

$$dp = -\rho g dz.$$

Учитывая, что плотность воды ρ величина, обратная удельному объему α , можно записать

$$\alpha dp = -g dz.$$

Интегрируя это выражение, получим

$$\int_p^{p_0} \alpha dp = - \int_z^0 g dz = gz = D,$$

где z — расстояние между изобарическими поверхностями. Интеграл заменяется суммой

$$\int_p^{p_0} \alpha dp = \sum_p^{p_0} \alpha \Delta p = D. \quad (9.6)$$

При расчетах динамических высот берется не истинный удельный объем, а условный, который, как показано в гл. II, связан

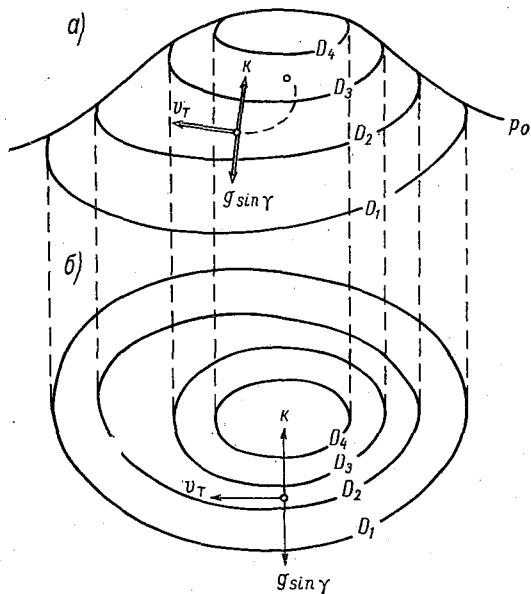


Рис. 9.3. Динамические изобаты при сложном рельефе поверхности моря.

с ним соотношением

$$v_t = (\alpha - 0,9) \cdot 10^3.$$

Откуда

$$\alpha = v_t \cdot 10^{-3} + 0,9,$$

и формула (9.6) примет вид

$$D = \sum_p^{p_0} v_t \cdot 10^{-3} \Delta p + \sum_p^{p_0} 0,9 \Delta p.$$

Так как при расчете течения определяются разности динамических высот между заданными изобарическими поверхностями, второе слагаемое можно не учитывать, и расчетная формула примет вид

$$\Delta D = \sum_p^{p_0} v_t \cdot 10^{-3} \Delta p.$$

Если давление p выражать в децибарах, оно практически оказывается численно равным глубине, выраженной в метрах, на которой определяется давление, что значительно упрощает расчеты.

Удельный объем рассчитывается по измеренным значениям температуры и солёности на океанографических станциях.

Расчеты динамических высот производятся в соответствии с приводимой табл. 33, в которой графа 1 — горизонт наблюдений, выраженный в единицах давления — децибарах и численно равный глубине, выраженной в метрах; графа 2 — температура воды на данном горизонте; графа 3 — солёность воды; графа 4 — условный удельный объем, выбираемый из «Океанологических таблиц» Н. Н. Зубова (таблица 14); графы 5, 6, 7, 8 — поправки к условному удельному объёму (таблицы 15, 16, 17, 18); графа 9 — сумма всех поправок; графа 10 — исправленный условный удельный объем, графа 11 — средний условный удельный объем между соседними изобарами (глубинами); графа 12 — произведение среднего условного удельного объёма на разность давления между соседними изобарами. Эти произведения представляют собой расстояния между изобарами в динамических миллиметрах, так как при расчетах динамических глубин берется не сумма произведений $\alpha \Delta p$, как требуется по формуле, а сумма, умноженная на 10^3 , т. е. тысячные доли динамического метра или динамические миллиметры; графа 13 — динамическая высота изобарической поверхности p_0 в динамических миллиметрах, отсчитываемая от изобарической поверхности $p = 2000$ дб.

В приведенном примере принимается, что на изобарической поверхности 2000 децибар (на глубине 2000 м) течение отсутствует.

После вычисления динамических высот, на всех океанографических станциях, полученные значения наносят на карту данного района и проводят динамические горизонталы (обычно через 5 динамических миллиметров). Расставляя на динамических горизонталях стрелки, согласно правилу, что меньшие значения динамических глубин должны оставаться слева (в северном полушарии),

Пример расчета динамической высоты на гидрологической станции

p	t°	$S\%$	w_t	δ_p	δ_{tp}	δ_{sp}	δ_{pts}	$\Sigma\delta$	v_{pts}	среднее \bar{v}_{pts}	ср $v_{psf\Delta p}$	D
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	5,50	34,54	73,45	0	0	0	0	0	73,45	73,42	734	136 499
10	5,37	34,56	73,42	-0,04	0	0	0	-0,04	73,38	73,14	1 097	137 165
25	4,81	35,03	73,01	-0,11	0	0	0	-0,11	72,90	72,85	1 821	134 668
50	4,87	34,05	73,00	-0,22	0,01	0	0	-0,21	72,79	72,62	1 816	132 847
75	1,86	34,97	72,77	-0,34	0,01	0	0	-0,33	72,44	72,37	1 809	131 031
100	1,19	34,94	72,76	-0,45	0	0	0	-0,45	72,31	72,18	3 609	129 222
150	-0,73	34,96	72,71	-0,67	0	0	0	-0,67	72,04	70,12	59 602	125 613
1000	-0,83	34,90	72,68	-4,45	-0,02	0	0	-4,47	68,21	67,11	33 551	66 011
1500	-0,93	34,92	72,66	-6,62	-0,04	0	0	-6,66	66,00	64,92	32 460	32 460
2000	-0,99	34,92	72,65	-8,76	-0,05	0	0	-8,81	63,84			0

получаем динамическую карту, характеризующую плотностные течения. В приложении 16 приведен образец такой карты для Арктического бассейна, вычисленной В. Т. Тимофеевым по материалам наблюдений станций «Северный полюс». Для расчета скорости течений в любой точке снимается расстояние L между ближайшими динамическими горизонталями. Так как разность динамических высот между динамическими горизонталями известна, то, подставляя в формулу (9.5) ее значение, снятое расстояние L и широту места φ , находим искомое значение истинной скорости течения, если $v_{T_1} = 0$, или разности скоростей течений на двух изобарических поверхностях, если $v_{T_1} \neq 0$. Для облегчения расчетов по формуле (9.5) в «Океанологических таблицах» дается значение коэффициента $M = \frac{1}{2\omega Z \sin \varphi}$ для различных значений φ и L в морских милях. Умножая выбранное из таблицы значение величины M на разность динамических глубин в динамических миллиметрах, получаем скорость течения в м/с.

Таким образом, в конечном итоге скорость течения определяется по формуле

$$v_{T_0} - v_{T_1} = \Delta DM, \quad (9.7)$$

или, при

$$v_{T_1} = 0, \quad v_{T_0} = \Delta DM.$$

Методы определения нулевой поверхности. При построении карт течений динамическим методом важное значение имеет выбор исходной изобарической поверхности p , от которой ведется счет динамических высот. Эту изобарическую поверхность называют нулевой поверхностью. Очевидно, она должна соответствовать поверхности, на которой градиентные течения отсутствуют или весьма малы. Наиболее надежно она может быть определена по инструментальным наблюдениям над течениями. Однако такие наблюдения в океанах единичны. Поэтому выбор нулевой поверхности обычно производится косвенными методами.

Существует довольно большое число методов определения положения нулевой поверхности в океане.

Дитрих предложил принимать за нулевую поверхность с минимальным содержанием кислорода на глубине.

Хидака считает, что достаточно надежно нулевую поверхность можно определить на основе расчета диффузии солей на глубинах Слоя, в котором она мала или равна нулю, и предлагается брать в качестве нулевой поверхности.

Парр исходит при определении нулевой поверхности из предположения, что движение вод происходит вдоль изопикнических поверхностей. Поэтому в слое с минимальной скоростью течения (или отсутствием течения) должен практически отсутствовать наклон изопикнических поверхностей, а следовательно, расстояние между ними должно быть постоянным.

Свердруп предлагает определять положение нулевой поверхности на основе расчетов расходов воды через разрез, проведенный от одной границы бассейна до другой.

Дефант предложил метод, позволяющий определять положение нулевой поверхности, используя только данные о динамических высотах стандартных изобарических поверхностей. Сущность метода состоит в определении разностей динамических высот между соседними океанографическими станциями. Середина слоя, в котором эта разность постоянна, и принимается за нулевую поверхность. Метод Дефанта представляется одним из наиболее объективных методов.

Развивая идею Дефанта, Мамаев предложил определять не разности динамических высот, а разности удельных объемов, особенно в тех случаях, когда трудно установить слой с постоянной разностью динамических высот. Такое упрощение оказывается весьма полезным. Им же предложен метод определения нулевой поверхности, основанный на анализе вертикального распределения плотности морской воды. Сущность метода состоит в установлении связи между положением нулевой поверхности и устойчивостью слоев в столбе воды от поверхности моря до глубины залегания нулевой поверхности. Метод Мамаева можно считать перспективным и объективным.

Как показывают расчеты и наблюдения, среднее положение нулевой поверхности в океанах определяется глубинами порядка 1000—1500 дб. В морях эти глубины меньше. В Черном море, например, глубина залегания нулевой поверхности определяется величиной порядка 300 дб.

Динамические карты, как следует из методики их составления, характеризуют рельеф (топографию) поверхности моря. Поэтому они отражают не только течения, вызванные неоднородностью плотности по горизонтали, возникающие под действием статических процессов (нагрева, охлаждения, испарения и т. п.), т. е. собственно плотностные течения, но также частично и другие виды градиентных течений. Однако динамическими картами эти течения могут быть учтены лишь в той степени, в какой они вызывают неоднородность плотности по горизонтали. Как будет показано ниже, при постоянстве плотности воды наклон поверхности моря не может быть определен динамическим методом, так как в этом случае изобарические поверхности параллельны друг другу, и, следовательно, динамические высоты одинаковы.

Динамические карты можно рассматривать как карты, характеризующие постоянные течения, создающиеся под воздействием длительно действующих процессов: среднего прихода и расхода тепла, испарения, осадков, берегового стока и господствующих ветров. Такого рода течения называют геострофическими. Они существуют при равновесии горизонтального градиента давления и силы Кориолиса.

С удалением от поверхности моря в глубину наклон изобарических поверхностей уменьшается, и соответственно уменьшаются

скорости течений. Из анализа распределения плотности с глубиной можно сделать вывод, что в океанах, на глубинах 1000—1500 м, плотностные течения должны отсутствовать. Ниже этой глубины можно ожидать развития компенсационного течения, направленного в сторону, противоположную течению верхнего слоя.

Измерения течений, проведенные в последние годы, до больших глубин свидетельствуют о наличии течений со скоростями почти до одного узла на горизонтах 1000—1500 м, т. е. там, где плотностные течения считались отсутствующими.

Боле того, в экваториальных зонах океанов обнаружены мощные противотечения: в Тихом океане — течение Кромвелла, а в Атлантическом — течение Ломоносова с максимумом скорости на горизонтах 50—100 м. В зоне Гольфстрима также установлено противотечение, но на значительно больших горизонтах — порядка 1000 м. Происхождение таких течений связано преимущественно не с распределением плотности воды, а с другими причинами, среди которых важную роль играет неравномерность поля ветра.

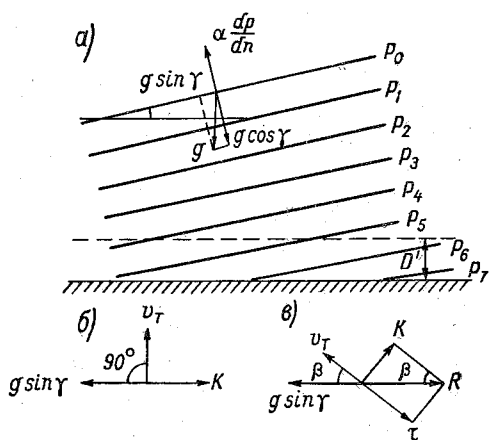


Рис. 9.4. К выводу формулы для расчета градиентных течений.

в однородном по плотности море. В этом случае их возникновение связано с воздействием внешних (механических) причин, которые вызывают наклон уровня. Наиболее часто этот наклон создается вследствие переноса вод ветровыми (дрейфовыми) течениями, вызывающего сгоны и нагоны воды, но может также создаваться колебаниями атмосферного давления и береговым стоком.

Для простоты рассуждений будем считать, что, так же как и в случае плотностных течений, силами внутреннего трения можно пренебречь, а влияние трения о дно сказывается только в нижнем придонном слое. Положим, что сила, вызвавшая наклон уровня прекратила свое действие. Течение считаем установившимся. Тогда на частицу воды, взятую на свободной изобарической поверхности ρ_0 (рис. 9.4 а), будут действовать две силы: сила, обусловленная

градиентом гидростатического давления $\alpha \frac{dp}{dn}$, и сила тяжести g

Первая направлена перпендикулярно к изобарической поверхности вверх, а вторая по отвесу вниз. Пусть наклон уровня равен углу γ , а вода однородна по плотности. Тогда все изобарические по

Градиентные течения в однородном море. Градиентные течения могут возникать в море и при отсут-

ствии неравномерности распределения плотности по горизонтали, т. е. в однородном по плотности море. В этом случае их возникновение связано с воздействием внешних (механических) причин, которые вызывают наклон уровня. Наиболее часто этот наклон создается вследствие переноса вод ветровыми (дрейфовыми) течениями, вызывающего сгоны и нагоны воды, но может также создаваться колебаниями атмосферного давления и береговым стоком.

Для простоты рассуждений будем считать, что, так же как и в случае плотностных течений, силами внутреннего трения можно пренебречь, а влияние трения о дно сказывается только в нижнем придонном слое. Положим, что сила, вызвавшая наклон уровня прекратила свое действие. Течение считаем установившимся. Тогда на частицу воды, взятую на свободной изобарической поверхности ρ_0 (рис. 9.4 а), будут действовать две силы: сила, обусловленная

градиентом гидростатического давления $\alpha \frac{dp}{dn}$, и сила тяжести g

Первая направлена перпендикулярно к изобарической поверхности вверх, а вторая по отвесу вниз. Пусть наклон уровня равен углу γ , а вода однородна по плотности. Тогда все изобарические по

верхности расположатся параллельно p_0 и наклон их на всех глубинах будет одинаков. Будем считать, что сила трения T действует только в придонном слое толщиной D' , который назовем слоем трения. Сила трения направлена в сторону, обратную вектору течения, а ее величина пропорциональна коэффициенту трения μ , который на верхней границе слоя трения примем равным нулю, а на нижней (у дна) равным бесконечности.

Рассмотрим вначале движение частицы на поверхности, считая, что глубина моря H больше слоя трения D' и поэтому сила трения на поверхности равна нулю.

Разложим силу тяжести g на две составляющие: перпендикулярную к изобарической поверхности и параллельную ей. Первая составляющая, равная $g \cos \gamma$, уравнивается силой градиента гидростатического давления $\alpha \frac{dp}{dn}$. Вторая, равная $g \sin \gamma$, оказывается неуравновешенной и вызывает движение масс воды. Но с началом движения возникает вторичная сила, отклоняющая сила вращения Земли K . При установившемся движении, как было показано выше, отклоняющая сила вращения Земли должна быть равна действующей силе $g \sin \gamma$ и направлена в противоположную сторону. Это произойдет тогда, когда течение будет направлено в правую сторону (в северном полушарии) перпендикулярно к наибольшему уклону, как показано на рис. 9.4 б. Скорость течения v_T найдется по формуле

$$v_T = \frac{g \sin \gamma}{2\omega \sin \varphi} \quad (9.8)$$

Такой характер течений будет наблюдаться во всей верхней толще воды, где не сказывается трение о дно, т. е. от поверхности моря до слоя трения D' .

К формуле (9.8) нельзя применить метод определения угла наклона γ , использованный при выводе формулы (9.4), так как плотность воды постоянна, а следовательно, расстояния между изобарическими поверхностями будут в любой точке моря одинаковыми. Поэтому при расчете градиентных течений наклон поверхности моря определяется из наблюдений над уровнем.

В слое трения, который в средних широтах имеет толщину порядка 100 м, действующая сила $g \sin \gamma$ будет уравниваться равнодействующей R двух сил — силы трения T и отклоняющей силы вращения Земли K . При установившемся движении расположение сил будет таким, как показано на рис. 9.4 в. Течение в этом случае будет направлено под углом меньше 90° к направлению наибольшего уклона уровня, с которым совпадает направление действующей силы $g \sin \gamma$. В этом случае скорость течения и угол между вектором течения и действующей силой (угол β) можно определить, проектируя последовательно силы на направление вектора течения и перпендикулярное к нему направление:

$$\begin{aligned} g \sin \gamma \cos \beta &= T, \\ g \sin \gamma \sin \beta &= K, \end{aligned} \quad (9.9)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{K}{T},$$

или, учитывая, что $K = 2\omega v_T \sin \varphi$, а $T = \mu v_T$, получим

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{2\omega \sin \varphi}{\mu}. \quad (9.10)$$

Скорость течения определим, возведя оба члена равенства (9.9) в квадрат и сложив их почленно;

$$(g \sin \gamma)^2 = T^2 + K^2,$$

или

$$(g \sin \gamma)^2 = (\mu v_T)^2 + (2\omega v_T \sin \varphi)^2,$$

откуда

$$v_T = \frac{g \sin \gamma}{\sqrt{\mu^2 + (2\omega \sin \varphi)^2}}. \quad (9.11)$$

Из анализа уравнений (9.10) и (9.11) следует, что с возрастанием силы трения (при приближении ко дну) угол β и величина вектора v_T уменьшаются. У дна, где принимается, что происходит «прилипание» частиц воды и $\mu = \infty$, $v_T = 0$ и $\beta = 0$. Следовательно, в слое трения, от его верхней границы ко дну, вектор течения поворачивает влево, стремясь принять направление, совпадающее с направлением наибольшего уклона уровня, и уменьшается по величине, становясь равным нулю у дна.

Для установления закономерности изменений течений в слое трения необходимо обратиться к более строгому решению. Оно выполняется на основе уравнений движения вязкой жидкости Навье—Стокса.

Совместим плоскость XOY с поверхностью моря и направим ось Y в направлении наибольшего уклона поверхности моря, а ось Z вертикально вниз. Тогда уравнения запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= 2\omega v \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \\ \frac{dv}{dt} &= -2\omega u \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \\ g - \alpha \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (9.12)$$

где u, v — составляющие скорости течения по осям X и Y ; x, y, z — текущие координаты; t — время; p — давление; α — удельный объем; g — ускорение силы тяжести; φ — широта места; μ — коэффициент турбулентного трения между горизонтальными слоями.

Так как течения считаем установившимися и не зависящими от координат x и y , то $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0$ и уравнения (9.12) принимают вид:

$$\begin{aligned} 2\omega v \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= 0, \\ -2\omega u \sin \varphi - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + \alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} &= 0. \end{aligned} \quad (9.13)$$

Третье уравнение представляет обычное уравнение статики $p = \rho g z$, определяющее распределение давления по глубине. Так как ось Y направлена по наибольшему уклону поверхности моря, которая является изобарической поверхностью, то $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, а

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial z}{\partial y}.$$

Но $\frac{\partial z}{\partial y} = \sin \gamma$, где γ — угол наклона изобарической поверхности.

Подставим значения $\frac{\partial z}{\partial x}$ и $\frac{\partial p}{\partial y}$ в уравнение (9.13):

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega v \sin \varphi = 0, \quad (9.14)$$

$$\alpha \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega u \sin \varphi = g \sin \gamma.$$

Разделив все члены уравнения (9.14) на $\alpha \mu$ и обозначая $\frac{\omega \sin \varphi}{\alpha \mu} = a^2$, а также учитывая, что составляющие скорости u и v зависят только от координаты z , получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u}{dz^2} + 2a^2 v &= 0, \\ \frac{d^2 v}{dz^2} - 2a^2 u &= \frac{g \sin \gamma}{\alpha \mu}. \end{aligned} \quad (9.15)$$

Общий интеграл уравнений (9.15) имеет вид:

$$u = c_1 e^{az} \cos(az + \psi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2) + \frac{g \sin \gamma}{2\omega \sin \varphi}, \quad (9.16)$$

$$v = c_1 e^{az} \sin(az + \psi_1) - c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2),$$

где c_1 , c_2 , ψ_1 , ψ_2 — постоянные интегрирования, определяемые на основе граничных условий: равенства нулю скорости течения у дна и градиента скорости на поверхности моря.

Анализ уравнений показывает, что характер изменения градиентных течений с глубиной зависит от отношения глубины моря H к глубине трения $D_1 = \frac{\pi}{a}$. На рис. 9.5 представлены годографы скорости для отношений $\frac{H}{D}$, равных 0,25, 0,5 и 1,25. Пунктиром показан годограф для бесконечно глубокого моря. Кружками обозначены концы векторов течения на различных глубинах через 0,1 глубины моря от поверхности (крайние точки кривых) до дна (точки в начале координат). Начало всех векторов совмещено с началом координат. Как видно на рисунке, характер изменений течения с глубиной полностью согласуется с выше полученными выводами на основе элементарных рассуждений. При малой глубине моря (кривая $\frac{H}{D} = 0,25$) векторы градиентного течения на

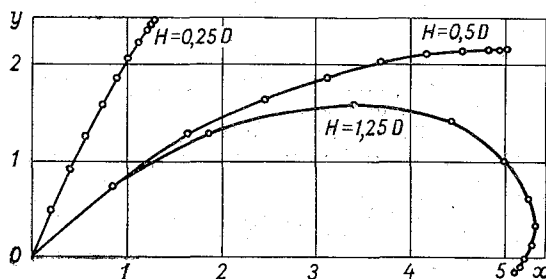


Рис. 9.5. Годографы скорости градиентного течения в однородном море.

всех глубинах мало отклоняются от направления наибольшего уклона уровня, который принят на рисунке 9.5 по оси Y . Скорость течения изменяется с глубиной почти по линейному закону.

С увеличением глубины моря ($\frac{H}{D} = 0,5$) отклонение течений от направления наибольшего уклона возрастает, а закон изменения скорости с глубиной все больше отклоняется от линейного. Когда глубина моря превышает глубину трения ($\frac{H}{D} > 1,25$), вся толща воды разбивается на два слоя. В верхнем слое, расположенном выше слоя трения D_1 , градиентное течение постоянно по глубине, отклонено на 90° вправо (в северном полушарии) от направления наибольшего уклона, а его скорость определяется формулой (9.8). В придонном слое толщиной D_1 течение переменное по величине и направлению, на верхней границе слоя оно равно течению верхнего слоя v_T , а у дна — нулю. Закон изменения течения с глубиной логарифмический.

Определим потоки воды, переносимые градиентным течением. Они, как известно, представляют сумму произведений из средней

скорости течения — \bar{v}_T в данном слое на толщину слоя — Δz . Эта сумма берется по всей толще воды — H от поверхности моря до дна

$$\Phi = \sum_0^H \bar{v}_T \Delta z.$$

Переходя от суммы к интегралу, получим

$$\Phi = \int_0^H v_T dz. \quad (9.17)$$

Составляющие потоков Φ_x и Φ_y по осям X и Y будут тогда определяться формулами:

$$\begin{aligned} \Phi_x &= \int_0^H u dz, \\ \Phi_y &= \int_0^H v dz. \end{aligned} \quad (9.18)$$

Составляющая потока по оси Y — Φ_y (в направлении наибольшего уклона на поверхности моря) значительно меньше поперечной составляющей Φ_x . С возрастанием глубины моря составляющая потока Φ_y стремится к предельному значению

$$\Phi_y = \frac{D' g \sin \gamma}{4\pi\omega \sin \varphi} \quad (9.19)$$

и действует в слое трения D' . С уменьшением глубины моря составляющие потока Φ_x и Φ_y (при одинаковом наклоне поверхности моря γ) по абсолютной величине уменьшаются. Однако составляющая Φ_y уменьшается значительно медленнее, чем Φ_x , потому при глубинах моря меньше D' она может быть больше Φ_x .

§ 50. Дрейфовые (ветровые) течения

При решении задачи о градиентных течениях не учитывалось влияние сил внутреннего трения, которое несущественно из-за малых значений вертикального градиента, а учитывалось только влияние трения о дно моря. Рассматривать теорию дрейфовых течений без учета сил внутреннего трения нельзя, ибо можно прийти совершенно неверным результатам.

Силы внутреннего трения T , как показано в гл. III, связаны градиентом скорости $\frac{dv}{dn}$ и определяются как произведение этого градиента на коэффициент трения μ , т. е. $T = \mu \frac{dv}{dn}$. Сила трения возникает как между горизонтальными слоями воды

(вследствие наличия вертикального градиента скорости $\frac{dv}{dz}$), так и между водными массами, находящимися в одной горизонтальной плоскости, но движущимися с различными скоростями (вследствие наличия горизонтального градиента скорости $\frac{dv}{dx}$).

Вертикальные градиенты скорости значительно превышают горизонтальные. Однако коэффициент трения между вертикальными слоями (коэффициент горизонтального или бокового трения) во многих случаях может быть в 10^6 — 10^7 раз больше, чем между горизонтальными (коэффициент вертикального или межслойного трения). Поэтому сила бокового трения соизмерима с силой трения между горизонтальными слоями, а подчас и превышает ее.

Решение задачи с учетом и бокового, и межслойного трения, как показано ниже, довольно сложно.

Более простое решение получается в том случае, когда боковым трением можно пренебречь и учитывать только трение между горизонтальными слоями.

Основы теории дрейфовых течений при отсутствии бокового трения. Простейшим случаем является задача об определении установившихся дрейфовых течений, вызванных ветром постоянной силы и постоянного направления.

В этом случае единственной силой, вызывающей движение водных масс, является сила трения воздуха о поверхность воды, но она может быть исключена из получаемых соотношений путем определения из наблюдений непосредственной связи между поверхностным течением и скоростью ветра. Первое решение этой задачи выполнено В. Экманом.

За исходные уравнения Экманом приняты уравнения движения в форме Навье—Стокса (9.12).

Координатную систему расположим так, чтобы плоскость $ХОУ$ совпала с поверхностью моря, а ось Z была направлена вертикально вниз. Третье уравнение системы (9.12) для решения нашей задачи интереса не представляет, поскольку, как показано выше оно представляет обычное уравнение статики.

Задача решается при следующих допущениях и предположениях:

1) плотность воды, а следовательно, и удельный объем постоянны, а вода несжимаема;

2) движение горизонтально т. е. вертикальная составляющая скорости $w=0$;

3) движение установившееся, т. е. скорость во времени не меняется;

4) поле ветра равномерное, т. е. в каждой точке моря направление и скорость одинаковы. Следовательно, можно полагать, что скорость течения также не меняется и от точки к точке. Поэтому

$$\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0;$$

5) море безбрежно. Сгона и нагона воды не происходит и поверхность моря горизонтальна. Поэтому полный градиент давления $\frac{dp}{dn}$ направлен по оси Z и равен $\frac{dp}{dz}$. Составляющие же градиента по осям X и Y $\left(\frac{\partial p}{\partial x}$ и $\frac{\partial p}{\partial y}\right)$ равны нулю.

При сделанных допущениях уравнения (9.12) принимают вид:

$$\begin{aligned}\alpha\mu \frac{d^2u}{dz^2} + 2\omega v \sin \varphi &= 0, \\ \alpha\mu \frac{d^2v}{dz^2} - 2\omega u \sin \varphi &= 0.\end{aligned}\quad (9.20)$$

Уравнения (9.20) позволяют определить интересующие нас скорости дрейфового течения. Разделив все члены уравнения на $\alpha\mu$ и обозначив величину $\frac{\omega \sin \varphi}{\alpha\mu}$ через a^2 , получим:

$$\begin{aligned}\frac{d^2u}{dz^2} + 2a^2v &= 0, \\ \frac{d^2v}{dz^2} - 2a^2u &= 0.\end{aligned}\quad (9.21)$$

Общий интеграл дифференциальных уравнений (9.21) имеет вид:

$$\begin{aligned}u &= c_1 e^{az} \cos(az + \psi_1) + c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2), \\ v &= c_1 e^{az} \sin(az + \psi_2) - c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2),\end{aligned}\quad (9.22)$$

где c_1, c_2, ψ_1, ψ_2 — постоянные интегрирования, определяемые на основании граничных условий. Они зависят от глубины моря. Поэтому рассмотрим вначале случай, когда море бесконечно глубокое, а затем — когда глубина моря конечна.

Дрейфовые течения в бесконечно глубоком море. Так как глубина моря принимается бесконечной ($z = \infty$), то, учитывая, что скорости течения величины конечные, c_1 должны обращаться в нуль. В противном случае при $z = \infty$ составляющие скорости уравнении (9.21) обращаются в бесконечность, чего в природных условиях не может быть. Поэтому для рассматриваемого случая уравнения (9.21) принимают вид:

$$\begin{aligned}u &= c_2 e^{-az} \cos(az + \psi_2), \\ v &= -c_2 e^{-az} \sin(az + \psi_2).\end{aligned}\quad (9.23)$$

Для определения постоянных c_2 и ψ_2 положим, что ось Y совпадает с направлением дующего ветра. Тогда с этой осью должна совпадать и сила трения T , возникающая при действии ветра на одну поверхность. Но сила трения, как известно, может быть выражена через коэффициент трения и градиент скорости, и так как она направлена по оси Y , то будет полностью определяться

через градиент составляющей скорости по оси Y , т. е.

$$T = -\mu \left(\frac{dv}{dz} \right)_{z=0}.$$

Составляющая сила трения на поверхности по оси X равна нулю, поэтому можно записать

$$\mu \left(\frac{du}{dz} \right) = 0.$$

На основании этих граничных условий можно найти постоянные интегрирования (9.23). Для этого вначале найдем производные по z от u и v :

$$\frac{du}{dz} = -c_2 a e^{-az} \cos(az + \psi_2) - c_2 a e^{-az} \sin(az + \psi_2),$$

или

$$\frac{du}{dz} = -c_2 e^{-az} a [\cos(az + \psi_2) + \sin(az + \psi_2)].$$

Умножим и разделим правую часть первого уравнения на $\frac{\sqrt{2}}{2}$. Так как $\frac{\sqrt{2}}{2}$ равен $\cos 45^\circ$ и $\sin 45^\circ$, то в членах, содержащих \cos и \sin , запишем вместо $\frac{\sqrt{2}}{2}$ величины $\sin 45^\circ$ и $\cos 45^\circ$ соответственно. Тогда получим:

$$\frac{du}{dz} = -\frac{2}{\sqrt{2}} c_2 a e^{-az} [\sin 45^\circ \cos(az + \psi_2) + \cos 45^\circ \sin(az + \psi_2)].$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, представляет синус суммы двух углов: 45° и $(az + \psi_2)$. Поэтому можно написать

$$\frac{du}{dz} = -c_2 a \sqrt{2} e^{-az} \sin(az + \psi_2 + 45^\circ)$$

и аналогично

$$\frac{dv}{dz} = -c_2 a \sqrt{2} e^{-az} \cos(az + \psi_2 + 45^\circ)$$

Определяя значение производных при $z=0$ (на поверхности) и подставляя их в выражения, определяющие граничные условия, получим

$$T = \mu a \sqrt{2} c_2 \cos(\psi_2 + 45^\circ),$$

$$0 = -\mu a \sqrt{2} c_2 \sin(\psi_2 + 45^\circ).$$

Откуда следует, что $\psi_2 = -45^\circ$, $c_2 = \frac{T}{\mu a \sqrt{2}}$.

Постоянную интегрирования c_2 можно выразить и иначе. Из уравнения (9.23) следует, что

$$u^2 + v^2 = c_2^2 e^{-2az} = U^2, \quad (9.24)$$

так как сумма квадратов составляющих равна квадрату полной скорости U на глубине z .

Принимая в правой части $z=0$ (поверхность моря), получим в левой части составляющие скорости поверхностного течения. Поэтому

$$c_2 = U_0,$$

т. е. скорости поверхностного течения.

Подставив все полученные выражения в (9.23), получим:

$$\begin{aligned} u &= U_0 e^{-az} \cos(45^\circ - az), \\ v &= U_0 e^{-az} \sin(45^\circ - az), \end{aligned} \quad (9.25)$$

где

$$U_0 = \frac{\Gamma}{\mu a \sqrt{2}} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2} \mu \omega \sin \varphi}.$$

Следовательно, абсолютная величина скорости дрейфового течения на поверхности пропорциональна силе трения, возникающей при движении воздуха над водной поверхностью.

Вследствие того что рассчитать силу трения или измерить ее трудно, на практике по одновременным измерениям скорости течения на поверхности и скорости ветра находят эмпирическую связь между ними. На основании наблюдений различных авторов эта связь может быть представлена в виде

$$U_0 = \frac{0,0127\omega}{\sqrt{\sin \varphi}}, \quad (9.26)$$

где ω — скорость ветра, выраженная в одинаковых единицах со скоростью течения.

Из уравнений (9.25) следует, что скорость дрейфового течения на поверхности отклонена от направления дующего ветра на угол 45° вправо в северном полушарии. В южном полушарии отклонение будет влево на тот же угол.

С увеличением глубины (возрастанием z) вектор течения по абсолютной величине уменьшается по экспоненциальному закону, из-за наличия в формулах множителя e^{-az} , а по направлению все больше и больше поворачивает вправо.

Поворот вектора течения вправо (в северном полушарии) можно пояснить следующим образом: при увеличении z угол $(45^\circ - az)$ уменьшается и затем становится отрицательным, возрастая по абсолютной величине. Так как положительное направление счета углов принято от оси X против часовой стрелки, то понятно, что вектор течения поворачивает вправо. На некоторой глубине вектор

течения оказывается направленным в сторону, обратную вектору поверхностного течения. Из формулы (9.25) следует, что это произойдет при $z = \frac{\pi}{a}$.

Обозначим эту глубину через D и, принимая во внимание принятое ранее обозначение $a = \sqrt{\frac{\omega \sin \varphi}{\alpha \mu}}$, найдем:

$$D = \frac{\pi}{a} = \pi \sqrt{\frac{\alpha \mu}{\omega \sin \varphi}}. \quad (9.27)$$

Глубина D зависит от трения (от коэффициента вязкости μ). Поэтому ее называют глубиной трения. Очевидно, что при $z = 2D$ вектор течения снова совпадает по направлению с вектором течения на поверхности, так как в этом случае

$$\alpha z = 2\pi.$$

Но ниже глубины трения скорости дрейфового течения очень малы.

Расчеты показывают, что при $z = D$

$$U_D = \frac{1}{23} U_0, \text{ при } z = 2D$$

$$U_D = \frac{1}{535} U_0.$$

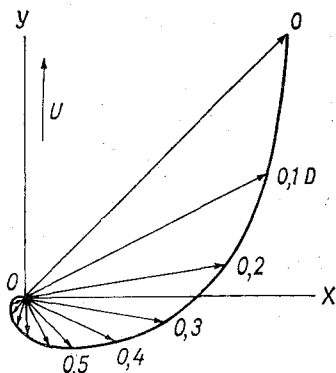


Рис. 9.6. Годограф скорости дрейфового течения в глубоком море.

На рис. 9.6 показаны в плане векторы течений на разных горизонтах, отстоящих друг от друга на величину, равную одной десятой глубины трения D . Ветер направлен в положительном направлении оси Y . Наибольший вектор (с индексом O) соответствует поверхностному течению. Годограф векторов — кривая, огибающая концы векторов, представляет собою логарифмическую спираль, быстро приближающуюся к началу координат (полюсу).

На рис. 9.7 векторы дрейфового течения на различных глубинах, взятые также через одну десятую глубины трения, изображены в перспективе. Тонкий вектор показывает направление ветра. На глубине $0,5D$, вектор течения перпендикулярен к вектору течения на поверхности.

В верхнем слое толщиной $0,5D$ полный поток воды направлен в ту же сторону, что и поверхностный, а ниже, до глубины $1,5D$ — в противоположную.

Определим полные потоки воды во всей толще, охваченной течениями. Обозначим поток в направлении оси X (перпендикулярно к ветру) через Φ_x , а в направлении оси Y (по ветру) через Φ_y . Эти потоки, рассчитанные для полосы, перпендикулярной к осям

X и Y , шириной 1 м, а глубиной от поверхности до дна моря, равны:

$$\begin{aligned}\Phi_x &= \int_0^{\infty} u dz, \\ \Phi_y &= \int_0^{\infty} v dz.\end{aligned}\quad (9.28)$$

Подставляя в (9.28) значение u и v из (9.25) и произведя интегрирование, получим:

$$\begin{aligned}\Phi_x &= \frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}}, \\ \Phi_y &= 0.\end{aligned}\quad (9.29)$$

Таким образом, оказывается, что суммарный поток всей толщи воды, создаваемый дрейфовым течением, следует в направлении, перпендикулярном к действию ветра (вправо в северном полушарии). Составляющая потока в направлении действующего ветра равна нулю.

На первый взгляд, это может показаться странным, но этого следовало ожидать. Действительно, если глубина моря достаточно велика (можно применить интегрирование до бесконечности), то на всю массу воды не могут действовать никакие силы, кроме трения T , совпадающей по направлению с ветром, и отклоняющей силы вращения Земли, перпендикулярной к скорости потока и направленной вправо от нее. При установившемся движении сила, вызывающая движение, должна быть уравновешена отклоняющей силой вращения Земли, приложенной к центру инерции течения, а это возможно только тогда, когда центр инерции течения перемещается вправо от ветра, под прямым углом к нему.

Дрейфовые течения в море конечной глубины. Перейдем теперь к случаю моря конечной глубины. Не приводя всех рассуждений Экмана, ограничимся рассмотрением только конечных результатов. За исходные уравнения для определения скорости течения, как и в предыдущем случае, примем уравнения (9.22). Однако граничные условия будут иными. Постоянные интегрирования c_1 , c_2 , ψ_1 и ψ_2 находятся из условия, что у дна при z , равном глубине моря H , составляющие скорости u и v обращаются в нуль.

Обозначая $H - z = \zeta$, можно получить следующие уравнения для определения скорости дрейфового течения:

$$\begin{aligned}u &= A \operatorname{sh} a\zeta \cos a\zeta - B \operatorname{ch} a\zeta \sin a\zeta \\ v &= A \operatorname{ch} a\zeta \sin a\zeta + B \operatorname{sh} a\zeta \cos a\zeta,\end{aligned}\quad (9.30)$$

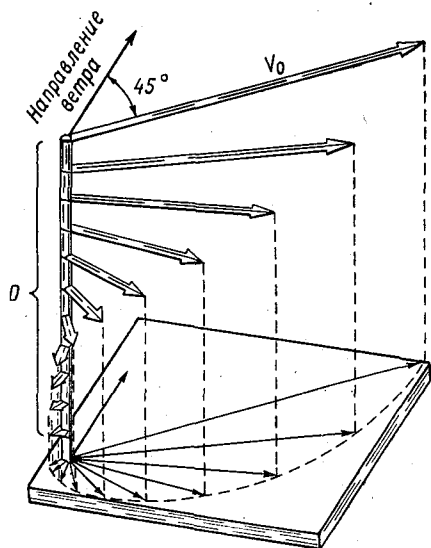


Рис. 9.7. Перспективное представление дрейфового течения на различных глубинах.

где A и B постоянные, выражаемые довольно сложными зависимостями от упоминавшихся ранее величин, а именно:

$$A = \frac{TD}{\mu\lambda} \frac{\operatorname{ch} aH \cos aH + \operatorname{sh} aH \sin aH}{\operatorname{ch} 2aH + \cos 2aH},$$

$$B = \frac{TD}{\mu\lambda} \frac{\operatorname{ch} aH \cos aH - \operatorname{sh} aH \sin aH}{\operatorname{ch} 2aH + \cos 2aH}.$$

Анализ уравнений (9.30) показывает, что в случае моря конечной глубины вектор поверхностного течения в зависимости от отношения глубины моря H к глубине течения D может составлять с направлением ветра углы, определяемые данными табл. 34.

Таблица 34

Зависимость угла отклонения вектора поверхностного течения относительно вектора ветра от отношения $\frac{H}{D}$

$\frac{H}{D}$	0,1	0,25	0,5	0,75	1	1,5
Угол между вектором течения и вектором ветра, град.	5	21,5	45	45,5	45	45

При дальнейшем увеличении глубины угол между вектором поверхностного течения и ветром остается неизменным и равным 45° . Расположение векторов дрейфового течения на других горизонтах при разных значениях глубины моря, выраженной в единицах глубины трения D , показано на

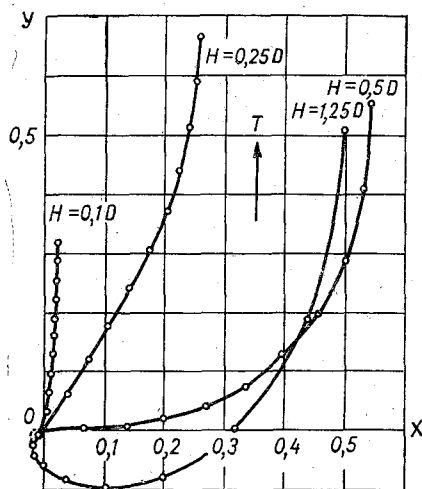


рис. 9.8. Горизонты взяты через одну десятую глубины моря. Точки на годографах обозначают концы векторов течения на соответствующих горизонтах. Чтобы не затемнять рисунок, сами стрелки не нанесены. Ветер дует по оси Y .

На рис. 9.8 видно, что при глубине моря $H > D$ годограф векторов практически совпадает с таковым для бесконечно глубокого моря (рис. 9.6) за исключением нижних горизонтов, где скорости

Рис. 9.8. Годографы скорости дрейфового течения в море конечной глубины.

течений малы (пунктир на рис. 9.8). Поэтому при глубине моря больше глубины трения можно применять более простую теорию дрейфовых течений для бесконечно глубокого моря.

Если глубина моря меньше глубины трения, направление течения с глубиной изменяется медленнее. При глубине моря $H = 0,1D$ (рис. 9.8) на всех горизонтах векторы течения практически совпадают с направлением вектора ветра и уменьшаются с глубиной по линейному закону.

В средних широтах и при средних скоростях ветра глубина трения характеризуется величиной порядка 100 м. С уменьшением широты глубина трения возрастает, так как она обратно пропорциональна корню квадратному из синуса широты и на экваторе становится равной бесконечности. Поэтому в низких широтах применять теорию Экмана нельзя.

Однако отклонение течения от ветра зависит не только от глубины моря, но также и от скорости ветра. Дело в том, что с увеличением скорости ветра растет коэффициент трения μ , который входит в формулу глубины трения. С увеличением μ глубина трения растет, следовательно, отношение $\frac{H}{D}$ уменьшается. Это приводит к уменьшению угла отклонения вектора поверхностного течения от ветра. Отклонения поверхностного течения от направления ветра в градусах в зависимости от глубины моря и силы ветра, рассчитанные В. А. Зениным для средней широты Каспийского моря, характеризуются данными, приведенными в табл. 35.

Т а б л и ц а 35

Зависимость угла отклонения вектора поверхностного течения (град.) относительно вектора ветра от силы ветра и глубины моря (по В. А. Зенину)

Глубина (м)	Ветер (баллы)								
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
10	42	20	8	6	4	4	4	3	3
20	45	45	22	20	12	10	6	5	4
50	45	45	45	45	45	37	31	22	17
100	45	45	45	45	45	45	45	45	43
150	45	45	45	45	45	45	45	45	45

В случае моря конечной глубины изменяется и характер полных потоков воды. Если в бесконечно глубоком море полный поток в направлении ветра равен нулю, то в случае моря конечной глубины он имеет конечную величину, но чрезвычайно малую по сравнению с составляющей полного потока, направленной перпендикулярно ветру.

Развитие дрейфовых течений. Полученные выше формулы для расчета составляющих дрейфового течения в бесконечно глубоком море (9.25) и в море конечной глубины (9.30) справедливы для установившихся дрейфовых течений. Представляет интерес проследить за постепенным развитием дрейфового течения. Такой анализ проведен Экманом для случая, когда над морем, находящимся в состоянии покоя, подул ветер постоянной силы и направления.

Анализ показывает, что течение на разных горизонтах развивается по-разному, причем, чем глубже под поверхностью моря лежит исследуемый слой, тем медленнее там устанавливается течение.

На рис. 9.9 изображены годографы векторов течения на поверхности моря. Цифры около точек на рисунке показывают, через сколько маятниковых часов после начала ветра конец вектора течения (начало вектора совпадает с началом координат) окажется в этой точке.

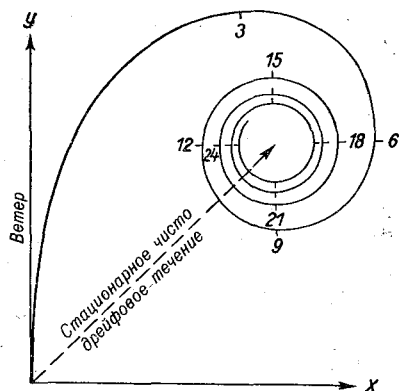


Рис. 9.9. Годограф скорости течения при развитии дрейфового течения.

Маятниковый час представляет собой двадцатьчетвертую часть промежутка времени, в течение которого плоскость качания маятника Фуко описывает в своем движении полную окружность. На полюсах маятниковый час точно равен звездному, а на некоторой широте φ равен звездному часу, деленному на $\sin \varphi$.

Как видно на рис. 9.9, конец вектора неустановившегося дрейфового течения описывает сложную кривую и очень долго не может прийти к вектору установившегося течения, конец которого лежит в полосе спирали. Вектор течения, двигаясь по спирали, описывает один оборот вокруг полюса спирали в течение 12 маятниковых часов. Приблизительно можно считать, что в средних широтах необходимо около суток для того, чтобы течение стало установившимся.

В природных условиях ветер редко имеет постоянное направление и силу в течение длительного промежутка времени. Кроме того, от точки к точке он изменяется и по величине и по направлению. Это обстоятельство еще больше усложняет теоретическое решение задачи о дрейфовых течениях. К тому же добавляется необходимость учета рельефа дна и бокового трения.

Поэтому в теории рассматриваются только отдельные частные и притом наиболее простые случаи развития дрейфовых течений при определенных законах изменения ветра, определенных формах рельефа дна и формах бассейна, с учетом только сил внутреннего трения между горизонтальными слоями.

Вследствие трудности теоретического решения задачи о дрейфовых течениях на практике ее нередко решают экспериментально, устанавливая на основании наблюдений эмпирические связи между дрейфовым течением и факторами, его вызывающими (ветром) или влияющими на его характер (рельефом дна, размером и формой бассейна и т. п.). Этот путь требует систематических и обширных наблюдений над течениями и гидрометеорологическим режимом.

§ 51. Суммарные течения

Рассмотренные в предыдущих параграфах градиентные и дрейфовые течения наблюдаются в море не раздельно, а совместно, образуя суммарные неперiodические течения, которые будем называть для краткости суммарными течениями. Дрейфовое течение, как отмечено выше, приводит к переносу масс воды и сгону или нагону, особенно ярко выраженному в прибрежной полосе. Поэтому если в открытом море возможно допустить существование только дрейфовых и плотностных течений, то в прибрежной полосе необходимо рассматривать одновременное действие дрейфовых и градиентных течений.

Прибрежная циркуляция.

Предположим, что береговая черта прямолинейна и простирается в обе стороны безгранично. Глубину моря у берега будем считать большой, а берег обрывистым. Плотность воды постоянна.

Пусть ветер дует под углом β к берегу. В зависимости от величины угла β ветер, создающий дрейфовое течение, и поток воды (имеющий направление, перпендикулярное к действию ветра) будут вызывать сгон и нагон воды. Наибольший сгон или нагон воды при сделанных допущениях будут наблюдаться тогда, когда ветер дует параллельно береговой черте. Если ветер дует перпендикулярно к береговой черте, то ни сгона, ни нагона происходить не будет.

На рис. 9.10 показано несколько схем, характеризующих расположение суммарных потоков воды, вызванных дрейфовым и градиентным течениями при различной ориентировке вектора ветра ω относительно береговой черты. Для сгона или нагона воды имеет значение не полный поток дрейфового течения Φ , а составляющая, направленная перпендикулярно к береговой черте Φ_n . Рисунок 9.10 а отвечает случаю сгона воды, рис. 9.10 б — нагона, рис. 9.10 в — максимального сгона, рис. 9.10 г — максимального

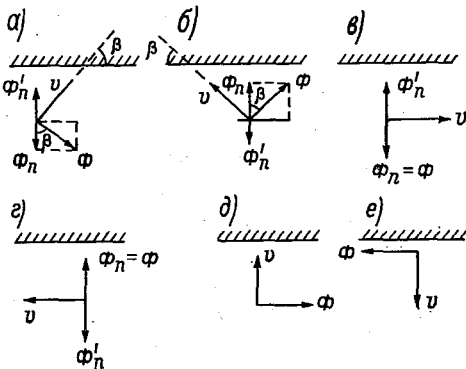


Рис. 9.10. Сгоны и нагоны воды у прилогого берега.

нагона, рис. 9.10 *д* и 9.10 *е* отвечают случаю отсутствия сгона или нагона.

Рассмотрим, как будет развиваться при заданных условиях циркуляция в прибрежной полосе. Под действием ветра вначале возникает дрейфовое течение, которое будет переносить массы воды в направлении, перпендикулярном к действию ветра. Если ветер дует под острым углом к береговой черте, то нормальная к берегу составляющая дрейфового потока, создающая сгон или нагон, будет равна

$$\Phi_n = \Phi \cos \beta.$$

Наличие нормальной к береговой черте составляющей дрейфового потока вызовет наклон уровня, а следовательно, и градиентное течение. Но с возникновением градиентного течения появится и нормальная к берегу составляющая потока Φ'_n (рис. 9.10), которая будет направлена в сторону, обратную нормальной составляющей дрейфового потока.

В первый период после начала действия ветра, когда уклон поверхности мал, нормальная к берегу составляющая дрейфового потока Φ_n будет превышать нормальную к берегу составляющую градиентного потока Φ'_n и уклон будет возрастать. Но возрастание уклона вызовет возрастание скорости градиентного течения, а следовательно, и потока Φ'_n . При некотором угле наклона уровня моря наступит равновесие, при котором потоки Φ_n и Φ'_n выравниваются. Очевидно, что после этого дальнейшее изменение уровня происходить не будет (если ветер не меняется) и циркуляция будет установившейся. Это условие равновесия запишется в форме

$$\Phi_n = \Phi'_n,$$

но в соответствии с формулами (9.29) и (9.19) потоки Φ_n и Φ'_n равны:

$$\Phi_n = \frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}} \cos \beta,$$

$$\Phi'_n = \frac{D' g \sin \gamma}{4\pi\omega \sin \varphi}.$$

Приравнивая выражения обоих потоков, найдем, что

$$\frac{U_0 D}{\pi \sqrt{2}} \cos \beta = \frac{D' g \sin \gamma}{4\pi\omega \sin \varphi}, \quad (9.31)$$

или, учитывая формулу (9.8) и принимая $D' = D$, получим

$$U_0 \sqrt{2} \cos \beta = \frac{g \sin \gamma}{2\omega \sin \varphi} = v_T. \quad (9.32)$$

По уравнению (9.31) можно рассчитать величину наибольшего уклона уровня γ , зная скорость дрейфового течения на поверхности U_0 и ориентировку ветра относительно береговой черты — угол β . Наоборот, измерив уклон уровня моря при установившемся режиме циркуляции, можно определить скорость дрейфового течения на поверхности. Равенство (9.32) позволяет также рассчитать для случая установившейся циркуляции скорость градиентного течения по скорости дрейфового течения на поверхности, и наоборот.

На основании изложенного можно представить распределение скоростей течения по вертикали в прибрежной зоне с прямолинейным, приглубым берегом. Вся толща воды в этом случае разбивается на три слоя:

1. Самый нижний глубинный слой — слой трения D' охвачен придонным течением, характер которого показан на рис. 9.5.

2. Слой, расположенный между слоями трения D' и D , где наблюдается глубинное течение с постоянной скоростью v_T , направленное параллельно береговой черте. Оно простирается до самой поверхности моря (рис. 9.5).

3. Поверхностный слой толщиной D (где D — глубина трения), в котором развивается поверхностное течение, представляющее собой геометрическую сумму глубинного течения постоянной скорости и дрейфового течения, характер которого показан на рис. 9.6.

На рис. 9.11 дана схема прибрежной циркуляции в вертикальном разрезе (рис. 9.11 а) и в плане (рис. 9.11 б) для случая, когда глубина моря H больше суммы $D+D'$. При этом D' принято равным D .

Если глубина моря $H = D + D'$, то исчезнет промежуточный слой с глубинным течением. При дальнейшем уменьшении глубины моря необходимо рассмотреть прибрежную циркуляцию с учетом изменения годографов векторов дрейфового градиентного течения при глубинах моря меньше D (рис. 9.5, 9.8). С уменьшением глубины дрейфовое течение приближается к направлению дующего ветра, а градиентное — к направлению наибольшего уклона уровня. Поэтому в мелководном районе наибольший сгон или нагон будет

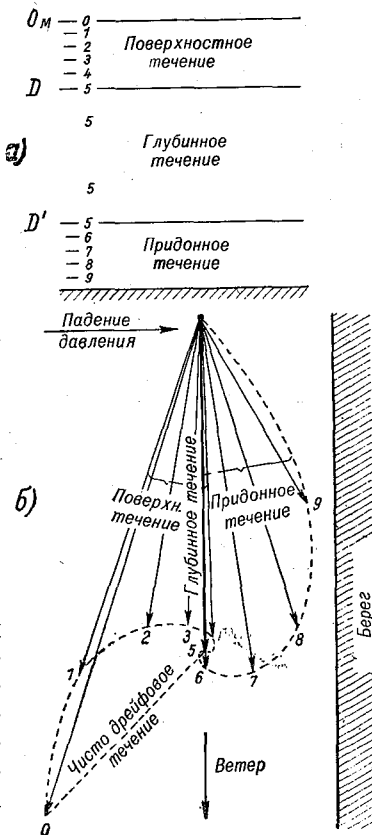


Рис. 9.11. Циркуляция вод под действием ветра у приглубого отвесного берега.

а — расположение слоев; б — годографы скорости течения.

наблюдаться тогда, когда ветер дует перпендикулярно к береговой черте. При этом схема прибрежной циркуляции может быть представлена в следующем виде: на поверхности потоки воды, обусловленные дрейфовым течением, направлены по ветру, а в придонном слое имеют направление, перпендикулярное к береговой черте, в сторону, противоположную действию ветра, и обусловлены градиентным течением.

Основы теории суммарных течений открытого моря. Рассмотренные теории дрейфовых и градиентных течений и основанная на них схема прибрежной циркуляции имеют существенные ограничения, так как они не учитывают влияния сил бокового трения, являющегося результатом горизонтального турбулентного обмена, обусловленного трением о стенки берегов или трением в вертикальной плоскости между потоками различных скоростей. Теория установленных течений, возбуждаемых ветром в неоднородном море (океане), с учетом сил бокового и горизонтального трений, была разработана В. Б. Штокманом, который рассматривает одновременно дрейфовое и градиентное течения. Вследствие математических трудностей, возникающих при учете сил бокового трения, Штокман определяет не скорости течения и законы их распределения по вертикали и горизонтали, а полные потоки масс воды от поверхности до дна. Поэтому эту теорию называют теорией полных потоков. Учитывая, что в суммарных течениях (дрейфовых и градиентных) основная масса воды переносится именно в поверхностных слоях моря, можно в первом приближении принять изолинии потоков воды за линии тока, а по густой изолинии вести расчет скорости суммарного течения.

Исходные уравнения, принятые Штокманом, представляют упрощенные уравнения Навье—Стокса и имеют вид:

$$\begin{aligned} \mu_1 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega r v \sin \varphi &= \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \mu_1 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega r u \sin \varphi &= \frac{\partial p}{\partial y}, \end{aligned} \quad (9.33)$$

где μ_1 — коэффициент бокового (горизонтального) трения; μ — коэффициент межслойного (вертикального) трения. Остальные обозначения прежние.

Уравнения (9.33) отличаются от уравнений, принятых Экманом, наличием первого слагаемого, характеризующего боковое трение. Кроме того, поскольку учитываются и градиентные течения, в уравнениях (9.33) составляющие градиента давления по осям X и Y $\frac{\partial p}{\partial x}$ и $\frac{\partial p}{\partial y}$ не будут равны нулю. Следовательно, они связывают три неизвестных величины: u , v и p , для определения которых необходимо третье уравнение. Этим уравнением служит уравнение неразрывности

$$\frac{\partial ru}{\partial x} + \frac{\partial rv}{\partial y} + \frac{\partial rw}{\partial z} = 0. \quad (9.34)$$

Системы дифференциальных уравнений (9.33) получены при определенных допущениях, которые позволили упростить уравнения Навье—Стокса. Первое из них это то, что турбулентное трение принято соответствующим полумпирической теории Прандтля. В гл. III были показаны несовершенства этой теории и было отмечено, что современные теории турбулентности это статистическая и спектральная, исследующие непосредственно пульсационные движения как случайный процесс. Далее, течение принято установившимся, а море принимается достаточно глубоким.

Однако, несмотря на сделанные упрощения, решение исходных уравнений (9.33) остается сложным. Поэтому на первом этапе решается задача определения не поля скорости течений при заданном поле ветра, а поля полных потоков.

Как показано выше, составляющие полных потоков по координатным осям X и Y определяются соотношениями (9.18). Однако удобнее вместо полных потоков определять вначале функцию полных потоков ψ , связанную с составляющими полных потоков соотношениями:

$$\Phi_x = \frac{\partial \psi}{\partial y},$$

$$\Phi_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Учет воздействия ветра осуществляется введением силы трения, составляющие которой по координатным осям T_x и T_y связаны с вертикальными градиентами составляющих скорости течения соотношениями:

$$T_x = -\mu \frac{\partial u}{\partial z};$$

$$T_y = -\mu \frac{\partial v}{\partial z}.$$

При указанных условиях решение уравнений (9.33) с учетом (9.34) дает

$$\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4} = \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{\partial T_y}{\partial x} - \frac{\partial T_x}{\partial y} \right). \quad (9.35)$$

Решение уравнения (9.35) осуществляется методом конечных разностей путем последовательного уточнения результатов расчетов методом итераций. Оно требует большого объема вычислений и осуществляется на электронных вычислительных машинах.

Дальнейшее развитие теории полных потоков получила в трудах Линейкина, Саркисяна, Фельзенбаума и др., которые сделали шаг в сторону перехода от полных потоков к полю течений как в глубоком, так и в мелком море. В настоящее время произведены расчеты полей течений для условий, приближающихся к реальным.

Рассмотрим направление этих исследований. При решении указанной задачи возникает много трудностей: трудности принципиального характера, трудности, связанные с определением необходимых эмпирических констант, математические трудности, связанные с невозможностью решения интегро-дифференциальных уравнений, определяющих суммарные течения даже на современных электронно-вычислительных машинах.

Из принципиальных трудностей укажем только на две. Первой из них является отсутствие законченной теории турбулентности. Поэтому при решении конкретных задач по расчету суммарных течений обычно основываются на полуэмпирических теориях турбулентности, недостатки которой показаны в гл. III. К сожалению, перспективные теории турбулентности — статистическая и спектральная — пока не могут быть использованы для конкретных расчетов.

Вторая принципиальная трудность это отсутствие уравнения состояния морской воды. Состояние атмосферы определяется известным законом Клапейрона $p\nu = RT$. Относительно морской среды предложено большое число моделей для замены уравнения состояния, каждая из которых вместе с определенными преимуществами обладает и существенными недостатками.

В зависимости от того, какие приняты исследователем модели для характеристики турбулентности и состояния морской воды, получаются различные результаты при окончательном решении исходных уравнений. К изложенному выше можно добавить принципиальные трудности, связанные с учетом рельефа дна, размеров и конфигурации морей и океанов, способов учета изменчивости отклоняющей силы вращения Земли (так называемый β -эффект), кривизны поверхности океана и многих других факторов.

Трудности, связанные с определением эмпирических констант, легко показать на примере количественных значений коэффициентов турбулентности, значения которых, как показано в гл. III, отличаются на несколько порядков.

Математические трудности вытекают прежде всего из предшествующих, но не только из них. В настоящее время имеются возможности составить полное уравнение задачи для расчета суммарных течений (так же как и для расчета других океанографических элементов), которые «скромно» называют примитивными. Однако полного их решения не получено ни в океанографии, ни в метеорологии.

Учитывая указанные трудности, исследователи при установлении расчетных соотношений для определения суммарных течений вынуждены вводить определенные гипотезы, ограничения, условия и т. п.

Каждое исследование вносит несомненный вклад в изучаемое явление. Но вместе с тем, к сожалению, следует констатировать, что проблема расчета морских течений является далеко не завершенной, хотя необходимость ее решения в ближайшее время не вызывает сомнений.

С деталями решения задачи расчета суммарных течений для условий, приближающихся к реальным, можно ознакомиться по монографиям Линейкина, Саркисяна, Фельзенбаума и других авторов, которые приведены в списке литературы.

Практические методы расчета суммарных течений. Обычно сведения по течениям выбираются из соответствующих пособий, при построении которых используются различные методы. Простейшими из них являются статистические, сущность которых заключается в изображении на картах средних величин наблюдаемых течений, осредненных за месяц или сезон, в построении роз течений, характеризующих повторяемость течений различных направлений за тот же период. Этими методами составлены пособия по течениям для океанов и большинства морей.

Другой метод может быть назван методом типизации. Сущность метода состоит в том, что течения, наблюдаемые при относительно близких полях ветра, наносятся на один бланк, независимо от сезона и года наблюдений, и используются в последующем для определения элементов течений при аналогичных ветровых условиях. В обоих методах предварительно исключаются из наблюдаемых течений составляющие приливного течения, о методах расчета которых сказано ниже.

Третий метод основан на использовании теоретических связей между суммарными течениями и полем ветра. При этом методе для типовых полей ветра рассчитываются течения на основе той или иной теории суммарных течений, изложенных выше, с учетом эмпирических зависимостей между суммарными течениями и ветром.

Четвертый метод заключается в раздельном расчете составляющих суммарного течения (дрейфового и градиентного) на основе установления эмпирических и использования описанных выше теоретических связей между составляющими течения и характерными гидрометеорологическими условиями. Полученным связям либо могут быть построены карты составляющих течений для различных характеристик гидрометеорологических, либо разработаны вспомогательные графики, таблицы, номограммы, позволяющие рассчитывать эти течения.

Все перечисленные методы требуют наличия систематических наблюдений над течениями в море на поверхности и глубинах, и построенные по ним пособия дают картину течений тем ближе к реальным условиям, чем на большем материале наблюдений эти пособия построены.

Приложение теории случайных функций к изучению и расчету морских течений. Ограниченность гидродинамических теорий течений и трудность изучения течений в природных условиях на больших океанских просторах заставили искать новые пути в изучении течений. Одним из таких путей является приложение теории вероятностей и, в частности, теории случайных функций, к морским течениям. Этот путь, как показано выше, оказался перспективным при изучении турбулентности и морских ветровых волн.

Первой работой такого направления служит работа Б. Н. Беляева и В. С. Болдырева. В ней течения рассматриваются как случайный процесс, а следовательно, скорость и направление течения в фиксированный момент времени представляются как случайные величины, а в общем случае — как случайные функции времени. С достаточной степенью точности можно считать, что течение, рассмотренное на таком отрезке времени, на котором сезонные изменения общей гидрометеорообстановки незначительны, является стационарной случайной функцией времени, ибо физические условия стационарности в этом случае выполняются. Кроме того, так как каждая из серий наблюдений течений в данной точке (реализаций) осуществляется под воздействием одной и той же группы случайных факторов, то рассматриваемая случайная функция течения будет обладать свойством эргодичности.

На основании изложенного становится очевидной правомерность применения к изучению морских течений понятий и аппарата теории случайных функций, точнее, ее наиболее развитого раздела — корреляционной теории.

Как известно, основными характеристиками стационарной случайной функции времени $\xi(t)$ служат ее математическое ожидание $M\xi(t)$ и корреляционная функция $B(\tau)$ (τ — промежуток времени). Эти характеристики определяются по формулам:

$$m = M\xi(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi(t) dt, \quad (9.36)$$

$$B(\tau) = M\xi(t)\xi(t+\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi(t+\tau)\xi(t) dt \quad (9.37)$$

или, приближенно,

$$m \cong \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \xi^{(1)}(k\Delta), \quad (9.38)$$

$$B(\tau) \cong \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \xi^{(1)}(k\Delta + \tau)\xi^{(1)}(k\Delta). \quad (9.39)$$

Здесь $\Delta = \frac{T}{N}$, $\xi^{(1)}$ — обрабатываемая реализация, T — длительность этой реализации.

Знание этих характеристик позволяет решать многие исследовательские и практические задачи. Рассмотрим одну из них, а именно: прогнозирование непериодических течений.

Для решения этой задачи указанными выше авторами были использованы материалы многосуточных буйковых станций, выполненных в западной части Атлантического океана при экспедиционных работах 1960 г. Обработке были подвергнуты шестисуточные графики (реализации) проекций вектора скорости течения на меридиан и параллель. В результате было получено 20 корреляцион-

ных функций, среднее нормированное значение которых показано на рис. 9.12. Осреднение производилось для функций, соответствующих течениям, измеренным в пяти точках на расстоянии друг от друга в 100—300 миль и на горизонтах 25, 50 и 100 м. Все полученные кривые хорошо аппроксимируются выражением вида

$$B(\tau) = Ce^{-\alpha|\tau|} \left(\cos \beta\tau + \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta|\tau| \right). \quad (9.40)$$

Здесь C — дисперсия, α и β — постоянные (конкретные значения α лежат в пределах от 0,15 до 0,60 1/час, β — от 0,33 до 0,70 1/час).

Следует сказать, что корреляционная функция течения, приведенная на рис. 9.18, не является общей для любого района океана и любого времени года. Несомненно, корреляционные функции течений зависят как от географического района, так и от времени года.

Из сказанного выше ясно, что никакие пособия типа атласов, карт и т. п. не в состоянии достаточно точно ответить на вопрос, имеющий особенно важное значение для мореплавания: каково течение в заданной точке в заданный момент. Пособия в состоянии дать лишь среднее значение течения — его математическое ожидание, отклонения действительного значения от которого могут быть достаточно велики. Совершенно очевидно, что эту задачу может полностью решить только непосредственное измерение течения, а в промежутки между измерениями возникает задача прогнозирования течения.

Прогноз течения может быть осуществлен на основе метода линейной экстраполяции случайных функций. Этот метод, разработанный А. Н. Колмогоровым, Н. Винером и др., весьма обстоятельно и удачно с точки зрения использования для приложений изложен в работе А. М. Яглома.

Как известно, корреляционной функции (9.40) соответствует спектральная плотность

$$f(\lambda) = \frac{D}{\lambda^4 + 2\alpha\lambda^2 + b^4}, \quad (9.41)$$

где

$$a = \alpha^2 - \beta^2, \quad b = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}, \quad D = 2 \frac{C\alpha}{\pi} (\alpha^2 + \beta^2).$$

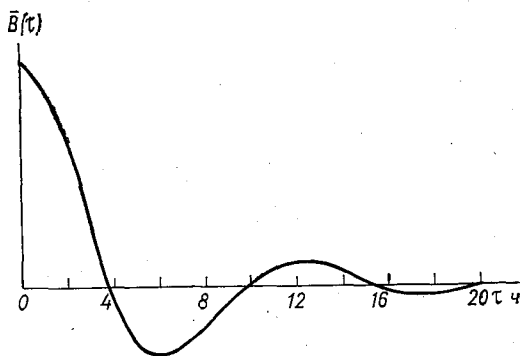


Рис. 9.12. Осредненная нормированная корреляционная функция для Северной Атлантики (по Беляеву и Болдыреву).

По (9.41) находится так называемая спектральная характеристика экстраполирования $\Phi_\tau(\lambda)$, которая должна удовлетворять следующим условиям:

а) быть аналитической в нижней полуплоскости и при $|\lambda| \rightarrow \infty$ в этой полуплоскости расти не быстрее, чем некоторая степень $|\lambda|$;

б) функция

$$\psi_\tau(\lambda) = [e^{i\lambda\tau} - \Phi_\tau(\lambda)]f(\lambda)$$

должна быть аналитической в верхней полуплоскости и при $|\lambda| \rightarrow \infty$ в этой полуплоскости убывать быстрее, чем $|\lambda|^{-1-\varepsilon}$, $\varepsilon > 0$;

в)
$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_\tau(\lambda)|^2 f(\lambda) d\lambda < \infty.$$

Нетрудно показать, что для соблюдения этих условий следует положить

$$\Phi_\tau(\lambda) = A\lambda + B,$$

где постоянные A и B находятся из системы

$$e^{i\lambda\tau} - \Phi_\tau(\lambda) = 0,$$

где $\lambda_1 = \beta + i\alpha$ и $\lambda_2 = -(\beta - i\alpha)$. После вычислений и преобразований получим

$$\Phi_\tau(\lambda) = i \frac{\lambda}{\beta} e^{-\alpha\tau} \sin \beta\tau + e^{-\alpha\tau} \left(\cos \beta\tau + \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta\tau \right). \quad (9.42)$$

Экстраполированное значение случайной функции связано с $\Phi_\tau(\lambda)$, выражением

$$\tilde{\xi}^{(1)}(t+\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{it\lambda} \Phi_\tau(\lambda) dz(\lambda). \quad (9.43)$$

Подставляя (9.42) в (9.43) и имея известные в теории случайных функций равенства:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda t} dz(\lambda) = \xi(t),$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda t} i\lambda dz(\lambda) = \xi'(t),$$

где $\xi(t)$ — значение случайной функции в момент t , а $\xi'(t)$ — ее производная в этот же момент, получим окончательно

$$\begin{aligned} \tilde{\xi}^{(1)}(t+\tau) = e^{-\alpha\tau} & \left\{ \frac{\sin \beta\tau}{\beta} \xi'^{(1)}(t) + \right. \\ & \left. + \left(\cos \beta\tau + \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta\tau \right) \xi^{(1)}(t) \right\}, \end{aligned} \quad (9.44)$$

или

$$\tilde{\xi}^{(1)}(t+\tau) = e^{-\alpha\tau} \frac{\sin \beta\tau}{\beta} \xi^{(1)}(t) + \tilde{B}(\tau)\xi(t). \quad (9.45)$$

Здесь τ — срок прогноза, $\tilde{B}(\tau) = \frac{B(\tau)}{B(0)}$ — нормированная корреляционная функция.

Расчеты по формуле (9.45) весьма просты и для каждого случая занимают всего несколько минут. Как следует из формул (9.44) и (9.45), для прогнозирования необходимо знать помимо параметров α и β корреляционной функции течения в данной точке измеренные в момент t значения течения и его производной, которая может быть получена по результатам последовательных наблюдений над течениями.

§ 52. Приливные течения

Как показано в гл. VIII, явление прилива рассматривается как волновое движение масс воды, причем приливная волна имеет большую длину. В зависимости от того, является ли приливная волна поступательной или нет, связь между течениями и колебаниями уровня будет различной. Кроме того, приливные течения, также как и приливные колебания уровня, зависят от характера прилива (полусуточный, суточный, смешанный), от рельефа дна, конфигурации береговой черты, размеров бассейна. На них, как отмечено в гл. VIII, большое влияние оказывает отклоняющая сила вращения Земли и сила трения.

Реверсивные приливные течения. Если пренебречь трением и вращением Земли, расположить ось X в направлении распространения приливной волны, ось Z вертикально вниз и считать глубину моря постоянной и равной H , то уравнения движения и неразрывности для случая плоской волны можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial z}{\partial x}; \quad \frac{\partial z}{\partial t} = -H \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (9.46)$$

где все обозначения известны.

В случае поступательной длинной волны можно принять, что вертикальные колебания поверхности моря z совершаются по простому гармоническому закону

$$z = z_0 \cos(nt - kx), \quad (9.47)$$

где $n = \frac{2\pi}{\tau}$ — угловая скорость волны; $kx = \frac{2\pi}{\lambda}x$ — начальная фаза; τ — период волны; λ — длина волны; z_0 — амплитуда колебания.

Тогда, подставляя значения (9.47) в (9.46) и интегрируя, получим

$$u = c \frac{z_0}{H} \cos (nt - kx), \quad (9.48)$$

где $c = \sqrt{gH}$ — скорость распространения волны.

Из анализа формулы (9.48) следует, что скорость приливного течения u , направленного по оси X , будет наибольшей при полной или малой воде, т. е. когда $\cos (nt - kx) = 1$, и, следовательно, $z = z_0$. При этом в полную или малую воду течения равны по величине, но направлены в противоположные стороны. Когда уровень моря занимает среднее положение ($z = 0$), скорость течения равна нулю.

Для принятых условий приливное течение всегда направлено по оси X , но в одну половину периода оно будет следовать в положительном направлении оси X , а в другую — в обратном, изменяя по величине от нуля до максимального значения в полную и малую воду. Такое приливное течение называют реверсивным.

Если приливная волна имеет характер стоячей волны, вертикальные колебания поверхности моря определяются уравнением

$$z = z(x) \cos nt, \quad (9.49)$$

где $z(x)$ — функция зависимости высоты уровня от координаты x .

В случае прямоугольного бассейна постоянной глубины функция $z(x) = z_0 \cos kx$, и уравнение (9.49) запишется в виде

$$z = z_0 \cos kx \cos nt. \quad (9.50)$$

Подставляя (9.40) в (9.39) и интегрируя, получим

$$u = -c \frac{z_0}{H} \sin kx \cos \left(nt - \frac{\pi}{2} \right). \quad (9.51)$$

Анализ уравнения (9.51) показывает, что скорость приливного течения u в случае стоячей волны равна нулю при $x = 0$ (у берега), а также при $t = 0$ и $t = \frac{1}{2} \tau$ (в момент полной и малой воды) и достигает максимальных значений при $t = \frac{1}{4} \tau$ и $t = \frac{3}{4} \tau$, т. е. в моменты, когда уровень моря занимает среднее положение ($z = 0$).

Таким образом, если приливная волна поступательная, максимум течения наблюдается в полную и малую воду, а если стоячая, то при среднем уровне моря. Характер течений в обоих случаях остается реверсивным, и период течения в точности совпадает с периодом колебаний уровня моря.

На основании уравнений (9.48) и (9.51) можно рассчитать максимальные скорости приливных течений и максимальные смещения

частиц по горизонтали за время полупериода волны $\frac{1}{2} \tau$ при разных глубинах моря и амплитудах прилива. Пример такого расчета для полусуточного прилива величиной 100 см приведен в табл. 36.

Таблица 36

Максимальные скорости течения и смещения частиц в приливной волне

Скорость течения и смещение частиц	Глубина (м)				
	100	500	1000	2000	4000
Максимальная скорость течения (узлы)	0,61	0,27	0,19	0,14	0,10
Максимальное смещение частиц (км)	4,4	2,0	1,4	1,0	0,7

Приведенные данные показывают, что в открытом океане, где, как известно, колебания уровня малы, а глубины большие, приливные течения не могут достигать заметных скоростей. Однако из наблюдений известно, что скорости приливных течений в открытом море значительно больше приведенных в таблице. Это обусловлено отчасти тем, что при расчетах не учитывалось влияние вращения Земли, а также физико-географических условий моря: его рельефа, размеров, конфигурации.

Расчеты приливных течений для случая, когда фронт приливной волны располагается параллельно прямолинейной береговой черте, показывают, что скорость течения зависит от отношения расстояния рассматриваемой точки до берега к глубине моря. Это отношение оказывается наибольшим на границе материковой отмели, где и можно ожидать наибольших скоростей приливных течений.

На скорость приливных течений огромное влияние оказывает изменение ширины бассейна; наибольшие скорости наблюдаются в узких проливах, так как через них при распространении приливной волны проходят большие массы воды. Исходя из расчета количества воды, которое должно пройти через пролив за половину периода приливной волны, можно рассчитать скорость приливного течения.

Возьмем залив площадью A , сообщающийся с открытым морем через пролив, имеющий площадь поперечного сечения S . Положим, что величина прилива в заливе равна $2z_0$. Тогда общее количество воды, которое пройдет через пролив за половину периода прилива $\frac{\tau}{2}$, будет равно $A \cdot 2z_0$.

С другой стороны, то же количество воды можно рассчитать по средней скорости приливного течения v и площади сечения

пролива. Приток воды в этом случае будет равен $S\bar{v} \frac{\tau}{2}$. Приравняв найденные величины, получим

$$2Az_0 = S\bar{v} \frac{\tau}{2}.$$

Откуда

$$\bar{v} = 4 \frac{Az_0}{S\tau}.$$

Так как скорость приливного течения меняется примерно по синусоидальному закону, максимальная скорость течения в $\frac{\pi}{2}$ раз больше средней. Наблюдения, кроме того, показывают, что скорость течения на середине пролива примерно на одну треть больше средней для всего сечения. Поэтому

$$v_{\max} = \bar{v} \frac{\pi}{2} \frac{4}{3},$$

или

$$v_{\max} = \frac{4}{3} \frac{\pi}{\tau} \frac{A}{S} 2z_0. \quad (9.52)$$

Если взять залив площадью 100 м^2 , сообщающийся с открытым морем через пролив шириной 200 м и глубиной 50 м , то при величине полусуточного прилива $2z_0 = 2 \text{ м}$ средняя скорость приливного течения будет равна $1,73$ узла, а максимальная в середине пролива $3,6$ узла. Такие скорости приливных течений не являются необычными.

Из формулы (9.52) следует, что скорость приливного течения зависит не только от величины прилива, но также от площади поперечного сечения пролива и зеркала залива. Если в приведенном примере принять ширину пролива 1 км и глубину 100 м , то максимальная скорость снизится до $0,36$ узла.

Как известно, в заливе Фанди наибольшая возможная величина прилива около 18 м . Тем не менее максимальная скорость течения в проливе, соединяющем залив с открытым океаном, не превышает $1,6$ узла. Это объясняется тем, что площадь сечения пролива велика по сравнению с площадью сечения залива.

Вращательные (круговые) приливные течения. До сих пор распространение приливной волны рассматривалось без учета влияния отклоняющей силы вращения Земли. Если его учесть, то приливные течения примут характер вращательных, или круговых, т. е. за полупериод они будут изменяться не только по величине, но и по направлению.

Если от одной точки нанести вектора наблюдаемых приливных течений за время полного периода прилива, то, соединив концы векторов, получим замкнутую кривую, которая в случае правильных приливов будет близка к эллипсу и представляет годограф

приливного течения. На рис. 9.13 приведен годограф суточного приливного течения. Цифры показывают часы после полной воды.

Форма годографа приливных течений может быть не только эллиптической, но и более сложной в зависимости от характера прилива и физико-географических условий района. На рис. 9.14 показан годограф приливных течений для Сан-Франциско. Цифры показывают час после полной воды в Сан-Франциско.

Теоретическое решение задачи с учетом вращения Земли, как показано в гл. VIII, оказывается весьма сложным и было выполнено приближенно для двух частных случаев: для случая распространения волны в узком канале бесконечной длины и для случая распространения волны на бесконечно большом вращающемся диске. В первом случае решение дает реверсивное приливное течение. Во втором — вращательное с годографом

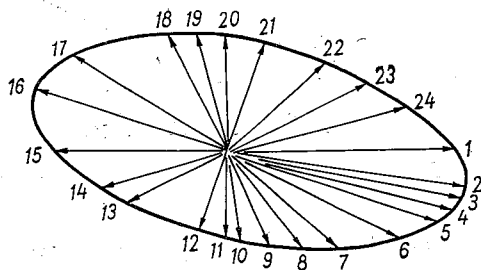


Рис. 9.13. Годограф вращательного приливного течения.

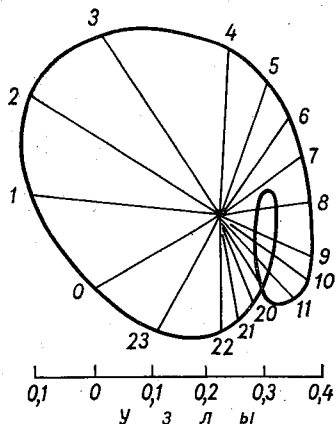


Рис. 9.14. Годограф сложного приливного течения.

векторов в форме эллипса и с поворотом векторов по часовой стрелке в северном полушарии и против часовой стрелки в южном.

Действительные наблюдения показывают, что в проливах и вблизи береговой черты приливные течения имеют обычно реверсивный характер, а в удалении от берега — вращательный. Иногда вращение векторов приливного течения в северном полушарии происходит не по часовой, а против часовой стрелки. Такого рода вращательные течения представляют собой результат интерференции двух или более приливных волн и наблюдаются редко.

Влияние трения на приливные течения. Трение о дно и между слоями воды оказывает существенное влияние на характер приливных течений. Влияние трения сказывается, главным образом, в нижнем слое (слое трения), толщина которого зависит от периода прилива и величины коэффициента турбулентного трения. Выше слоя трения приливные течения имеют тот же характер, что и при отсутствии трения. Выше слоя трения годограф векторов течения (рис. 9.15 б) направлен большей осью в направлении распространения волны (по оси X), и максимальные скорости наблюдаются в моменты полной и малой воды (0 и 6 часов). В слое

трения эллипс приливного течения более узкий (рис. 9.15 *в*), большая ось эллипса повернута вправо (в северном полушарии) относительно направления распространения волны и максимальные скорости наблюдаются раньше моментов полной (0 часов) и малой (6 часов) воды.

Угол, образуемый большой осью эллипса течения с направлением распространения волны, не возрастает непрерывно с приближением ко дну, а достигает максимального значения на некотором расстоянии от дна. В мелководных районах влияние трения о дно может сказываться во всей толще воды.

На рис. 9.15 *а* показаны кривые изменения скорости приливного течения с глубиной на разные часы приливной фазы относи-

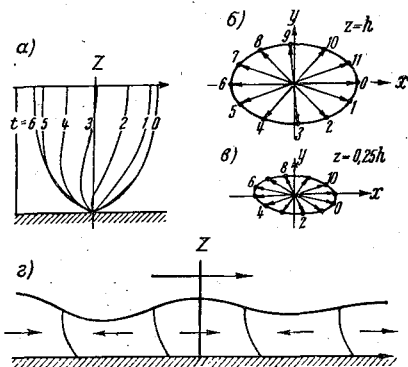


Рис. 9.15. Годографы скорости приливных течений при учете силы трения.

тельно полной воды. Цифра 0 означает, что кривая относится к моменту полной воды; цифра 1 — ко времени одного часа после полной воды и т. д. Кривая 6 соответствует моменту малой воды. Скорости на оси Z равны нулю, вправо — положительные, влево — отрицательные. Кривые наглядно показывают, что в верхних слоях течение с глубиной изменяется мало, а при приближении ко дну резко уменьшается.

С влиянием трения связано изменение с глубиной зоны нулевых значений приливных течений. На рис. 9.15 *г* представлен вертикальный разрез приливной волны. Стрелками показано направление приливных течений. Наклонные линии между стрелками представляют собой линии, вдоль которых скорости течений равны нулю, т. е. зоны нулевых значений приливных течений. Если бы трение отсутствовало, эти линии были бы строго вертикальными и годограф векторов течений имел бы вид, представленный на рис. 9.15 *б*. При наличии же трения годограф скорости принимает вид, представленный на рис. 9.15 *в*. Эти изменения можно объяснить наклоном орбиты частицы на мелководье. На рис. 9.16 показана вертикальная орбита частицы приливной волны на мелководье. Как видно на рисунке, большая ось $a-a'$ принимает положение, параллельное уклону дна, вследствие чего величина возрастает

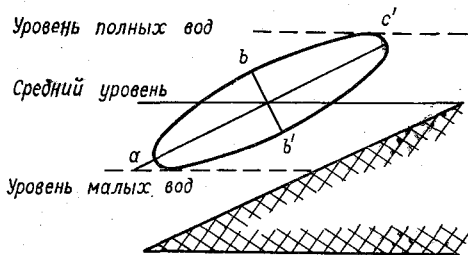


Рис. 9.16. Орбиты частицы приливной волны на мелководье.

а максимальные скорости течения не совпадают с моментами полных и малых вод.

Приведенные общие выводы о влиянии трения о дно имеют лишь качественный характер и не могут быть применены при решении конкретных задач. В теории этого вопроса еще многое подлежит разработке.

Предвычисления приливных течений. Как видно из изложенного, теория приливных течений разработана слабо и не дает возможности предвычислять их теоретически. Поэтому для практических расчетов, так же как и в случае приливных колебаний уровня, используются результаты непосредственных наблюдений над течениями. Подвергая эти наблюдения обработке методом гармонического анализа или другими методами, можно получить данные для расчета приливных течений на любой срок вперед.

При обработке результатов наблюдений над течениями различают:

1. Наблюденные течения, т. е. течения, полученные непосредственно в результате наблюдений;

2. Полусуточные приливные течения, имеющие период, равный половине лунных суток (12 ч 25 мин);

3. Суточные приливные течения, имеющие период, равный лунным суткам (24 ч 50 мин);

4. Смешанные приливные течения, период которых меняется в течение половины лунного месяца. Они могут быть неправильными полусуточными и неправильными суточными;

5. Остаточные течения, представляющие собой разность между наблюдаемыми и приливными течениями.

Практические методы обработки наблюдений над приливными течениями можно разделить на две группы:

1. Упрощенные методы, применяемые для расчета течений при правильных приливах (полусуточных или суточных). В основу этих методов положены следующие предположения:

а) промежутки времени между моментами кульминации Луны или моментами полных вод и моментами максимальных скоростей течений остаются неизменными;

б) остаточное течение за период наблюдений не изменяется.

2. Точные методы, основанные на теории гармонического анализа приливов. Они могут быть использованы для расчета приливных течений любого характера. Эти методы исходят из следующих положений:

а) приливные течения состоят из периодических лунных и солнечных течений. Периоды элементарных течений не кратны между собой и определяются астрономическими аргументами приливообразующих светил;

б) остаточные течения за период наблюдений принимаются переменными.

Упрощенные методы предвычисления приливных течений включают методы: проекционный, Северной гидрографической экспедиции, метод И. В. Максимова и другие, отличающиеся некоторыми

техническими деталями. Сущность этих методов заключается в выделении из наблюдаемых течений периодической приливной составляющей. Для решения этой задачи предполагается, что за время своего периода приливные течения изменяются по синусоидальному закону. Если суммировать аналитически или геометрически (разложив векторы течений на составляющие по двум осям координат) все ежечасные наблюдения над суммарными течениями за полный период приливного течения, сумма периодических течений должна равняться нулю. Оставшаяся часть наблюдаемых течений представит непериодическую составляющую течения, увеличенную во столько раз, сколько взято слагаемых. Разделив оставшуюся часть суммарных течений на число слагаемых, получим остаточное течение, обусловленное воздействием непериодических сил. Если после этого вычесть графически или аналитически остаточное течение из суммарного за каждый час, получим ежечасные значения приливного течения.

Однако, как известно, период приливного течения равен не точно половине суток или суткам, а больше и равен 12 ч 25 мин для полусуточного прилива и приблизительно 24 ч 50 мин для суточного. Поэтому вместо обычного времени вводят условный счет времени, который позволяет использовать данные о вычисленных приливных течениях для их предсказания. В условной шкале времени за нулевой час принимается момент полной воды для какого-либо ближайшего пункта или момент кульминации Луны (верхней или нижней) на меридиане Гринвича, приходящийся на период наблюдений наблюдаемых течений.

Если за нулевой момент принимается момент кульминации Луны на меридиане Гринвича, то условные часы называют лунными, а условную шкалу времени — шкалой лунного времени. Если же за нулевой момент принимается момент полной воды в каком-либо пункте, то часы называют водными, шкалу — шкалой водного времени.

Обычно берется момент полной воды в ближайшем основном порту, для которого в таблицах приливов даются моменты полных и малых вод на каждый день года. Предпочтительнее брать шкалу водного времени, так как приливные течения более тесно связаны с колебаниями уровня моря в данном районе, чем с моментом кульминации Луны. Но в этом случае течения, рассчитанные относительно момента полной воды в одном пункте, трудно сравнивать с течениями, рассчитанными относительно момента полной воды в другом пункте.

По шкале лунного времени значения приливных течений рассчитываются для одного и того же физического момента времени. Ошибки при использовании этой шкалы могут возникать ввиду того, что моменты полных вод наступают не через равные промежутки времени после кульминации Луны, так как лунные промежутки не постоянны.

Для уяснения принципов расчета приливных течений упрощен-

ными методами рассмотрим проекционный метод, который наиболее часто применяется на практике.

При обработке данных этим методом необходимо иметь ежедневные наблюдения над течениями за 13 часов при полусуточных приливных течениях и за 25 часов при суточных. Результаты наблюдений вносят в таблицу обработки (табл. 37, графы 1, 2, 3), затем вектор течения раскладывают на составляющие по меридиану и по параллели и записывают в таблицу (графы 4, 5). Положительные направления составляющих принимаются на север и восток.

Таблица 37.

Пример обработки результатов наблюдений над приливными течениями

Наблюдаемые течения						Приливные течения					
время наблюдений (часы)	направление (град.)	скорость (см/с)	составляющие скорости		водный час	составляющие скорости		составляющие скорости		направление (град.)	скорость (см/с)
			на меридиан	на параллель		на меридиан	на параллель	на меридиан	на параллель		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
8	18	97	92	30	-V	28	9	55	35	34	66
9	18	6	5	2	-IV	-37	-30	-10	-4	204	11
10	274	60	-45	-34	-III	-102	-70	-75	-44	211	87
11	206	137	-113	-76	-II	-108	-156	-81	-130	-240	152
12	240	197	-106	-160	-I	-196	-172	-169	-146	222	224
13	220	270	-200	-172	0	-84	-84	-57	-58	226	82
14	226	120	-84	-85	+I	6	-69	33	-43	307	55
15	276	70	7	-68	+II	-15	-14	12	12	45	17
16	223	20	-11	-16	+III	-96	70	-69	96	123	120
17	162	110	-106	67	+IV	110	94	137	120	42	182
18	40	160	110	98	+V	106	66	133	92	35	162
19	30	138	108	70	+VI	60	47	87	73	42	112
20	40	70	58	50							
						-27	-26				
						Остаточное течение:					
						направление 225°					
						скорость 38 см/с					

По составляющим векторов скорости наблюдаемого течения строятся графики их изменения во времени. По оси абсцисс откладывается время наблюдений, а по оси ординат составляющие скорости в выбранном масштабе (рис. 9.17). На тот же график сверху нанесена шкала водного времени. (Вместо водного времени можно пользоваться лунным временем.) За нулевой час принимается момент полной воды в основном порту. От него влево и вправо откладываются (через 1 ч 2 мин среднего солнечного времени) водные часы. Часы, стоящие влево от нулевого часа, нумеруются от

—I до —V, а вправо —от +I до +VI часа, если приливные течения полусуточные. Если приливные течения суточные, то часы нумеруются от —I до —XI и от +I до +XII соответственно. На каждый целый час водного времени с графика снимают значения составляющих векторов наблюдаемого течения по меридиану и параллели и заносят их в графы 7, 8.

Суммируя составляющие наблюдаемого течения за период приливных течений и деля эти суммы на число слагаемых, получают составляющие остаточного течения. Вычитая составляющие остаточного течения из соответствующих составляющих наблюдаемого течения на каждый час водного времени, получают составляющие приливного течения (графы 9, 10).

Сложив составляющие на меридиан и параллель, находят направление и скорость приливного течения на каждый час шкалы водного времени (графы 11, 12).

Для упрощения сложения и разложения векторов течений А. Т. Солодковым предложена номограмма, изображенная на рис. 9.17.

На рис. 9.17 представлены две однотипные номограммы, система А — для разложения и сложения векторов течений, отклоненных от меридиана на углы от 20 до 70°, и система В для значений углов β меньше 20° и более 70°.

Накладывая на номограмму транспарант или линейку по двум заданным величинам, например скорости R и на-

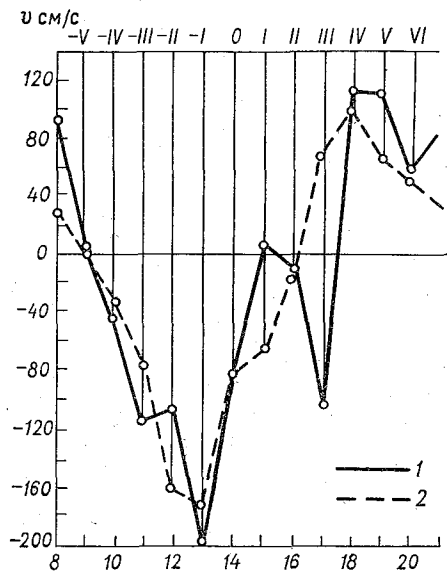


Рис. 9.17. График составляющих течения на меридиан (1) и параллель (2).

правлению течения β , находим составляющие на меридиан U и параллель V .

Если, например, даны составляющие течения $U=7,2$, $V=5,7$, то скорость течения $R=9,18$, а направление $\beta=38,3^\circ$ (пунктирная линия 1, рис. 9.17).

Если дано $R=5,96$, $\beta=13,5^\circ$, то $U=5,8$, $V=1,37$ (пунктирная линия 2). Пунктирная линия 3 соответствует заданным $U=0,92$ и $V=7,85$, по которым определяем $R=7,91$ и $\beta=83,25^\circ$.

Если вектор течений расположен не в первой четверти, а в других, то необходимо учитывать знаки составляющих (положительные направления на север и восток), а вместо истинного направления течения α при углах больше 90° входить в номограмму с углом $\beta=180-\alpha$ или $\beta=360-\alpha$.

Результаты обработки наблюдений над приливными течениями для данного моря или его части систематизируются в виде сводных «Таблиц приливных течений» или «Атласов приливных течений». В «Таблицах» даются координаты пункта и значения приливных течений на каждый час условной шкалы времени для поверхности и различных глубин. В «Атласах» приводятся карты приливных течений на каждый час условной шкалы времени для поверхности моря и различных глубин.

Обработка результатов наблюдений над приливными течениями на глубинах ничем не отличается от обработки наблюдений над поверхностными течениями и осуществляется в соответствии с изложенными принципами.

Для полусуточных приливных течений составляются по 12 карт для каждого горизонта, а для суточных по 24 карты.

Построение таблицы и атласов приливных течений в условной шкале времени позволяет достаточно просто вести их предвычисление на любой день и час. Для этого необходимо перевести момент времени, на который ведется предвычисление, в часы условной шкалы.

Если «Таблицы» или «Атлас» построены по шкале водного времени, то из «Таблиц приливов» на заданную дату выбирается момент полной воды в принятом основном пункте, который и служит нулевым моментом на данный день. Если «Таблицы» или «Атлас» построены по шкале лунного времени, то нулевым моментом будет момент кульминации Луны в заданный день, выбираемый из «Астрономического ежегодника».

Далее определяется разность между заданным моментом времени и моментом полной воды или моментом кульминации Луны соответственно. Полученная разность (со знаком плюс или минус) представляет час условного времени (водного или лунного), соответствующий моменту, на который ведется предвычисление. По найденному моменту условного времени, округленному до целых часов, и выбирается из «Таблиц» скорость и направление приливного течения для интересующего пункта. Для определения течения по «Атласу» с карты, соответствующей рассчитанному моменту условного времени, снимается направление и скорость приливного течения в заданном пункте.

К точным методам предвычисления приливных течений относятся гармонический анализ и штурманский метод. Оба метода, как в отношении теоретической основы, так и практических приемов, совершенно аналогичны одноименным методам обработки наблюдений и предвычисления приливных колебаний уровня, изложенным в гл. VII. Вследствие этого здесь рассматриваются только некоторые особенности практических расчетов.

В отличие от колебаний уровня, приливные течения характеризуются двумя элементами: направлением и скоростью. Поэтому прежде чем обрабатывать наблюденные векторы суммарных течений, предварительно необходимо разложить их на составляющие

по меридиану U и параллели V , каждую из которых и обрабатывать так же, как обрабатываются наблюдения над уровнем.

Рассматриваемыми методами из наблюдений определяются гармонические постоянные: амплитуды составляющих приливного течения на меридиан U_0 и параллель V_0 и специальные углы положения составляющих на меридиан g_u и параллель g_v для отдельных волн. При этом штурманским методом, как следует из теории, изложенной в гл. VII, по суточной серии наблюдений, определяются гармонические постоянные четырех основных волн: M_2 — главной лунной полусуточной с периодом 12,420 часа; S_2 — главной солнечной полусуточной с периодом 12,000 часов; K_1 —

лунно-солнечной деклинационной суточной с периодом 23,934 часа; O_1 — главной лунной суточной с периодом 25,819 часа.

Методом гармонического анализа 30-суточной серии, кроме указанных четырех основных волн, дополнительно определяются гармонические постоянные еще четырех волн: N_2 — большой лунной эллиптической полусуточной с периодом 12,658 часа; K_2 — лунно-солнечной деклинационной полусуточной с периодом 11,967 ча-

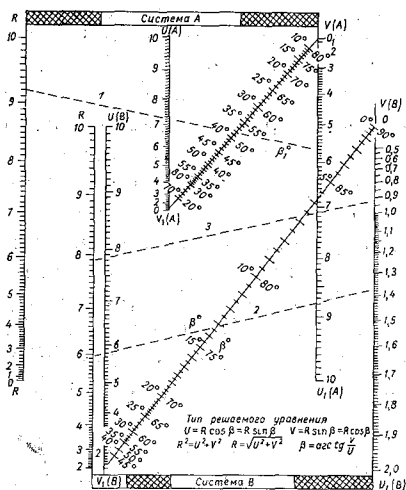


Рис. 9.18. Номограмма А. Т. Солодкова для разложения векторов течения и получения вектора по составляющим течения.

са; P_1 — главной солнечной суточной с периодом 24,066 часа; Q_1 — большой лунной эллиптической суточной с периодом 26,868 часа.

По гармоническим постоянным вычисляются на любой час и день составляющие приливного течения на меридиан и параллель, а затем по номограмме (рис. 9.18) направление и скорость самих течений.

Основные этапы обработки наблюдений для вычисления гармонических постоянных приливных течений следующие:

1. Наблюденные ежечасные течения разлагают на составляющие по меридиану и параллели. По найденным величинам строятся графики составляющих для исключения возможных случайных ошибок, обнаруживаемых при проведении кривых по нанесенным точкам. С графиков снимаются значения составляющих на меридиан и параллель на каждый целый час средних солнечных суток по времени того пояса, по которому велась наблюдения. Снятые ежечасные значения заносятся в специальный бланк обработки.

2. Полученные с графика значения составляющих наблюдаемого течения складываются за 24 часа каждого суток, и сумма де-

лится на 24. Найденные величины приближенно характеризуют составляющие остаточного течения за данные сутки. Отнимая за каждый час суток из составляющей наблюденного течения составляющую остаточного течения, выделяем составляющую приливного течения.

3. Чтобы избежать отрицательных величин, к найденным значениям составляющих приливного течения прибавляется какая-нибудь постоянная величина. На результатах вычисления это не скажется, а вероятность ошибок уменьшится.

Ежечасные значения составляющих приливного течения с прибавленной к ним постоянной величиной заносятся отдельно для каждой составляющей — на меридиан и параллель, в бланки для вычисления гармонических постоянных, применяемых при вычислении гармонических постоянных колебаний уровня. Вычисление гармонических постоянных осуществляется так же, как и при обработке наблюдений над колебаниями уровня с использованием тех же вспомогательных таблиц.

Предвычисление приливных течений по гармоническим постоянным позволяет получить данные с необходимой для кораблевождения точностью при любых типах приливов. При этом на основании проведенных исследований можно считать, что для обеспечения кораблевождения вполне надежные результаты могут быть получены штурманским методом при предвычислении по гармоническим постоянным четырех волн: M_2 , S_2 , K_1 и O_1 .

Гармонические постоянные используются и для составления навигационных пособий по приливным течениям. При этом на каждый час условной шкалы времени дается несколько векторов приливных течений для различных астрономических условий.

Астрономические условия, соответствующие моменту, на который ведутся предвычисления, выбираются из «Астрономического ежегодника» или вспомогательных таблиц, приводимых в самих пособиях.

§ 53. Основные черты географического распределения течений

Течения на поверхности океана складываются в результате сложных процессов взаимодействия океана и атмосферы и воздействия приливообразующих сил.

Как известно, Солнце, посылающее тепло на земную поверхность, служит основным источником энергии в океане и атмосфере. Оно неравномерно нагревает поверхностные слои воды и нижние слои воздуха в различных широтах: больше всего тепла получают экваториальные области и меньше всего полярные. Вследствие этого температура воды и воздуха на экваторе выше, чем в высоких широтах, что создает различие плотностей и возникновение плотностных течений в океане и атмосфере. При движении воздуха над поверхностью океана возникает трение между водой и воздухом, которое обуславливает ветровые течения.

Если бы на течение не воздействовали отклоняющая сила вращения Земли и силы внутреннего трения, а океан покрывал Землю

сплошь, то по распределению плотности и ветров нетрудно было бы установить направление и скорость течения. Однако указанные причины и наличие континентов настолько усложняют общую картину течений, что соответствие между действующими силами и течением можно установить только при тщательном анализе. Но такой анализ чрезвычайно сложен и в большинстве случаев пока невозможен. Это становится особенно понятным, если вспомнить, что морские течения и океан в свою очередь воздействуют на течение атмосферы (ветер), еще больше усложняя характер взаимосвязей.

Вторым источником энергии, обуславливающим движение масс воды, служат космические силы притяжения Луны и Солнца, вызывающие приливные течения. В отличие от течений плотностных и ветровых, приливные течения периодические и, как показано выше, легче поддаются предсказанию, если имеются наблюдения необходимой продолжительности. Однако и они подвергаются воздействию отклоняющей силы вращения Земли, сил трения и зависят от физико-географических условий (размеров и глубины моря, характера берега и т. п.).

Приливные течения океанов изучены слабо. Однако на основании новейших данных можно сделать вывод, что они в открытых частях океанов достигают существенных величин (до 1 узла) и имеют полусуточный характер.

В морях приливные течения изучены значительно лучше. По скорости они могут достигать в отдельных районах 6 узлов.

Вследствие недостаточности данных об этих течениях в океанах ниже рассматриваются только преобладающие на поверхности океанов течения, представляющие сумму плотностных и ветровых (дрейфовых и градиентных) течений.

Плотностные течения обладают известным постоянством. Они меняются преимущественно в соответствии с сезонным ходом солнечной радиации.

Ветровые течения отличаются наибольшей изменчивостью, так же как и вызывающая их атмосферная циркуляция. Более устойчивые течения отмечаются в тропических широтах, в области устойчивых пассатных ветров. В умеренных и высоких широтах, где атмосферная циркуляция неустойчива, менее устойчивы и течения. Тем не менее, последние исследования, проведенные советскими учеными, показали, что даже в тропических широтах течения не отличаются устойчивостью. Так, например, В. Г. Кортюм установлено, что в зоне Северо-Атлантического пассатного течения существует обратное течение, названное Антило-Гвинейским противотечением.

Устойчивость, или постоянство, течения по направлению, определяется отношением скорости течения, полученной как среднегеометрическое из всех наблюдений в данной точке, и среднеарифметической и выражается в процентах.

Поэтому на карты течений на поверхности океанов и морей следует смотреть как на схемы, дающие общую или преобладающую картину течений.

Истинные течения в каждый конкретный момент могут значительно отличаться от приводимых на картах и тем больше, чем меньше устойчивость течения. Чтобы лучше отразить истинную картину течений, необходимо строить карты течений по месяцам, а еще лучше строить их по типам атмосферной циркуляции. Общая схема течений на поверхности Мирового океана дана в приложении 17.

В тропической зоне Мирового океана, где наблюдаются устойчивые зоны пассатов северо-восточного (северное полушарие) и юго-восточного (южное полушарие) направлений, возникают устойчивые и мощные пассатные течения (северное и южное), направленные на запад. Встречая на своем пути восточные берега материков, течения создают нагон воды (повышение уровня) и поворачивают вправо в северном полушарии и влево в южном. В широтах около 40° на массы воды воздействуют преобладающие западные ветры, обусловленные той же причиной, что и пассаты — антициклональной циркуляцией, вызванной тропическими максимумами давления. В силу этого течения поворачивают на восток и северо-восток, а затем, встречая на своем пути западные берега материков, поворачивают на юг в северном полушарии и на север в южном, образуя замкнутые кольца циркуляции между экватором и широтой $40-45^\circ$. В северном полушарии циркуляция направлена по часовой стрелке, в южном — против часовой стрелки. Одновременно часть восточного течения в северном полушарии поворачивает на север, образуя ветвь циркуляции умеренных широт.

Между течениями пассатных зон северного и южного полушарий — пассатными течениями в экваториальной зоне возникают противотечения, направленные на восток. Причину этих течений объясняют неравномерностью поля ветра в тропической зоне.

Отличная от описанной схемы картина течений отмечается только в тропической зоне северной половины Индийского океана. Здесь глубоко выдающийся на юг п-ов Индостан и обширный материк Азии создают благоприятные условия для развития муссонной циркуляции. В силу этого течения северной половины Индийского океана имеют сезонный ход, следуя сезонному ходу атмосферной циркуляции.

В умеренных широтах $45-65^\circ$ в северной части Атлантического и Тихого океанов течения образуют кольцо циркуляции против часовой стрелки. Однако вследствие неустойчивости атмосферной циркуляции в этих широтах течения также характеризуются малой устойчивостью, кроме тех ветвей, которые поддерживаются постоянным уклоном уровня океана от экватора к полюсам; например, теплые течения — Северо-Атлантическое и Северо-Тихоокеанское. Этот постоянный уклон уровня обусловлен не только нагоном вод к западным берегам материков пассатными течениями, но и общим распределением температуры воды (а следовательно, и плотности). Наличие уклона уровня, вызванного

повышением плотности воды от экватора к полюсам, усиливает ветровые течения не только умеренных, но и тропических зон океанов, и накладывает свой отпечаток на общую картину течений.

Приведенную схему течений следует рассматривать как результат сложения ветровых и плотностных течений, причем первым, по-видимому, принадлежит основная роль.

В высоких (полярных) широтах о течениях на поверхности можно составить представление на основе дрейфа льдов, покрывающих бассейн Северного Ледовитого океана в северном полушарии и примыкающих к материкам Антарктиды — в южном.

Наблюдения над дрейфом льдов показывают, что в Северном Ледовитом океане поверхностные течения следуют от берегов Азии через полюс к восточным берегам Гренландии. Такой характер течений, с одной стороны, вызван преобладанием восточных ветров, а с другой стороны, является компенсацией притока вод из Северной Атлантики.

У побережья Антарктиды течения имеют преимущественно западное направление и образуют узкую полосу циркуляции вдоль берегов Антарктиды, направленную с востока на запад. В некотором удалении от берегов течения имеют восточное направление, следуя за господствующими западными ветрами умеренных широт.

Приведенная общая картина течений на поверхности Мирового океана усложняется вследствие физико-географических особенностей каждого из океанов.

С учетом приведенной схемы поверхностных течений и вертикального распределения скоростей Мировой океан условно можно разделить на следующие районы:

- 1) мощных постоянных течений, в которых почти всегда можно наблюдать скорости течения 2 узла и больше;
- 2) слабых постоянных течений со скоростями до 0,5—0,8 узла;
- 3) локальных течений со скоростями, не превышающими 0,3—0,5 узла, но при определенных синоптических условиях достигающих 2 узлов;
- 4) экваториальных течений, характеризующихся наличием глубинных противотечений;
- 5) преобладающих приливных течений, в которых приливные течения составляют более 50% наблюдаемого течения.

Первые районы включают Гольфстрим, Куроисио, Бразильское, Карибское, Южное экваториальное противотечение, Антильское и другие аналогичные течения.

Для Гольфстрима и Куроисио характерно наличие на поверхности максимальных скоростей до 4—5 узлов, уменьшающихся с глубиной до 3,0—2,5 узлов на горизонте 200 м и до 2,0—1,5 узлов на горизонте 500 м.

Обычно на горизонте 800—1200 м отмечается смена направления течения на противоположное. В зоне Гольфстрима на указанных горизонтах отмечаются противотечения, называемые «антигольфстримом», имеющие скорости порядка 0,3—0,5 узла, но в отдельные моменты достигающие 1 узла.

Характерной особенностью первых районов является образование меандр, возникающих в момент достижения поверхностными течениями максимальных скоростей, когда отмечается наибольшая неустойчивость течений. Меандры нередко отрываются от основного потока, образуя вихри диаметром несколько десятков миль, удаляющиеся от стрежня течения на несколько сотен миль.

В поверхностном 200-метровом слое на границах течений первого типа (мощных постоянных течений) наблюдаются сравнительно узкие полосы противотечений со скоростями, составляющими до 1,0—1,5 узла.

Мощные течения характеризуются большой пространственной изменчивостью. Она характеризуется среднеквадратическим отклонением 0,2 узла на расстоянии до 0,1 мили и 0,5 узла на расстоянии до 0,5 мили. Предельные отклонения могут достигать 2—3 узлов на 0,1 мили.

Несколько иной режим имеют системы мощных постоянных течений типа Антильского. Максимальные скорости здесь редко превышают 2,0—2,5 узла, что, по-видимому, определяет сравнительно более устойчивый характер их географического положения и отсутствие глубоких меандр. Среднеквадратические отклонения течений составляют около 0,2 узла на 1,0 мили и 0,5 узла на расстоянии 7—8 миль. Естественно, что наибольшая изменчивость отмечается в направлении, перпендикулярном основной струе течения, и особенно на границах потока.

Указанные наибольшие скорости 2,0—2,5 узла охватывают верхнюю толщу воды до 200 м. С глубиной скорости течения плавно уменьшаются, и на горизонтах 700—800 м среднее их значение достигает 0,2—0,3 узла при максимальных величинах до 0,5 узла. Глубже отмечается постепенное изменение направления течения, которое на глубинах более 1000 м становится обратным поверхностному. Скорости течения здесь равны 0,2—0,3 узла, при максимальных значениях до 0,5 узла.

Вторые районы — районы слабых постоянных течений, отличаются от первых заметным влиянием атмосферной циркуляции, но при сохранении общей направленности потоков. Для них характерно наличие средних скоростей течения в пределах 0,5—0,8 узла, однако максимальные скорости в верхнем 100-метровом слое могут достигать 2,0—2,5 узла. Сюда относятся течения Лабрадорское, Северо-Атлантическое, Ирмингера, Канарское, Ойясио, Камчатское, Калифорнийское.

Для районов локальных течений характерна неупорядоченность вертикального распределения течений. Наибольшие скорости в отдельных случаях можно встретить не только в поверхностном слое, но и на горизонтах 100—300, 500—700 и даже 1000—1500 м. Наибольшие скорости встречаются до горизонтов порядка 500 м. К этим районам относятся моря со слабо выраженными приливными течениями и отдельные районы океанов, в которых отсутствуют более или менее четко выраженные постоянные течения.

Экваториальные районы характеризуются довольно своеобразной системой течений, а поэтому, естественно, привлекают внимание многих исследований. Особенно сильный интерес привлекли эти районы за последние десятилетия после открытия в 1951 г. в Тихом океане под слоем Южного пассатного течения мощного потока восточного направления, названного течением Кромвелла.

В 1959 г. во время одного из рейсов НИС «Михаил Ломоносов» аналогичное течение было обнаружено и под слоем Южного пассатного течения Атлантического океана, которое было названо экваториальным противотечением Ломоносова, а в 1962 г. американская экспедиция обнаружила аналогичное течение и в Индийском океане. Эти подповерхностные противотечения во всех трех океанах ориентированы по экватору. Они пересекают океаны с запада на восток сравнительно узкой полосой примерно от 2° ю. ш. до 2° с. ш. Оси течения располагаются в середине термоклина. Вертикальная толща течений 200—250 м. Течения устойчивы по направлению, отклонения от генерального восточного направления невелики. Меридиональные составляющие малы и неустойчивы по направлению. Величина зональных составляющих мало меняется во времени.

Течения существуют все сезоны года, хотя, по-видимому, во всех океанах имеют место сезонные колебания интенсивности течений, связанные с сезонными изменениями полей ветра.

Благодаря наличию значительных вертикальных градиентов скорости, приводящих к турбулентному перемешиванию, термоклин в области подповерхностных противотечений оказывается несколько размытым. В связи с этим в экваториальной зоне всех океанов имеет место расхождение изолиний температуры воды, содержания растворенного кислорода, фосфатов, кремния.

Глубина залегания термоклина уменьшается в направлении с запада на восток, при этом максимальные скорости на всем протяжении течений совпадают по положению со серединой термоклина, таким образом, оси течений поднимаются к поверхности по мере продвижения на восток. Вертикальная мощность течений в восточных частях океанов уменьшается.

Таковы общие черты экваториальных подповерхностных противотечений в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах. Кроме этих общих черт имеются существенные различия как в характере самих течений, так и в распределении гидрологических элементов. Прежде всего различны максимальные значения скоростей в стрессе течений. В Тихом океане наибольшие измеренные скорости достигают 150 см/с, в Атлантическом — 119 см/с, в Индийском — не более 60 см/с. Это различие, по-видимому, определяется, с одной стороны, разными масштабами движения (протяженность Тихого океана по экватору в 2,5 раза больше, чем Атлантического), а с другой, — различием в характере полей ветра. Экваториальные области Тихого и Атлантического океанов находятся под воздействием пассатных ветров. Вследствие этого здесь как зимой, так и летом зональные составляющие ветра имеют восточное направ-

ление. Исключение в Атлантическом океане составляют лишь западное побережье Африки и Гвинейский залив, где поле ветра формируется под воздействием африканского циклона и где преобладают слабые ветры, неустойчивые по направлению. Наличие восточного переноса во все сезоны года поддерживает систему постоянных по направлению течений и значительные их скорости.

Над Индийским океаном господствует муссонный режим ветра. Северо-восточный муссон имеет место в ноябре—марте, юго-западный— в мае—сентябре. Смена муссона происходит в апреле и октябре. Муссонная циркуляция атмосферы обуславливает севернее 8° ю. ш. правильную сезонную смену поверхностных течений. Зимой на экваторе и к северу от него наблюдается западное муссонное течение. Следовательно, в этот сезон направление поверхностных течений в экваториальной зоне соответствует их направлению в других океанах. В этот же сезон развивается поверхностное экваториальное противотечение, которое, в отличие от Тихого и Атлантического океанов, наблюдается не к северу, а к югу от экватора, между 3 и 8° ю. ш., в зоне, разделяющей муссонные и пассатные ветры.

Летом западное муссонное течение сменяется восточным, а экваториальное противотечение — слабыми и неустойчивыми течениями.

Интересно, что подповерхностное течение на экваторе, направленное на восток, наблюдается как при северо-восточном, так и при юго-западном муссоне, хотя интенсивность его различна. Наибольшего развития течение достигает в конце сезона северо-восточного муссона, т. е. в тот период, когда ветровые условия аналогичны условиям Тихого и Атлантического океанов. При юго-западном муссоне это течение выражено слабее, скорости его не превышают 50 см/с.

Имеются существенные различия и в распределении солености вод экваториальных областей океанов. В Индийском океане, так же как и в Атлантическом, внутри термоклина вдоль экватора имеет место ядро повышенной солености. Это ядро сохраняется в течение всего года и является свидетельством восточного переноса вод, соленость в нем убывает в направлении с запада на восток. Максимальная соленость в ядре течения в Индийском океане существенно меньше, чем в Атлантическом (около $35,2\%$). Источником высокой солености переносимых вдоль экватора вод являются обширные области осолоненных вод в западных частях Индийского и Атлантического океанов. В Атлантическом океане есть две такие области, расположенные к северу и к югу от экватора: одна — к югу от мыса Сан-Рок, другая — к северо-востоку от Малых Антильских островов. Максимальные значения солености здесь достигают $37,5\%$. В западной части Индийского океана максимальные значения солености, связанные с распространением южной субтропической подповерхностной воды и подповерхностной воды Аравийского моря, ниже, чем в Атлантическом, и не превышают $35,6\%$. Этим и объясняется тот факт, что соленость в ядре

подповерхностного противотечения здесь ниже, чем в ядре течения Ломоносова.

В Тихом океане ядро повышенной солености в термоклине на экваторе отсутствует. Область повышенной солености в подповерхностном слое здесь располагается к югу от экватора в центральной части океана. Наибольшие значения солености до 36,5‰ наблюдаются между 10 и 20° ю. ш. В западной части океана, где формируется течение Кромвелла, соленость имеет примерно те же значения, что и в восточной. Вследствие этого течение Кромвелла не отличается какими-либо характерными особенностями в поле солености.

Общие черты экваториальных подповерхностных течений в Тихом, Атлантическом и Индийском океанах свидетельствуют о том, что они возбуждаются и поддерживаются одними и теми же силами. Однако условия формирования этих течений в каждом океане имеют особенности, что, в свою очередь, приводит к некоторому различию в структуре течений.

В настоящее время проведены значительные исследования как у нас, так и за рубежом, посвященные теории подповерхностных экваториальных противотечений.

Основными причинами их возникновения следует признать характер атмосферной циркуляции экваториальной зоны, наличие нулевого значения отклоняющей силы вращения Земли на экваторе при значительном ее возрастании с удалением от него (β -эффект), конфигурацию берегов, рельеф дна. Определенное значение имеет и вертикальное распределение температуры и солености, которое связано с приходом и расходом тепла (тепловым балансом океана).

Районы с преобладанием приливных течений охватывают зоны шельфа океанов и окраинные моря, где скорости течения достигают 0,5—0,8 узла. В проливных зонах они могут достигать 12 узлов. В открытых районах океанов скорости приливных течений обычно не превышают 0,2—0,3 узла.

Приведенные данные о течениях Мирового океана освещают их общий режим. Конкретные значения течений в одном и том же районе подвержены значительной временной изменчивости и их можно рассматривать как случайный процесс. Поэтому для их характеристики используют аппарат теории вероятностей. Возможности такого подхода показаны выше на примере приложения теории случайных функций к расчету реальных морских течений.

§ 54. О взаимодействии процессов в океане и атмосфере

Проблема взаимодействия океана и атмосферы на современном этапе является центральной. Трудно назвать научно-исследовательские институты или кафедры высших учебных заведений, где бы не рассматривались в той или иной форме вопросы взаимодействия приводного слоя атмосферы и поверхностного слоя океана. Это взаимодействие, по-видимому, удобно разделить на динамическое и тепловое.

Вопросы динамического взаимодействия, доведенные до уровня возможностей их практического использования (ветровые волны, течения, колебания уровня) изложены выше в соответствующих главах. Более детальный анализ турбулентного (динамического) взаимодействия пограничных слоев океана и атмосферы рассмотрен в монографии С. А. Китайгородского. Поэтому в данной главе обращено основное внимание на некоторые общие аспекты указанной проблемы и в основном на тепловое взаимодействие.

Единство основных источников энергии в океане и атмосфере. Основным источником энергии в океане и атмосфере служит Солнце. Поток солнечной радиации при среднем расстоянии от Земли до Солнца приблизительно равен $1000 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$. Вследствие шарообразной формы Земли на единицу поверхности верхней границы атмосферы в среднем поступает $1/4$ часть общей величины потока, т. е. около $250 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$. Из них поверхностью Земли и атмосферой поглощается приблизительно $167 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$. При этом основная часть поступающей солнечной радиации — около $3/4$ общего количества, т. е. $126 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$, достигает поверхности Земли (71% которой занимает океан). Вследствие отражения коротковолновой радиации от поверхности Земли, составляющей в среднем 14%, земной поверхностью поглощается $108 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$. Атмосферой поглощается $59 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$.

Поверхность Земли (суши и океанов) в результате нагрева под воздействием солнечной радиации сама становится источником длинноволнового излучения, часть которого поглощается атмосферой.

Поглощение реальной атмосферы благодаря наличию в ней водяного пара, газов и пыли больше поглощения полностью прозрачной атмосферы. Длинноволновое излучение приводит одновременно к охлаждению поверхности Земли. Это охлаждение в условиях реальной атмосферы значительно меньше по сравнению с полностью прозрачной атмосферой (не содержащей водяного пара, пыли и других примесей), так как происходит частичный возврат тепла к поверхности Земли. Уменьшение длинноволнового излучения поверхностью Земли атмосферой получило название «оранжерейного эффекта». Роль защитного стеклянного покрытия оранжерей, пропускающего коротковолновую радиацию и задерживающего длинноволновую, играет в данном случае атмосфера.

Общее количество длинноволнового излучения поверхностью Земли равно $36 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$.

Теплообмен между атмосферой и поверхностью Земли не ограничивается обменом лучистой энергией. Значительное перераспределение тепла по вертикали между атмосферой и поверхностью Земли осуществляется в результате влагообмена, при котором тепло, затрачиваемое на испарение с поверхности Земли (океана), передается атмосфере при конденсации влаги ($60 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$), а также и в процессе турбулентного теплообмена ($12 \text{ ккал/см}^2 \times \text{год}$). Следовательно, за счет испарения и турбулентного теплообмена атмосфера получает около 60% всей поглощенной тепловой энергии. В мировое пространство излучается то же количество тепла, которое поступает к верхней границе атмосферы, т. е. $167 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$. Из них на излучение земной поверхности падает $36 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$, а атмосферы — $131 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$.

Наряду с перераспределением тепла в вертикальном направлении, в океане и атмосфере осуществляется значительное перераспределение тепла и в горизонтальном направлении между высокими и низкими широтами, которое связано с океанскими и воздушными течениями. Перенос тепла течениями существенно сказывается на тепловом режиме вод океана и атмосферы, проявляющемся в распределении температуры воды и воздуха. На картах аномалий температуры воды на поверхности океанов (приложение 2) четко выделяются «языки» тепла, связанные с районами теплых течений, таких, как Гольфстрим, Кюросио и др. В температурный режим атмосферы вносятся весьма существенные поправки воздушными течениями, которые наглядно демонстрируются данными табл. 38, в которой приведены средние годовые значения фактической температуры воздуха для северного и южного полушарий и солярной, т. е. температуры, которая наблюдалась бы при отсутствии воздушных течений.

Наряду с основным источником энергии для океана и атмосферы — солнечной радиацией, следует отметить и некоторые другие, которые играют заметную роль при рассмотрении некоторых процессов. К их числу следует отнести прежде всего энергию приливов, обусловленную действием сил притяжения Луны и Солнца.

Таблица 38

Сравнение фактических и солярных среднегодовых температур воздуха (град.) для различных широт

Температура	Широта, град.								
	0	10	20	30	40	50	60	70	80
Солярная	32,8	31,6	28,2	22,1	13,7	2,6	-10,9	-24,1	-32,0
Фактическая для северного полушария	26,2	26,6	25,3	20,4	14,1	5,8	-1,1	-10,7	-17,2
южного полушария	26,2	25,3	22,9	28,4	11,9	5,8	-3,4	-13,6	-27,0

В океане приливы играют заметную роль, вызывая периодические колебания уровня и периодические течения, которые сказываются на общем состоянии вод океанов и его динамике. Роль приливов в атмосфере менее существенна по сравнению с другими процессами, определяющими физическое состояние атмосферы — погоду.

Для океанов помимо энергии приливов в некоторых случаях необходимо учитывать энергию, поступающую от внутренних частей Земли. Хотя она и составляет сотые доли процента солнечной радиации, но может оказывать некоторое влияние на физическое состояние глубинных вод океана, непосредственно прилегающих ко дну.

Общность физических законов, управляющих процессам в океане и атмосфере. Океан и атмосфера характеризуются не только общностью источников энергии, но и общностью тех физических законов, которые управляют протекающими в них процессами. Как при решении задач о физическом состоянии и динамике вод океана, так и атмосферы широко используются законы термогидродинамики. Особенности приложения этих законов определяются прежде всего тем, что при изучении океанов они применяются к жидкости, которая может считаться несжимаемой, а при изучении атмосферы — к газу.

Тем не менее, сопоставляя решения тех или иных задач динамики вод океана и атмосферы, мы легко убеждаемся в единстве используемого аппарата и исходных уравнений. Действительно, основными уравнениями термогидродинамики, используемыми в океанографии и метеорологии, служат уравнения движения и уравнения неразрывности. К ним, в зависимости от поставленной задачи, добавляются уравнения статики, состояния, диффузии, теплопроводности, баланса энергии турбулентности и др.

Решение указанных уравнений применительно к водам океана в общем случае проще, чем для атмосферы. Это обусловлено прежде всего тем, что при решении некоторых океанографических задач допустимо принимать в первом приближении плотность воды постоянной. Кроме того, устойчивость процессов в океане больше,

чем в атмосфере, что позволяет принимать процессы, протекающие в океане, как установившиеся. В частности, при изложении теории волн, морских течений широко были использованы эти допущения. Напротив, при рассмотрении процессов, протекающих в атмосфере, плотность не может быть принята постоянной, а сами процессы только в редких случаях можно считать установившимися вследствие большой изменчивости физического состояния атмосферы во времени. Кроме того, исследование процессов в атмосфере усложняется фазовыми вращениями атмосферной влаги (конденсация и сублимация водяного пара). Тем не менее в развитии теории и методов прогнозов погоды достигнуты значительно большие успехи, чем в гидрологических прогнозах. Так, например, в настоящее время вошли уже в оперативную практику гидродинамические методы прогноза полей давления, ветра и температуры на различных уровнях, в то время как для океана еще нет даже удовлетворительных методов расчета, а не только прогноза полей, течений и температуры при заданных внешних условиях.

Такое положение объясняется двумя основными причинами. Первая состоит в том, что Мировой океан разделен на части континентами, наличие которых существенно усложняет решение задач динамики вод океана. Вторая, не менее важная причина, — это отсутствие подробной синхронной и систематической информации о физическом состоянии вод океана, получаемой для атмосферы с сети гидрометеорологических станций. Вполне понятно, что организация стационарной сети станций в Мировом океане, аналогичной сухопутной, задача весьма сложная. Поэтому в настоящее время стремятся организовать в более широком масштабе попутные гидрометеорологические наблюдения на судах, использовать автоматические гидрометеорологические станции и искусственные спутники Земли, увеличить число специальных океанографических судов с целью получения систематической информации о физическом состоянии вод океана и изучения процессов, происходящих в нем. Достигнуто соглашение о создании объединенной глобальной системы океанских станций — программа ОГСОС, в соответствии с которой уже начаты исследования как у нас, так и за рубежом.

Наряду с широким использованием в океанографии и метеорологии строгих методов гидро- и термодинамики в последние годы все большее применение находят методы теории вероятности. Последние, как показано выше, используются в теории турбулентности, при изучении морского волнения, течений и т. п. Следует полагать, что дальнейшее развитие теории должно строиться на разумном сочетании методов гидродинамики и теории вероятности при широко поставленных натуральных наблюдениях и лабораторных исследованиях.

Возможные пути комплексного изучения системы океан — атмосфера. В настоящее время ни у кого не возникает сомнений в необходимости комплексного изучения системы океан — атмосфера, так как обе подвижные оболочки нашей планеты, подвер-

гаясь внешним воздействиям, реагируют на них именно как единая система, обладающая к тому же способностью развивать внутри себя процессы автоколебательного типа, достигающие значительных масштабов. Поэтому за последние годы были развернуты большие экспериментальные исследования процессов, определяющих взаимодействие океана и атмосферы, и достигнуты определенные успехи в создании теории термического и динамического взаимодействия океана и атмосферы. Примером возможного подхода к теоретическому решению задачи служит модель, предложенная Д. Л. Лайхтманом, Б. А. Каганом и др. Ее основой является положение, что атмосфера и океан не изолированные среды — между ними происходит непрерывный обмен количеством движения, теплом, влагой и солями. Характер обмена на поверхности раздела океан—атмосфера определяется турбулентностью в прилегающих к поверхности раздела слоях — пограничных слоях океана и атмосферы, которые характеризуются большими вертикальными градиентами скорости. Наиболее существенной причиной возникновения пограничных слоев служит скачок плотности на границе раздела вода—воздух.

Под влиянием турбулентного воздействия воздушного потока верхний слой воды приходит в движение, которое передается в нижние слои и постепенно затухает.

Интенсивность турбулентности в обоих пограничных слоях зависит от вертикальных градиентов скорости и плотности, на которые, в свою очередь, влияет турбулентность. Поэтому в пограничных слоях атмосферы и океана нельзя считать независимыми ни распределение скорости и плотности, ни интенсивность турбулентности; их необходимо определять совместно по заданным определяющим внешним параметрам.

Такими внешними (по отношению к пограничным слоям) параметрами принимаются характеристики атмосферы на границе, отделяющей свободную атмосферу от ее пограничного слоя — геострофический ветер, температура и влажность воздуха, радиационный баланс, и характеристики вод океана на границе, отделяющей его пограничный слой от глубинных слоев, — геострофическое течение, температура и соленость.

Для каждого из рассматриваемых слоев: свободной атмосферы, пограничного слоя атмосферы, пограничного слоя моря и глубинных слоев моря составляется система уравнений гидротермодинамики, включающая уравнения движения, неразрывности, статики состояния, теплопроводности, диффузии влаги и соли, баланса энергии турбулентности и некоторые другие. Дополнительно должны быть заданы граничные условия на поверхности раздела вода—воздух. Решение системы, включающей около 30 уравнений, при заданных граничных условиях и внешних параметрах дает возможность рассчитать распределение ветра, температуры, влажности и вертикальной скорости в атмосфере, турбулентные потоки количества движения, тепла и влаги, элементы волн на поверхности моря, профили течения, температуры, солености и вертикальной скорости в море

и распределение коэффициентов турбулентности в пограничных слоях обеих сред.

Однако аналитическое решение указанной системы уравнений гидротермодинамики, описывающей взаимодействие атмосферы и океана, пока невозможно. Поэтому используют различного рода упрощенные модели, которые, естественно, обладают существенными недостатками и позволяют оценить взаимодействие атмосферы и океана пока только с качественной стороны.

Приведенный пример теоретического подхода к решению задачи взаимодействия океана и атмосферы свидетельствует, с одной стороны, о необходимости совместного решения задачи для системы океан—атмосфера, а с другой, — о больших трудностях, возникающих при этом. Поэтому в настоящее время еще остается необходимость, а во многих случаях и целесообразность, отдельного изучения процессов в океане и атмосфере. Последнее особенно ценно в тех случаях, когда исследуются детали процессов одной среды и когда влияние другой среды играет второстепенное значение или последствия этого влияния могут быть оценены заранее.

При комплексном изучении системы океан—атмосфера особое внимание должно быть уделено зоне непосредственного их контакта. В частности, большое значение имеет выявление пока еще мало изученного механизма обмена энергией и веществом через поверхность раздела сред. Следует иметь в виду, что интенсивность взаимодействия океана и атмосферы не одинакова в различных районах Мирового океана. Поэтому физические исследования взаимодействия должны сочетаться с географическими. При этом огромное значение наряду с изучением пространственной изменчивости имеет изучение временной изменчивости процессов взаимодействия сред.

Рассматривая возможные пути изучения системы океан—атмосфера, следует прежде всего указать на необходимость развития физической теории взаимодействия океана и атмосферы путем решения двухслойной задачи на основе натуральных наблюдений и лабораторных исследований. Эта теория должна позволить вскрыть механизм взаимодействия, оценить роль отдельных факторов, получить пространственные и временные закономерности изменения системы океан—атмосфера, которые могли бы явиться основой для разработки новых и существенного улучшения существующих методов прогноза состояния океана и атмосферы.

В настоящее время наиболее разработанным вопросом взаимодействия океана и атмосферы является вопрос об их тепловом взаимодействии. Он нашел свое выражение в учении о тепловом балансе океана и атмосферы.

§ 55. Тепловой баланс океана и атмосферы

Тепловой баланс определяется уравнением, состоящим из суммы составляющих, характеризующих приход и расход тепла в океане и атмосфере. Это уравнение представляет частную форму одного из основных физических законов — закона сохранения энергии.

Уравнение теплового баланса обычно составляется для вертикального столба с единичной площадью основания, проходящего через всю толщу атмосферы и включающего верхние слои океана или континента до глубин, на которых практически уже не ощущаются сезонные и суточные колебания температуры. Эти верхние слои называют деятельным слоем океана или суши соответственно. Указанное уравнение характеризует тепловой баланс системы Земля—атмосфера.

Уравнение теплового баланса может быть составлено и для части указанного столба, пересекающего либо только атмосферу, либо деятельный слой океана или суши. В этом случае получим соответственно уравнения теплового баланса атмосферы, поверхности океана и поверхности суши.

Анализ величин, определяющих приход и расход тепла в атмосфере и в деятельном слое океана (суши), показывает, что при рассмотрении средних годовых величин составляющих теплового баланса основными из них являются радиационный поток (баланс) тепла — R , турбулентный поток тепла между подстилающей поверхностью (поверхностью океана или суши) и атмосферой — P , поток тепла между подстилающей поверхностью и нижележащими слоями — A и затраты тепла на испарение (или выделение тепла при конденсации) — LE (L — скрытая теплота испарения, E — скорость испарения или конденсации). Тогда уравнение теплового баланса для поверхности океана или суши можно представить в виде

$$R = LE + P + A. \quad (10.1)$$

Радиационный баланс представляет разность поглощенной земной поверхностью солнечной радиации и эффективного излучения. Эффективное излучение определяется как разность между собственным длинноволновым излучением поверхности Земли и встречным длинноволновым излучением атмосферы

$$R = (Q + q)(1 - \alpha) - I, \quad (10.2)$$

где Q — сумма прямой солнечной радиации, q — сумма рассеянной радиации, α — альbedo (отношение отраженной подстилающей поверхностью солнечной радиации к падающей на нее), I — эффективное излучение.

Величина $(Q + q)$ определяет суммарную радиацию.

В уравнении (10.1) величина R считается положительной, если она характеризует приход тепла к подстилающей поверхности, а все остальные величины — положительными, если они характеризуют расход тепла. В этом уравнении не учтены члены теплового баланса, характеризующие расход тепла на таяние льдов и снега на земной поверхности (на поверхности океана и суши) и соответственно приход тепла от замерзания воды D . Это вполне понятно, так как при рассмотрении среднего годового теплового баланса количество тепла, затрачиваемое на таяние льдов в океане в теплую половину года, компенсируется выделением тепла в холодную половину года, и поэтому $D = 0$. Среднемесячные величины количества

тепла, связанного с таянием или образованием льда, легко определяются умножением приращения толщины льда за месяц на скрытую теплоту плавления, равную 80 кал/грамм. Для поверхности суши тепло, затрачиваемое на таяние снега, не компенсируется в холодную погоду года. Однако для среднегодовых значений составляющая для поверхности суши значительно меньше остальных составляющих теплового баланса. Поэтому тепло, затрачиваемое на таяние снега, следует учитывать только для периодов снеготаяния в полосе средних и высоких широт.

Составляющая теплового баланса A , характеризующая теплообмен поверхности океана (суши) с нижележащими глубинными слоями, может быть представлена как сумма

$$A = B + F, \quad (10.3)$$

где B — изменение теплосодержания рассматриваемого вертикального столба воды (суши); F — горизонтальный турбулентный и адвективный теплообмен вертикального столба воды (суши) с окружающим пространством.

Для суши величина F , как правило, незначительна вследствие малых значений горизонтальных градиентов температуры в почве, что позволяет принять $A = B$.

Для отдельных участков океанов и морей величина F играет существенную роль, так как в этом случае возможно перераспределение значительного количества тепла в горизонтальном направлении вследствие действия течений, а также и вследствие горизонтального турбулентного обмена.

Изменение теплосодержания B вертикального столба, проходящего через деятельный слой океана (суши), можно рассматривать как результат действия всех рассмотренных выше составляющих уравнения теплового баланса. Поэтому величину B называют также тепловым балансом океана (суши). Она определяет изменения температуры деятельного слоя океана (суши).

Обозначим толщину деятельного слоя через H , а изменение его температуры за рассматриваемый отрезок времени через Δt . Тогда можно записать

$$B = c\rho H \Delta t, \quad (10.4)$$

где c — теплоемкость воды (суши); ρ — плотность воды (суши).

Средние месячные значения величины B могут быть определены из уравнения теплового баланса (10.1) с учетом (10.3). Тогда по формуле (10.4) можно рассчитать и среднемесячные изменения температуры деятельного слоя для всего года.

Наоборот, зная среднемесячные температуры деятельного слоя (годовой ход), можно рассчитать и изменения его теплосодержания B по (10.4).

В практике океанографических расчетов формула (10.4) зачастую используется именно для расчета изменения теплосодержания B по известному годовому ходу температуры деятельного слоя столба воды. Тогда, определив одновременно из уравнения (10.1)

величину A , можно рассчитать [с учетом (10.3)] величину F , которая пока только в редких случаях поддается непосредственному расчету.

При определении среднего годового теплового баланса $B=0$, и поэтому для суши $A=0$, а для океана $A=F$. Если же определять средний годовой баланс всего Мирового океана в целом, то F также равно нулю и уравнение (10.1) примет простой вид

$$R = LE + P. \quad (10.5)$$

Для любого отрезка времени уравнения теплового баланса можно представить в следующем виде:

для суши

$$R = LE + P + D + B, \quad (10.6)$$

для районов океана с льдообразованием

$$R = LE + P + D + B + F, \quad (10.7)$$

для незамерзающих районов океана

$$R = LE + P + F + B. \quad (10.8)$$

В приведенных уравнениях теплового баланса не учтены такие составляющие, как потоки тепла от диссипации энергии, ветровых

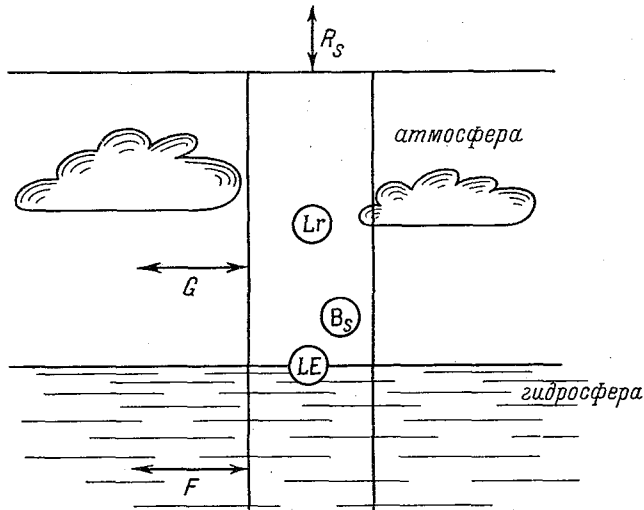


Рис. 10.1. Схема теплового баланса системы Земля—атмосфера.

волн, приливов, течений, от внутренних частей Земли и др., которые существенно меньше основных составляющих уравнения теплового баланса.

Для составления уравнения теплового баланса системы Земля—атмосфера необходимо рассмотреть приход и расход тепла в вертикальном столбе, проходящем через атмосферу и деятельный слой океана или суши (рис. 10.1).

Теплообмен между рассматриваемым столбом и мировым пространством характеризуется ее радиационным балансом R_s , определяемым соотношением

$$R_s = Q_s(1 - \alpha_s) - I_s, \quad (10.9)$$

где Q_s — прямая солнечная радиация, приходящая на внешнюю границу атмосферы; α_s — альbedo системы Земля—атмосфера; I_s — суммарное длинноволновое излучение в мировое пространство.

Величина R_s считается положительной, когда она характеризует приход тепла к системе Земля—атмосфера.

Приток тепла снизу практически можно принять равным нулю, так как столб взят до глубин, на которых температура воды практически не изменяется.

Приток тепла через боковые стенки столба определяется действием горизонтального переноса (течений) в атмосфере и океане (гидросфере). Разность прихода и расхода тепла вследствие атмосферных течений изображена на рис. 10.1 стрелкой C , а вследствие океанических течений — стрелкой F .

Кроме теплообмена через поверхность столба необходимо учесть внутренние источники тепла, связанные с конденсацией и испарением влаги.

Приход тепла от конденсации влаги в атмосфере приближенно может быть принят равным произведению скрытой теплоты парообразования L на сумму осадков r . Расход тепла на испарение с поверхности водоемов, почвы и растительного покрова равен LE , где E — скорость испарения. Общее влияние конденсации и испарения на тепловой баланс столба можно приближенно охарактеризовать величиной $L(E - r)$.

Тогда уравнение теплового баланса системы Земля—атмосфера запишется в форме

$$R_s - [C + F + L(E - r)] = B_s, \quad (10.10)$$

где B_s — изменение теплосодержания рассматриваемого столба, проходящего через атмосферу и деятельный слой океана (суши).

Все члены, стоящие в квадратных скобках, считаются положительными, если они характеризуют расход тепла.

Для среднего годового периода величина B_s практически может быть принята равной нулю, и уравнение (10.10) принимает вид

$$R_s = C + F + L(E - r). \quad (10.11)$$

Для суши, где величина F близка к нулю, уравнение имеет еще более простую форму

$$R_s = C + L(E - r). \quad (10.12)$$

Для всего земного шара в целом и среднего годового периода

$$E = r, \text{ а } F = C = 0,$$

поэтому уравнение (10.10) приобретает наиболее простую форму

$$R_s = 0. \quad (10.13)$$

Уравнение теплового баланса атмосферы можно получить как разность уравнений теплового баланса системы Земля—атмосфера (10.10) и земной поверхности (10.1) с учетом (10.3)

$$R_s - R = [C + F + L(E - r) + B_s] - \\ - [F + LE + P + B],$$

или

$$R_s - R = C - Lr - P + (B_s - B).$$

Разность $R_s - R = R_a$ характеризует радиационный баланс атмосферы, а разность $B_s - B = B_a$ — изменение теплосодержания в атмосфере. Поэтому уравнение теплового баланса атмосферы примет вид

$$R_a = C - Lr - P + B_a. \quad (10.14)$$

Для среднего годового периода получим

$$R_a = C - Lr - P. \quad (10.15)$$

В настоящее время материалы непосредственных наблюдений над составляющими теплового баланса весьма ограничены даже для районов суши, где ведутся на многих станциях систематические актинометрические наблюдения. При этом наблюдения ведутся в основном над радиационным балансом и его составляющими.

Поэтому для изучения пространственного распределения составляющих теплового баланса применяются косвенные методы расчета, основанные на использовании данных наблюдений за основными гидрометеорологическими элементами: температурой, влажностью воздуха, облачностью, ветром и другими.

Однако следует иметь в виду, что эти методы в большей мере разработаны применительно к климатологическим расчетам составляющих теплового баланса, т. е. для больших периодов осреднения (многолетних, годовых и месячных). По методике расчетов составляющих теплового баланса за короткие периоды выполнены только отдельные частные исследования. Поэтому ниже рассматриваются только применяемые методы климатологических расчетов составляющих теплового баланса. Учитывая большое число формул, предложенных для расчета составляющих теплового баланса, будем придерживаться методики, разработанной в Главной геофизической обсерватории и использованной при составлении Атласа теплового баланса земного шара.

Радиационный баланс. Из формулы (10.2) следует, что радиационный баланс определяется как разность поглощенной радиации подстилающей поверхностью $(Q + q)(1 - \alpha)$ и эффективного излучения I . В связи с этим при его расчетах необходимо знать суммарную радиацию $(Q + q)$, альбедо подстилающей поверхности α и эффективное излучение I .

В исследованиях ГГО для расчета суммарной радиации при составлении Атласа теплового баланса (1955) была принята формула

$$(Q + q) = (Q + q)_0 [1 - (1 - k)n], \quad (10.16)$$

где $(Q+q)_0$ — суммарная радиация при отсутствии облачности, называемая возможной радиацией; k — отношение действительной радиации при сплошной облачности и возможной; n — общая облачность в долях единицы (при отсутствии облаков $n=0$, при сплошной облачности $n=1$).

Более поздние исследования, проведенные при подготовке Атласа теплового баланса земного шара (1963), позволили уточнить эту формулу и представить ее в виде

$$(Q+q) = (Q+q)_0 (1 - an - bn^2), \quad (10.17)$$

где a и b — некоторые коэффициенты.

Для определения возможной радиации были использованы многолетние наблюдения над суммарной радиацией для станций, расположенных в различных широтных зонах. Для станций, расположенных в заданной широтной зоне, строились графики, на которых по оси абсцисс откладывались дни года, а по оси ординат — соответствующие значения суммарной радиации. Точки на графиках располагались внутри определенных областей с достаточно четко выраженной верхней границей. Очевидно, что верхние точки на этих графиках относились к дням с наибольшей суммарной радиацией, т. е. к ясным дням. Поэтому, проводя плавную кривую через верхние точки, можно получить годовой ход величин суммарной радиации при безоблачном небе (возможная радиация).

Рассчитанные значения суммарной радиации при безоблачном небе $(Q+q)_0$ в кал/см²·сут. для различных широт приведены в табл. 39.

Таблица 39

Возможные суммы тепла суммарной радиации (по Т. Г. Берлянд)

φ°	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
90 с. ш.	0	0	4	328	720	856	780	424	78	0	0	0
80	0	0	69	354	706	828	754	439	140	15	0	0
70	0	51	198	430	675	774	700	480	248	90	16	0
60	58	142	325	526	684	753	703	550	371	200	85	37
50	159	270	438	608	729	780	742	628	474	318	190	131
40	290	402	538	668	759	790	772	687	559	433	318	260
30	410	509	613	703	763	780	771	716	628	530	430	378
20	511	590	663	710	740	750	743	716	673	608	530	484
10	595	650	695	698	696	692	694	698	698	661	610	575
0	666	688	707	672	635	618	627	660	698	696	672	656
10 ю. ш.	722	715	694	631	567	535	550	602	670	705	717	726
20	762	726	660	566	485	442	464	531	622	690	746	774
30	787	718	611	489	392	348	366	447	558	662	760	810
40	792	680	540	401	287	241	265	350	482	616	752	830
50	779	622	454	302	178	125	150	241	393	547	720	824
60	743	548	353	184	79	32	52	124	280	464	690	804
70	742	469	240	74	4	0	0	32	165	375	688	820
80	792	420	140	0	0	0	0	0	69	318	721	856
90	820	404	56	0	0	0	0	0	0	296	742	886

Данные таблицы получены по наблюдениям континентальных станций и справедливы для суши. Но так как в океанах стационарных пунктов с актинометрическими наблюдениями нет, то не только эти выводы, но и все другие, связанные с расчетами элементов теплового баланса и полученные из наблюдений на сухопутных станциях, распространяют и на океаны. Как показывают некоторые сравнения данных для континентов и океанов, при расчетах климатических характеристик составляющих теплового баланса и осреднениях за большие периоды такое распространение выводов с континента на океан может быть признано допустимым.

Значения коэффициентов k , a и b , входящих в (10.16) и (10.17), учитывающих влияние облачности на суммарную радиацию, также рассчитываются по данным актинометрических наблюдений континентальных станций, расположенных в различных широтных зонах, и распространяются на океаны. Оказалось, что параметр b практически может быть принят постоянным и равным 0,38. Средние годовые величины коэффициента k и параметра a , осредненные для различных широт φ , приведены в табл. 40.

Таблица 40

Среднеширотные значения коэффициентов k и a (по Т. Г. Берлянд)

φ°	0	10	20	30	40	50	60	70	75
k	0,35	0,34	0,33	0,32	0,33	0,36	0,40	0,50	0,55
a	0,38	0,40	0,37	0,36	0,38	0,40	0,36	0,18	0,16

Приведенная методика расчета суммарной радиации учитывает влияние изменений прозрачности атмосферы, изменений средних высот и формы облаков только как широтные факторы (через широтные изменения величин $(Q+q)_0$, a и k). При расчете коэффициентов a и k не учитывается их годовой ход. Поэтому ее следует считать схематичной и пригодной главным образом для расчетов распределения суммарной радиации над большими акваториями, масштаба континентов и океанов. При расчетах суммарной радиации для ограниченных районов суши, морей или частей океанов требуется установление региональных значений исходных величин, которые позволили бы учесть физико-географические особенности соответствующего района. Более того, как показали результаты обработки наблюдений над прозрачностью облаков в океане, выполненной Б. Н. Егоровым, облака над океанами оказываются более прозрачными, чем над сушей. Естественно, это не может не оказать влияния на величины суммарной радиации, рассчитываемые по данным наблюдений континентальных станций. Суммарная радиация над океанами при однотипной облачности оказывается выше.

Некоторые различия отмечаются и в величинах суммарной радиации между результатами расчетов автора, выполненных на

материалах непосредственных актинометрических наблюдений, проведенных при плавании в северной части Индийского океана в зимний сезон, и приводимых в Атласе теплового баланса. По данным Атласа для декабря месячные суммы тепла для указанного района составляют 12—14 ккал/см²·мес., тогда как по нашим расчетам они равны 13—15 ккал/см²·мес.

Приведенные примеры свидетельствуют о необходимости проведения массовых и систематических актинометрических наблюдений в океанах.

Суммарная радиация, достигшая подстилающей поверхности, испытывает частичное отражение от этой поверхности. Величина отраженной радиации $Q_{отр}$ может быть рассчитана по данным наблюдений за альбедо различных поверхностей.

Альбедо (α) представляет отношение отраженной радиации к падающей на данную поверхность, т. е.

$$\alpha = \frac{Q_{отр}}{(Q + q)}$$

Альбедо суммарной радиации зависит от высоты Солнца и облачности.

С увеличением облачности зависимость альбедо от высоты Солнца уменьшается. Это объясняется тем, что рост облачности уменьшает прямую солнечную радиацию, альбедо которой в большой степени зависит от высоты Солнца, и увеличивает рассеянную радиацию, альбедо которой практически не зависит от высоты Солнца.

Особенно велика зависимость альбедо суммарной радиации от высоты Солнца для поверхности океана. В табл. 41 приведены значения альбедо поверхности моря в процентах для суммарной радиации по данным различных авторов.

Таблица 41

Зависимость альбедо суммарной радиации (%) от высоты Солнца для поверхности океана (моря)

Автор	Высота Солнца, град.								
	0	5	10	20	30	40	50	60	70
Шулейкин	100	43	24	14	10	8	6	4	3
Свердруп	97	40	25	12	6	4	3	3	3
Егоров	98	40	23	13	8	5	4	4	3

Вследствие большой изменчивости альбедо поверхности моря от высоты Солнца при климатических расчетах радиационного баланса удобнее пользоваться ее осредненными значениями для различных широт. Эти значения для различных широт северного полушария по месяцам приведены в табл. 42. Эти данные могут быть использованы и при расчетах радиации, поглощаемой поверхно-

стью моря, и для южного полушария с учетом соответствующего изменения времени года.

Таблица 42

Среднемесячные величины альbedo поверхности океана для различных широт (по Л. И. Зубенюк)

φ°	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
70 с. ш.	—	0,23	0,16	0,11	0,09	0,09	0,09	0,10	0,13	0,15	—	—
60	0,20	0,16	0,11	0,08	0,08	0,07	0,08	0,09	0,10	0,14	0,19	0,21
50	0,16	0,12	0,09	0,07	0,07	0,06	0,07	0,07	0,08	0,11	0,14	0,16
40	0,11	0,09	0,08	0,07	0,06	0,06	0,06	0,06	0,07	0,08	0,11	0,12
30	0,09	0,08	0,07	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,07	0,08	0,09
20	0,07	0,07	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,07	0,07
10	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,07
0	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06

Альbedo поверхностей суши в среднем больше, чем водной поверхности, но зависимость ее от высоты Солнца меньше. Поэтому при климатических расчетах средние значения альbedo принимаются одинаковыми для различных широт и времени года. Эти значения приведены в табл. 43.

Таблица 43

Средние величины альbedo для основных видов естественных поверхностей суши (по Л. И. Зубенюк)

Вид поверхности	Альbedo
Устойчивый снежный покров в высоких широтах (более 60°)	0,80
То же в умеренных (меньше 60°)	0,70
Лес при устойчивом снежном покрове	0,45
Неустойчивый снежный покров весной	0,38
То же осенью	0,50
Лес при неустойчивом снежном покрове весной	0,25
То же осенью	0,30
Степь и лес в период между сходом снежного покрова и переходом средней суточной температуры воздуха через 10° С	0,13
То же тундра	0,18
Тундра, степь, лиственный лес в период от весеннего перехода температуры воздуха через 10° С до появления снежного покрова	0,18
То же хвойный лес	0,14
Леса, сбрасывающие листву в сухое время года, саванны, полупустыни в сухое время года	0,24
То же во влажное время года	0,18
Пустыни	0,28

В формулу радиационного баланса (10.2) наряду с рассмотренными величинами и суммарной и отраженной радиацией,

определяющими коротковолновую часть радиации (с длиной волны менее 3,0 мкм) входит эффективное излучение I , характеризующее длинноволновое излучение подстилающей поверхности и атмосферы (с длиной волны более 3,0 мкм).

Эффективное излучение представляет разность между тепловым излучением подстилающей поверхности и противоизлучением атмосферы.

Собственное излучение всякого тела в пустоте, в том числе подстилающей поверхности и атмосферы, в соответствии с законом Стефана—Больцмана равно $S\sigma T^4$ кал/см²·мин, где T — абсолютная температура тела; σ — постоянная Стефана—Больцмана, равная $8,14 \cdot 10^{-11}$; S — коэффициент, характеризующий отклонение излучения данной поверхности от излучения черного тела.

Для большинства естественных поверхностей $S = 0,85 \div 1,00$. Так как излучение подстилающей поверхности происходит не в пустоту, то значительная часть потока длинноволновой радиации, излучаемой подстилающей поверхностью, компенсируется противоизлучением атмосферы, которое главным образом зависит от содержания водяного пара, температуры воздуха и облачности.

Для климатологических расчетов эффективного излучения используется формула

$$I = I_0(1 - cn) + \delta I, \quad (10.18)$$

где I_0 — эффективное излучение при безоблачном небе, n — средняя облачность в долях единицы, c — коэффициент, зависящий от физических свойств облаков, среднеширотные значения которого представлены в табл. 44, δI — поправка к эффективному излучению, определяемая разностью температур подстилающей поверхности и воздуха.

Таблица 44

Значения коэффициента c (по М. Е. Берлянду)

Широта, град.	75	70	60	50	40	30	20	10	0
c	0,82	0,80	0,76	0,72	0,68	0,63	0,59	0,55	0,50

Среднемесячные значения эффективного излучения при безоблачном небе I_0 могут быть рассчитаны в зависимости от температуры воздуха T_a (в абсолютной шкале) и упругости водяного пара e (в миллибарах) по формуле М. Е. Берлянда

$$I_0 = S\sigma T_a^4 (11,7 - 0,30e) \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{месяц}. \quad (10.19)$$

Результаты расчета по формуле (10.19) при $S = 0,95$ представлены в табл. 45.

Поправку δI на разность температур деятельной поверхности T_{Π} и воздуха T_a можно представить в виде

$$\delta I = 4S\sigma T_a^3 (T_{\Pi} - T_a). \quad (10.20)$$

Таблица 45

Эффективное излучение при безоблачном небе,
ккал/см² · мес. (по М. Е. Берлянду)

Температура воздуха, °С	Влажность воздуха, мб										
	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	25
40	8,4	8,0	7,7	7,3	7,0	6,6	6,3	6,0	5,6	5,3	4,4
30	7,4	7,0	6,8	6,4	6,1	5,8	5,5	5,2	4,9	4,6	3,9
20	6,4	6,1	5,9	5,6	5,4	5,1	4,8	4,6	4,3	4,0	3,4
10	5,6	5,4	5,2	4,9	4,7	4,4					
0	4,8	4,6	4,4								
-10	4,2										
-20	3,6										

Для океана температура поверхности воды $T_{\text{п}}$ может быть взята по результатам непосредственных наблюдений. Для суши надежных данных по температуре подстилающей поверхности нет. Поэтому величина δI определяется косвенным путем из уравнения теплового баланса.

Приведенные формулы расчета эффективного излучения могут быть использованы для определения его климатологических величин. Расчеты эффективного излучения за короткие периоды требуют уточнения значений коэффициента s для различных форм облачности, учета вертикальных градиентов температуры и влажности воздуха.

Величины радиационного баланса (по Будыко и др.) даны в приложении 18.

Турбулентный¹ теплообмен подстилающей поверхности с атмосферой: Вследствие отсутствия прямых измерений теплообмена подстилающей поверхности с атмосферой он определяется косвенным методом по данным наблюдений над температурой подстилающей поверхности и ветром.

Дифференциальная формула вертикального турбулентного потока тепла в приземном слое воздуха имеет вид

$$P = -\rho c_p k \frac{\partial T_a}{\partial z}, \quad (10.21)$$

где k — коэффициент турбулентного обмена; $\frac{\partial T_a}{\partial z}$ — вертикальный градиент температуры воздуха. Остальные обозначения прежние.

Если принять температуру воздуха на уровне подстилающей поверхности равной $T_{\text{п}}$, а на высоте z равной T_a , то после интегрирования уравнения (9.21) по вертикали от 0 до z получим

$$P = \rho c_p D (T_{\text{п}} - T_a), \quad (10.22)$$

¹ В. С. Самойленко называет такого рода обмен контактным.

где $D = \frac{1}{\int_0^z \frac{dz}{k}}$ — интегральная характеристика условий верти-

кального турбулентного обмена, называемая коэффициентом внешней диффузии.

При расчетах турбулентного теплообмена удобнее пользоваться формулой (10.22), так как входящий в нее коэффициент внешней диффузии D имеет определенные преимущества по сравнению с коэффициентом турбулентного обмена k :

1) мало меняется в зависимости от уровня, на котором измеряется температура воздуха, если этот уровень больше 1 м;

2) меньше зависит от стратификации атмосферы, чем коэффициент турбулентного обмена. Тем не менее над сушей в теплое время года он имеет заметный суточный ход. При среднесуточных значениях коэффициента внешней диффузии в теплое время года 0,6—0,7 см/с, в дневное время он имеет порядок 1,0—1,5 см/с.

3) над океанами он значительно изменяется в зависимости от изменений скорости ветра. В условиях суши эта изменчивость меньше, что позволяет при климатических расчетах турбулентного теплообмена над сушей пользоваться средними значениями коэффициента внешней диффузии. Над океаном, даже при расчетах среднего турбулентного обмена за длительный период, необходимо учитывать зависимость D от скорости ветра.

При расчетах турбулентного теплообмена над сушей по формуле (10.22) кроме определения коэффициента D возникают трудности определения температуры подстилающей поверхности $T_{\text{п}}$ вследствие отсутствия надежных данных наблюдений. Поэтому турбулентный теплообмен над сушей при климатологических расчетах определяется из уравнения теплового баланса по формуле

$$P = R - LE - A.$$

Расчеты турбулентного теплообмена за короткие периоды ведутся либо по формуле (10.22) при наличии надежных наблюдений над температурой почвы, либо по специальным формулам, связывающим турбулентный теплообмен с разностью температур и скоростью ветра на определенных уровнях и температурой поверхности почвы, измеряемой ртутными термометрами.

Климатологические расчеты турбулентного теплообмена над океаном значительно упрощаются благодаря возможности использования данных измерений температуры поверхности воды. Последние исследования показали возможность использования при расчетах турбулентного теплообмена над океаном простого соотношения

$$P = c_p a \omega (T_{\text{п}} - T_a), \quad (10.23)$$

где ω — скорость ветра, a — коэффициент пропорциональности, не зависящий от скорости ветра.

По новым данным величина коэффициента a равна $2,5 \times 10^{-6}$ г/см³ (при использовании обычных судовых наблюдений над скоростью ветра и температурой воздуха). Характеристики турбулентного теплообмена (по Будыко и др.) даны в приложении 19.

Затраты тепла на испарение. Затрата тепла на испарение LE равна произведению скрытой теплоты испарения L на величину (скорость) испарения E .

Скрытая теплота испарения может быть рассчитана по формуле

$$L = 597 - 0,56T_{\text{п}}, \quad (10.24)$$

где $T_{\text{п}}$ — температура поверхности воды.

Надежных наблюдений над скоростью испарения даже с водоемов нет. Поэтому затраты тепла на испарение определяются косвенным путем по данным массовых гидрометеорологических наблюдений. Проведенные многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что при климатологических расчетах для больших водных акваторий скорость испарения достаточно хорошо определяется формулой

$$E = a\omega(q_n - q); \quad (10.25)$$

где a — коэффициент пропорциональности, равный $2,5 \cdot 10^{-6}$ г/см³, ω — скорость ветра, $(q_n - q)$ — дефицит влажности, рассчитываемый по температуре поверхности воды $T_{\text{п}}$, q_n — удельная влажность насыщенного воздуха при температуре поверхности воды, q — фактическая удельная влажность воздуха на уровне судовых наблюдений.

Расчеты величин испарения с поверхности суши оказываются значительно сложнее. Тщательный теоретический анализ и экспериментальные исследования показывают, что испарение с поверхности суши зависит не только от внешних метеорологических условий (скорости ветра и дефицита влажности), но и от режима влажности почвы и тепла (радиационного баланса).

Затраты тепла на испарение (по Будыко и др.) даны в приложении 20.

Теплообмен между деятельной поверхностью и нижележащими слоями. Как было отмечено выше, для суши теплообмен между деятельной поверхностью и нижележащими слоями A (теплооборот в почве) определяется изменением теплосодержания B в деятельном слое. Поэтому, имея данные по температуре почвы на различных глубинах во всем деятельном слое и теплоемкость почвы, можно рассчитать величину $A = B$ по формуле (10.4).

Расчет теплооборота в океанах и морях значительно сложнее, чем в почве, вследствие существенного влияния горизонтального переноса тепла течениями и отсутствия необходимых исходных данных для расчетов вертикального распределения течений и температуры воды. Поэтому для морей и океанов величина теплооборота A определяется для годового периода как разность радиационного баланса и суммы затраты тепла на испарение и турбулентный

теплообмен, т. е. как остаточный член теплового баланса. При наличии данных о годовом ходе температуры деятельного слоя, как отмечено выше, из A может быть выделена величина F .

Результаты расчета теплового баланса. Расчеты составляющих теплового баланса для всего земного шара были выполнены в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова под руководством М. И. Будыко.

В табл. 46 даны средние широтные величины составляющих теплового баланса поверхности Земли по широтным зонам в ккал/см² · год.

Т а б л и ц а 46

Средние широтные величины составляющих теплового баланса поверхности Земли по широтным зонам в ккал/см² · год (по М. И. Будыко и др.)

Широты, град.	Океаны				Суша			Земля			
	R	LE	P	A	R	LE	P	R	LE	P	A
70—60 с.	23	33	16	—26	20	14	6	21	20	9	—8
60—50	29	39	16	—26	30	19	11	30	28	13	—11
50—40	51	53	14	—16	45	24	21	48	38	17	—7
40—30	83	86	13	—16	60	23	37	73	59	23	—9
30—20	113	105	9	—1	69	20	49	96	73	24	—1
20—10	119	99	6	14	71	29	42	106	81	15	10
10—0	115	80	4	31	72	48	24	105	72	9	24
0—10 ю.	115	84	4	27	72	50	22	105	76	8	21
10—20	113	104	5	4	73	41	32	104	90	11	3
20—30	101	100	7	—6	70	28	42	94	83	15	—4
30—40	82	80	8	—6	62	28	34	80	74	11	—5
40—50	57	55	9	—7	41	21	20	56	53	9	—6
50—60	28	31	10	—13	31	20	11	28	31	10	—13
Земля в целом	82	74	8	0	49	25	24	72	59	18	0

В приложениях 10—12 приведено географическое распределение радиационного баланса, затрат тепла на испарение и турбулентный теплообмен в ккал/см² · год (по Будыко и др.).

Данные таблицы и приложений показывают сходство по форме широтного распределения радиационного баланса на суше и океанах. Максимальные значения радиационного баланса наблюдаются в тропиках. Однако разность значений радиационного баланса между океаном и сушей возрастает от полюсов к тропической зоне, где она становится наибольшей. Одной из причин такой закономерности является увеличение среднего альбедо водной поверхности с ростом широты.

Средние широтные величины затрат тепла на испарение над сушей имеют главный максимум на экваторе, который сменяется уменьшением величин испарения в широтах пояса высокого давления. Для океанов, наоборот, максимум затрат тепла на испарение отмечается именно в поясах высокого давления.

Среднеширотные величины турбулентного теплообмена над океанами закономерно возрастают с увеличением широты. Над сушей эти величины максимальны в поясах высокого давления, несколько понижены у экватора и резко убывают в высоких широтах.

Перенос тепла течениями в основном осуществляется из зоны 20° с. ш. и 20° ю. ш. в более высокие широты.

Наибольший расход этого тепла происходит в зоне 50—70° с. ш., где действуют мощные теплые течения.

В последней строке табл. 46 приведены значения теплового баланса для всех континентов, Мирового океана и Земли в целом. Из этих данных следует, что над океанами 90% тепла радиационного баланса расходуется на испарение и только 10% — на непосредственное турбулентное нагревание атмосферы. Над сушей расходы тепла на испарение и турбулентный теплообмен равнозначны. Для всей Земли расход на испарение составляет 82% радиационного баланса, а на турбулентный теплообмен — 18%.

Представляет интерес рассмотреть величины составляющих теплового баланса для отдельных континентов и океанов. Эти данные приведены в табл. 47.

Таблица 47

Величины составляющих теплового баланса для отдельных континентов и океанов в ккал/см²·год (по М. И. Будыко и др.)

Континенты и океаны	<i>R</i>	<i>LE</i>	<i>P</i>
Европа	39	24	15
Азия	47	22	25
Африка	48	26	42
Северная Америка	40	23	17
Южная Америка	70	45	25
Австралия	70	22	48
Атлантический океан	82	72	8
Тихий океан	86	78	8
Индийский океан	85	77	7

Обращает на себя внимание близость значений составляющих теплового баланса для океанов и почти полное совпадение сумм затрат тепла на испарение и турбулентный теплообмен с величинами радиационного баланса. Последнее означает, что теплообмен между океанами в результате действия морских течений существенно не влияет на тепловой баланс каждого океана в целом.

Над континентами Европы, Северной и Южной Америки большая часть тепла радиационного баланса расходуется на испарение. Для Азии, Африки и Австралии характерно обратное соотношение, т. е. преобладание расхода на турбулентный теплообмен с атмосферой, соответствующее сухим климатическим условиям этих континентов.

§ 56. Влияние океана на климат и погоду

Приведенные выше расчеты составляющих теплового баланса показывают, что с единицы поверхности океана передается атмосфере в результате испарения и турбулентного теплообмена примерно вдвое больше тепла, чем с единицы поверхности суши. Если учесть к тому же, что поверхность океана занимает 71% всей поверхности Земли, то становится совершенно ясной та огромная роль, которую играет океан в формировании климата и погоды.

Океан как аккумулятор тепла. Океан по праву называют аккумулятором тепла. Поглощая огромные количества тепла в теплый период, он постепенно расходует его в холодный, снабжая энергией атмосферу. Аккумулятивная способность океана в отличие от континентов определяется физическими свойствами воды (гл. II) и прежде всего ее теплоемкостью и подвижностью. Благодаря процессам перемешивания (гл. II) тепло, поступающее к поверхности моря от Солнца, распределяется в большой толще воды (от нескольких десятков до сотен метров), что в сочетании с большой теплоемкостью воды (0,92 кал/гр·град) способствует медленному повышению температуры воды. Те же причины благоприятствуют медленному охлаждению поверхности океана в холодный период. Вследствие этого годовой ход температуры поверхности океана, как показано в гл. II, а соответственно и температуры воздуха над ним в десятки раз меньше, чем поверхности суши.

Поверхность суши, имеющая теплоемкость в три-четыре раза меньше теплоемкости воды и малую теплопроводность, прогревается в теплую часть года только до небольших глубин (порядка метров). Поэтому ее температура, а соответственно и температура воздуха над ней значительно возрастают. В холодную часть года вследствие тех же причин происходит интенсивное охлаждение поверхности суши, что обуславливает и низкие температуры воздуха над сушей в умеренных широтах, достигающие нескольких десятков градусов.

Таким образом, вследствие различия свойств поверхности океана и суши создается разность температур воздуха над океаном и континентом. Летом воздух над океаном холоднее, чем над сушей (на одних и тех же широтах), а зимой наоборот. Разность температур воздуха обуславливает и разность давления над океаном и континентом. Летом давление над океаном выше, чем над сушей, что создает движение воздуха с моря на сушу — летний муссон. Зимой, наоборот, потоки воздуха устремляются с суши, где температура ниже, а давление выше, на море — зимний муссон.

Количество тепла, переносимого с океана на континенты вследствие муссонной циркуляции, оказывается соизмеримым с количеством тепла, переносимым воздушными течениями из низких широт в высокие (вследствие зональной циркуляции).

Академиком Шулейкиным были произведены расчеты количества тепла, поступающего на территорию СССР с океанов в на-

правлении СЗ → ЮВ и З → В. Эти расчеты показали, что через 1 см береговой черты переносится за год в направлении СЗ → ЮВ $4,5 \cdot 10^{12}$ кал, а в направлении З → В $3,7 \cdot 10^{12}$ кал. Годовой ход потоков тепла с океана в направлении СЗ → ЮВ представлен на рис. 10.2 кривой Φ_1 . На том же рисунке кривая Φ_2 характеризует годовой ход меридиональных потоков тепла, обусловленных различием теплового баланса по широтам (зональный перенос). Как видно на рисунке, муссонные потоки тепла в зимний период достигают более $1 \cdot 10^{12}$ кал/см² · мес. на один погонный см береговой черты, в то время как зональные потоки тепла характеризуются величинами 0,6—0,85 кал/см² · мес.

Различия в тепловом режиме поверхностей океана и суши создают и существенно различные типы климатов, которые получили соответственно название морского и континентального климатов.

Морской и континентальный климаты. Различия в особенностях нагревания океанов и континентов и в испарении с этих поверхностей сказываются на температурном режиме и режиме влажности воздуха (облачности, осадках), которыми в первую очередь определяются климатические особенности того или иного района.

Прежде всего следует отметить то, что воздух над океанами отличается значительно большей абсолютной влажностью по сравнению с воздухом над континентом. Это легко понять, если вспомнить, что океан в среднем за год передает атмосфере 74 ккал/см² благодаря испарению и только 8 ккал/см² путем турбулентного теплообмена. Суша же в среднем за год передает атмосфере путем испарения и турбулентного теплообмена одинаковое количество тепла (25 и 24 ккал/см² соответственно). Температурные особенности морского и континентального климатов проявляются в существенном различии как средних значений температуры воздуха, которые над океанами выше, чем над континентами, так и суточных и годовых амплитуд. Средние значения температуры воздуха над сушей могут быть выше только в субтропических и пассатных районах, где количество выпадающих осадков мало, а значения радиационного баланса велики. Поэтому большие затраты тепла на испарение с поверхности океана приводят к некоторому понижению средней температуры поверхности океана по сравнению с сушей.

Суточные амплитуды температуры воздуха над сушей, особенно летом, весьма высоки. Так, например, в Иркутске суточная

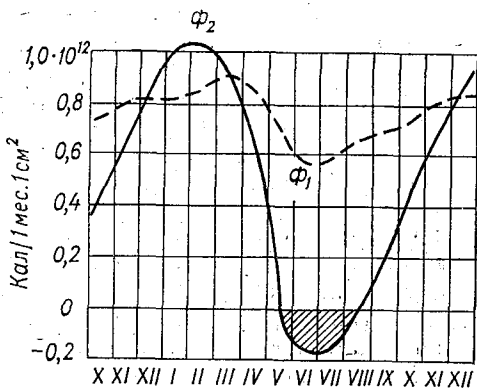


Рис. 10.2. Изменение тепловых потоков в продолжение года (по Шулейкину).

амплитуда температуры воздуха составляет в июле $13,5^{\circ}\text{C}$ при суточной амплитуде температуры почвы $29,8^{\circ}\text{C}$, а в декабре — $5,7^{\circ}\text{C}$ при амплитуде температуры почвы $6,2^{\circ}\text{C}$. Особенно велики суточные амплитуды температуры в пустынях, где затрат тепла на испарение не происходит. Например, в пустынях Африки суточные амплитуды температуры воздуха достигают 43°C , а температуры почвы 80°C . Такие большие величины объясняются тем, что в дневные часы, при положительном радиационном балансе, поверхность суши сильно прогревается, а вследствие малой теплопроводности почвы отдача тепла идет не в глубь почвы, а в атмосферу. Ночью вследствие небольших накоплений тепла в почве за день происходит сильное охлаждение поверхности почвы, а от нее через турбулентный обмен — и нижних слоев воздуха.

Суточные амплитуды температуры поверхностных слоев воды в океанах ничтожно малы и составляют десятые доли градуса (от $0,4^{\circ}\text{C}$ у экватора до $0,1^{\circ}\text{C}$ в высоких широтах), а для температуры воздуха несколько больше — от $1,5^{\circ}\text{C}$ над экватором до $0,8^{\circ}\text{C}$ в высоких широтах, что обусловлено непосредственным поглощением солнечной радиации атмосферой.

Различия в годовом ходе температуры воздуха над океаном и континентом несколько меньше, чем в суточном, но все же остаются весьма существенными. Наименьшие значения годовых амплитуд температуры воздуха над океанами отмечаются у экватора, где они менее 1° , а для материков $5\text{--}10^{\circ}\text{C}$. В тропической зоне годовые амплитуды температуры воздуха доходят над океаном до 5°C , а над материком до 20°C .

В умеренных широтах годовые амплитуды температуры воздуха отличаются весьма большим разнообразием для одних и тех же широт. Так, например, для 52° с. ш. они меняются от 8°C для островных районов до 48°C для внутриконтинентальных. В субполярной зоне годовые амплитуды имеют еще большие значения и достигают над материками 60°C , а над океанами 20°C . С приближением к полюсам годовые амплитуды температуры воздуха несколько уменьшаются.

Влияние океана существенным образом сказывается на образовании облачности и осадков в морском и континентальном климатах. В тропических широтах, где преобладает восточный перенос, на наветренных восточных берегах материков (особенно гористых) происходит накопление и подъем влажных масс у горных хребтов. Вследствие этого как на побережье, так и в западных частях океанов в пассатной зоне отмечается высокая относительная влажность, значительная облачность и осадки, достигающие нередко $2000\text{--}4000$ мм в год.

В западных частях континентов (восточных частях океана) пассат приходит с суши, и поэтому эти районы характеризуются относительно сухим климатом и небольшим количеством осадков.

В умеренных широтах, где преобладает западный перенос, наибольшее влияние океанов испытывают западные части континентов. Они отличаются более высокими средними годовыми значени-

ями температуры воздуха и меньшими суточными и годовыми амплитудами по сравнению с центральными и восточными частями континентов. В холодную часть года, когда массы морского воздуха, поступающие с океана, имеют более высокую температуру, чем континент, создаются благоприятные условия для развития облачности и осадков. Поэтому в осенне-зимний период у западных берегов континентов отмечается максимум осадков. Минимальная относительная влажность воздуха, облачность и осадки обычно наблюдаются весной или в начале лета, когда океан значительно холоднее континента.

По мере углубления в континент влияние океанов на климат уменьшается.

По расчетам Шулейкина, в умеренных широтах наименьшему влиянию океанов подвержены районы Сибири вблизи Верхоянска. Этим он объясняет наличие в этом районе наиболее низких температур воздуха на земном шаре (кроме Антарктиды), т. е. образование здесь «полюса холода».

Над континентами, особенно в их внутренних районах, уменьшающееся влияние океанов приводит не только к значительному увеличению суточных и годовых амплитуд температуры воздуха, но и к смещению максимума количества осадков с зимнего времени, когда преобладает антициклональная погода над континентом, на летний. В то же время относительная влажность воздуха, облачность, повторяемость туманов и осадков, продолжительность выпадения осадков сохраняют свой максимум в осенне-зимний сезон на значительных удалениях от океана. Лишь во внутренних районах континентов максимум облачности количества осадков и числа дней с ними полностью перемещается на лето, а зима отличается большим числом ясных дней и малым количеством осадков.

В умеренных широтах восточных частей континентов существенное влияние на климат оказывает муссонная циркуляция, которая практически отсутствует в западных частях. Муссонная циркуляция создает зимой значительные препятствия для проникновения влажных масс воздуха с океана. Поэтому восточные части континентов уже на небольшом удалении от берега характеризуются минимальной облачностью, количеством и повторяемостью осадков в зимний сезон. Лето обычно сырое, облачное и дождливое.

По мере удаления от берега в океан сухая зима как особенность муссонного климата чрезвычайно быстро сменяется влажной и максимум осадков смещается с летнего на зимний сезон, что является характерной чертой морского климата умеренных и субтропических широт.

Влияние распределения океанов и материков на циркуляцию атмосферы и вод океана и их термический режим. Различие в термическом режиме атмосферы над океаном и материками обуславливает различие и в режиме атмосферного давления. Последний, следуя распределению температуры, не остается неизменным в течение года и особенно четко проявляется в летний и зимний

сезоны. Зимой, когда температура воздуха над океаном выше, чем над материком, создается поток воздуха с материка на океан. Механизм возникновения такой циркуляции может быть пояснен следующим образом. Как известно, в холодной воздушной массе величина барометрической ступени (расстояние по вертикали, на котором давление изменяется на единицу) меньше, чем в теплой. Поэтому на некоторой высоте при равном давлении у поверхности Земли возникнет наклон изобарических поверхностей в сторону холодного воздуха. Но как было показано при рассмотрении плотностных течений, вследствие наклона изобарической поверхности на высоте возникнет движение в сторону холодной воздушной массы (с океана на материк). Перетекание масс воздуха вызовет уменьшение веса воздушного столба над океаном и увеличение его над континентом. Следствием этого будет возникновение у поверхности Земли области повышенного давления над материком и пониженного над океаном и, следовательно, возникновение движения воздуха с материка на океан (зимний муссон). Летом картина будет обратная (летний муссон).

Следует, однако, отметить, что летом контрасты температур между океаном и материком меньше, чем зимой. Но даже и в этом случае они оказываются достаточными, чтобы вызвать интенсивную циркуляцию между океаном и материком. Эта муссонная циркуляция оказывается неодинаковой у различных берегов океанов вследствие наложения на нее зональной циркуляции, обусловленной различием температурного режима атмосферы в различных широтных зонах.

В общем при восточном переносе создаются динамические условия (сходимость и расходимость воздушных потоков на высотах), которые воздействуют на распределение давления над океаном и материком в соответствии с действием термических факторов.

Однако у поверхности Земли у западных берегов материков (Западная Европа) зимний муссон направлен в сторону, обратную зональному потоку. Так как последний значительно интенсивнее, сохраняется восточный перенос.

У восточных берегов материков (восточное побережье Азии) муссонный поток совпадает с зональным и усиливается. Летом восточный перенос ослаблен благодаря уменьшению градиентов температуры вдоль меридиана. Поэтому у восточных берегов материков летний муссон оказывается более интенсивным, чем зональный перенос, а у западных берегов материков последний усиливается муссонной циркуляцией, имеющей в этот сезон также восточное направление.

Определенные особенности на распределение давления и атмосферную циркуляцию оказывает и система морских течений. В частности, наличие теплого Северо-Атлантического течения благоприятствует усилению области низкого давления в районе Исландии и соответственно развитию интенсивной циклонической деятельности в Северной Атлантике зимой. Аналогичное влияние оказывает

и теплое течение Куро시오 на формирование области низкого давления в районе Алеутских островов в Тихом океане.

Большие контрасты температур между широтными зонами и океаном и материком в зимний сезон способствуют и более интенсивной циркуляции (большей силе ветра) именно в этот сезон. При этом над океаном, где трение воздуха о подстилающую поверхность меньше, скорости ветра повышены, а продолжительность существования циклонов и их интенсивность больше, чем над сушей. Над океаном циклоны удерживаются дольше, чем антициклоны. Поэтому над океаном в умеренных широтах повторяемость циклонов довольно велика не только зимой, когда благоприятны термические условия, но даже и летом, когда распределение температуры не благоприятствует развитию циклонической деятельности. Однако летние циклоны менее интенсивны и менее продолжительны и не всегда проявляются на средних картах распределения давления.

С циркуляцией атмосферы тесно связана циркуляция вод океана и дрейф льдов. Сопоставляя карту поверхностных течений с картой распределения давления и ветров, можно проследить за этой связью. Необходимо, однако, отметить, что в образовании морских течений немаловажное значение имеет распределение плотности воды, тесно связанное с распределением температуры и солёности морской воды. Распределение плотности в океане создает благоприятные условия для генерального переноса масс воды из низких широт в высокие. Под влиянием отклоняющей силы вращения Земли течения отклоняются вправо в северном полушарии и влево в южном. На возникшие течения независимо от их причины воздействуют рельеф дна и очертания берегов океанов, которые могут существенно видоизменять течения. С учетом сказанного и следует оценивать согласие между полем течения и полем ветра. Там где отмеченные факторы действуют в одном направлении с ветром, связь течений и поля ветра проявляется особенно четко, там же где такого согласия нет, менее тесны связи течения с ветром.

Общей особенностью течений океанов является довольно тесная связь поля течений с областями высокого давления над океанами в тропической зоне обоих полушарий. Субтропические антициклоны, как известно, создают довольно устойчивые пассатные зоны в обоих полушариях. Под действием пассатов, которые имеют наиболее значительные составляющие вдоль меридиана вблизи западных побережий материков, создаются течения, имеющие приблизительно то же направление, что и пассаты, с некоторым отклонением под влиянием силы вращения Земли. Эти течения, несущие воды в низкие широты, являются относительно холодными. Таковы в северном полушарии Калифорнийское течение у берегов Америки и Канарское у берегов Африки, в южном — Перуанское в Тихом и Бенгельское в Атлантическом океанах.

Дальше от западных берегов материка течения следуют примерно на запад в виде пассатных течений соответствующего

полушария. У восточных берегов противоположных материков большая часть воды в соответствии с направлением ветра в субтропических антициклонах и под влиянием берегов поворачивает от экватора к северу в северном полушарии и к югу — в южном, давая начало теплым течениям умеренных широт. Часть воды движется в направлении, обратном пассатным течениям, разделяя их вдоль экватора. Такое экваториальное противотечение особенно сильно в Тихом океане. В Индийском океане описанная схема сохраняется только в его южной части. В северной части течения имеют муссонный характер в соответствии с хорошо развитой здесь муссонной циркуляцией.

Теплые течения умеренных широт, идущие вдоль западных берегов океанов примерно до 40° широты, отличаются большой устойчивостью и значительными скоростями. Это Гольфстрим у берегов Северной Америки, Бразильское течение у берегов Южной Америки, Куро시오 у берегов Азии, Южное Тихоокеанское течение у побережья Австралии. За 40° широты теплые течения отходят от берегов и направляются к берегам противоположных континентов, образуя в северном полушарии Северо-Атлантическое и Северо-Тихоокеанское течения. В южном полушарии, где в этих широтах суша занимает небольшую площадь и океаны с юга совершенно открыты, теплые течения не достигают восточных частей океанов, и эти побережья омываются относительно холодными течениями. В западных частях океанов в высоких широтах обоих полушарий наблюдаются холодные течения, являющиеся следствием дрейфа океанических вод под влиянием преобладающих ветров. Особенно мощное течение, охватывающее все три океана, наблюдается в широтах $40-60^\circ$ в южном полушарии. Это течение возникает под воздействием западных ветров и получило название дрейфа западных ветров. В высоких широтах северного полушария течения оказываются менее устойчивыми вследствие сильно развитой циклонической деятельности, обуславливающей достаточно частую смену ветров.

Вынос теплых водных масс к восточным берегам материков в тропической зоне и к западным берегам в умеренных широтах создает условия для значительного отепления этих частей материков. Так, например, в январе на широте 60° в восточной части Европейско-Азиатского материка средняя месячная температура воздуха ниже средней для данной широты на $20-24^\circ\text{C}$, в то время как в Западной Европе она выше на $16-20^\circ\text{C}$. В июле различие резко уменьшается, и средняя температура воздуха в указанных районах близка к средней для данной широты. В районах холодных течений, напротив, отмечается понижение температуры по сравнению со средним значением для данной широты. Так, например, Перуанское течение в южной части Тихого океана понижает температуру воздуха у экватора почти на 4°C .

Приведенные примеры свидетельствуют о весьма существенном влиянии распределения океанов и материков на распределение температур воздуха по земному шару. Как отмечалось выше,

по расчетам Шулейкина, количество тепла, переносимое с океанов, одного порядка с количеством тепла, переносимого межширотным обменом. Однако это тепло весьма неравномерно распределено по широтам. В тропиках различие в температуре воздуха над океанами и материками невелико в течение всего года. С увеличением широты влияние распределения океанов и материков возрастает. При этом обнаруживаются весьма большие различия температуры воздуха в умеренных широтах между западными и восточными частями материков. Это различие усиливается действиями морских течений и преобладающими ветрами. Так, например, летом преобладание ветров с моря вызывает некоторое похолодание. В целом за год побережья остаются значительно теплее центральных частей материков, а годовые амплитуды значительно уменьшены.

В Арктике вследствие наличия ледяного покрова отепляющее влияние океана меньше, чем в умеренных широтах. При этом оказывается, что в окраинных морях Арктического бассейна, которые летом частично освобождаются ото льда, континентальность климата меньше, чем в центральных его частях, тем не менее отдача тепла через лед делает климат Арктического бассейна значительно менее континентальным, чем климат Антарктического района, значительная часть которого занята континентом.

Исследования межширотного обмена тепла и обмена тепла между океаном и материком натолкнули Шулейкина на оригинальную теорию о физических корнях погоды и климата. Он назвал ее теорией термобарических сейш. Согласно этой теории, изменения погоды, а соответственно и климат того или иного района, являются следствием колебаний интенсивности тепловых потоков между экватором и полюсами и между океаном и материком.

Для пояснения сказанного положим, что та или иная причина нарушила установившееся движение воздушных масс. Допустим, что это нарушение вызвано потеплением в некотором районе. Это, очевидно, вызовет изменение горизонтальных градиентов температуры и связанных с ними градиентов давления в таком направлении, чтобы создать движение, стремящееся ликвидировать это нарушение. Но в силу инерции воздушных масс процесс не ограничится ликвидацией потепления, а приведет к переходу через положение равновесия, но уже в противоположную сторону, т. е. в сторону похолодания. Возникнут, таким образом, затухающие колебания поля температуры и связанных с ним полей давления и ветра, которые будут передаваться из одного района в другие. Эти волны температуры и давления Шулейкин назвал термобарическими сейшами, вследствие сходства термобарических волн со стоячими волнами в океане—сейшами. Но при волнах наблюдаются узловые линии и пучности. Следовательно, и при образовании термобарических сейш должны существовать пучности, т. е. районы, где колебания температуры и давления наибольшие, и узловые линии, вдоль которых эти колебания отсутствуют. По мнению

Шулейкина, узловые линии должны возникать вдоль горных хребтов, береговой черты и других зон резкого изменения характера подстилающей поверхности.

О деталях процесса зарождения термобарических сейш и о причинах, которые в одних случаях способствуют их развитию, а в других приводят к быстрому затуханию, пока еще практически мало что известно. Тем не менее в ряде случаев наблюдаемые в природе колебания температуры и давления воздуха хорошо увязываются с теорией термобарических сейш.

Однако вряд ли возможно в настоящее время объяснить какой-либо одной теорией все то многообразие погодных характеристик и особенностей климатического режима, с которыми мы встречаемся повседневно и повсеместно.

§ 57. Водный баланс океана

Уравнение водного баланса Мирового океана для средних годовичных условий можно представить в форме

$$r + f = E, \quad (10.26)$$

где r — осадки; f — речной сток с континентов на океаны; E — испарение.

Это же уравнение характеризует водный баланс отдельных океанов или отдельных районов океана, причем член f в таком случае представляет сумму речного стока и горизонтального перераспределения океанических вод в результате циркуляции в гидросфере.

Данные об осадках, выпадающих на океанах, получаемые по материалам судовых наблюдений, характеризуют только повторяемость выпадения осадков и не содержат сведений о суммах осадков.

В связи с этим большинство карт осадков на океанах строилось по материалам наблюдений на островах и береговых станциях. Очевидно, что по таким материалам трудно надежно определить величину осадков для многих удаленных от берегов районов океанов. Кроме того, неоднократно высказывалось мнение, что данные наблюдений на суше вблизи берегов дают заметную систематическую ошибку при оценке осадков на океанах, поскольку у береговой линии часто развиваются восходящие токи воздуха, увеличивающие количество выпадающих осадков. Поэтому предполагалось, что фактические величины осадков на океанах меньше значений, полученных по наблюдениям на островных и береговых станциях.

Для определения осадков на океанах используют и данные судовых наблюдений о повторяемости выпадения осадков. С этой целью оцениваются по материалам наблюдений на суше значения интенсивности осадков для различных широт и затем рассчитываются суммы осадков на океанах как произведение средних для соответствующей области значений интенсивности на повторяемость осадков, определенную по данным наблюдений.

Следует указать, что наряду с использованием данных наблюдений за осадками существует возможность определения сумм осадков на океанах расчетными методами, используя эмпирические или теоретические связи, для расчета осадков в зависимости от других метеорологических элементов. Точность таких расчетов по ряду причин не может быть высокой, что, однако, не исключает возможности их применения для сопоставления с результатами наблюдений.

Средние величины испарения с поверхности океанов определяются расчетными методами. Для этой цели обычно используется формула

$$E = X(q_s - q), \quad (10.27)$$

где q_s — удельная влажность воздуха, насыщенного водяным паром при температуре испаряющей поверхности; q — удельная влажность воздуха на уровне наблюдений, проводимых на кораблях; X — коэффициент, зависящий главным образом от скорости ветра.

Таким образом, основная задача изучения водного баланса Мирового океана связана с оценкой значений осадков и испарения, которые должны быть согласованы друг с другом.

Как видно из вышеизложенного, для этой цели можно использовать несколько независимых методов:

- 1) определение осадков по данным наблюдений;
- 2) определение осадков расчетными методами;
- 3) определение испарения по формуле (10.27), коэффициент которой найден без использования данных по радиационному балансу;
- 4) определение испарения с учетом материалов по радиационному балансу, величина которого найдена расчетными методами;
- 5) определение испарения с учетом материалов по радиационному балансу, найденному по материалам наблюдений.

Как отмечено выше, разность испарения с поверхности Мирового океана и осадков равна величине речного стока с континентов на океан. Для отдельных океанов эта разность равна сумме речного стока и горизонтального переноса воды из одних океанов в другие в результате циркуляционных процессов. Определить величину этого переноса прямыми методами трудно, так как она представляет малую разность двух величин — притока и оттока воды, каждая из которых определяется со значительной погрешностью. Несколько легче оценить обмен воды между океанами как остаточный член водного баланса каждого океана, хотя и в этом случае точность определения соответствующих величин невелика.

Значения речного стока для каждого океана в табл. 48 взяты по данным Л. И. Зубенок, причем эти величины увеличены на 20% для согласования сумм осадков, испарения и стока, относящихся к Мировому океану в целом.

Хотя в таблицу не включены данные по водному балансу Северного Ледовитого океана (точность которых меньше точности

Водный баланс океанов

Океан	Осадки, см/год	Испарение, см/год	Сток, см/год
Атлантический	89	124	23
Тихий	133	132	7
Индийский	117	132	8
Мировой	114	126	12

материалов для других океанов), эти данные учтены при определении составляющих водного баланса для Мирового океана в целом.

Как видно из таблицы, сумма осадков и стока для Атлантического океана меньше величины испарения. Следовательно, вода в Атлантический океан поступает из других океанов, включая Северный Ледовитый, где испарение заметно меньше суммы осадков и речного стока.

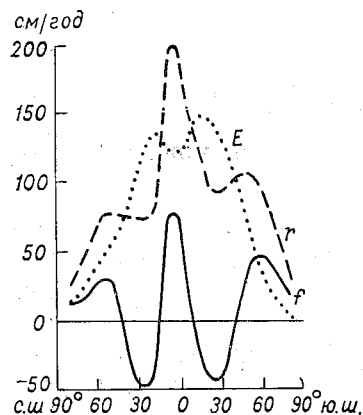


Рис. 10.3. Среднее широтное распределение составляющих водного баланса Земли.

В Индийском океане сумма осадков и стока несколько меньше испарения, тогда как для Тихого океана сумма осадков и стока больше испарения, что соответствует переносу избытка воды в другие океаны. Можно думать, что дальнейшее развитие метеорологических наблюдений на океанах позволит в будущем уточнить приведенные здесь оценки составляющих водного баланса океанов. По величинам осадков и испарения на суше и океанах можно рассчитать, что для Земли в целом величина осадков за год, равная величине испарения, составляет 102 см.

Используя карты осадков и карты испарения, можно определить составляющие водного баланса широтных зон Земли.

Зависимость членов водного баланса от широты представлена на рис. 10.3. Как видно на рисунке, в различных широтных зонах приход водяного пара в атмосферу от испарения может быть больше и меньше расходов на выпадение осадков. При этом источником водяного пара для атмосферы являются главным образом зоны поясов высокого давления, где испарение заметно превышает осадки. Расходование этого избытка водяного пара осуществляется в приэкваториальной зоне, а также в умеренных и высоких широтах, где осадки больше испарения.

Очевидно, что величина f , равная разности осадков и испарения, одновременно равна разности между приходом и расходом водяного пара в атмосфере.

- Алисов Б. П., Дроздов О. А., Рубинштейн Е. С. Курс климатологии. Ч. I и II. Л., Гидрометеиздат, 1952, 487 с.
- Алисов Б. П., Берлин И. А., Михель В. М. Курс климатологии. ч. III. Л., Гидрометеиздат, 1954, 320 с.
- Атлас волнения и ветра Атлантического океана. Л., Гидрометеиздат, 1967, 10 с., 22 с. карт, 48 с. графиков.
- Атлас волнения и ветра Индийского океана. Л., Гидрометеиздат, 1966, 9 с., 23 с. карт, 27 с. графиков.
- Атлас волнения и ветра Тихого океана. ГУГМС, ГОИН. Л., Гидрометеиздат, 1968, 12 с., 26 с. карт, 43 л. графиков.
- Атлас гидрометеорологических условий плавания судов морского флота. Сев. часть Атлантического океана. УГС ВМФ, Л., 1966, 174 с. карт.
- Атлас гидрологических условий плавания судов морского флота. Сев. часть Тихого океана. ГУМО. Л., 1968, 200 л. карт.
- Атлас изменений состояния системы океан—атмосфера в Северной Атлантике. Вып. 1, 2. Типы атмосферных процессов. Годовой цикл изменений циркуляции. Л., Гидрометеиздат, 1967. Вып. 1. 30 с. Вып. 2—70 с. Вып. 6—Сезонные изменения приливных явлений и внутренних волн. М., Гидрометеиздат, 1970, 118 с. Вып. 7—Компоненты теплового баланса. Л., Гидрометеиздат, 1971, 17 с., 60 с. карт.
- Атлас мира. ГУГК, М., 1970, 65 с. карт.
- Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будыко. Межведомственный геофизический комитет. М., 1963, 14 с., 65 л. карт.
- Атлас теплового баланса океанов. Изд. МГИ АН УССР, 1970, 4 с., 36 л. карт.
- Атласы течений океанов и морей. Систематические издания Гидрографической службы ВМФ.
- Белинский Н. А. Морские гидрометеорологические информации и прогнозы. Л., Гидрометеиздат, 1956, 254 с.
- Беляев Б. Н., Болдырев В. С. Применение теории случайных функций к изучению морских течений. — Океанология, 1963, т. III, вып. 6, с. 953—961.
- Березкин В. А. Динамика моря. Л., Гидрометеиздат, 1947, 689 с.
- Бигеллоу Г. Д., Эдмондсон В. Т. Морские ветровые волны и прибой. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры. 1951, 212 с.
- Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., «Наука», 1973, 343 с.
- Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Л., Гидрометеиздат, 1956, 255 с.
- Будыко М. И. Климат и жизнь. Л., Гидрометеиздат, 1971, 472 с.
- Будыко М. И., Ефимова Н. А., Мухенберг В. В., Строкина Л. А. Радиационный баланс северного полушария. Изв. АН СССР, сер. географ., № 1, 1961, с. 1—12.
- Будыко М. И., Ефимова Н. А., Зубенок Л. И., Строкина Л. А. Тепловой баланс поверхности Земли. Изв. АН СССР, сер. географ. № 1, 1962, с. 6—16.
- Валло К. Общая география морей. Пер. с франц. М.—Л., Учпедгиз, 1948, 492 с.
- Ветровые волны. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962, 441 с.
- Владимирский Н. П., Стахевич В. С. Руководство по обработке и предсказыванию приливов. ГУВМФ, Л., 1941, 347 с.

- Глуховский Б. Х. Исследования морского ветрового волнения. Л., Гидрометеоздат, 1966, 284 с.
- Давидан И. Н. Закономерности многолетнего распределения морских волн и их связь со скоростью ветра.—Океанология, т. 1, вып. 2, 1961, с. 226—236.
- Давидан И. Н., Смирнова А. В. Расчет параметров ветровых волн. Труды координационных совещаний по гидротехнике, вып. 50. ВНИИ им. Ведынкова, 1969, с. 275—288.
- Деменцкая Р. М. Кора и мантия Земли. М., «Недра», 1967, 280 с.
- Дерюгин К. К. История океанографических исследований (конспект лекций). ЛГМИ, Л., 1964, 54 с.
- Дерюгин К. К. Советские океанографические экспедиции. Л., Гидрометеоздат, 1968, 236 с.
- Джеймс Р. Прогноз термической структуры океана. Л., Гидрометеоздат, 1971, 160 с.
- Дитрих Г., Калле К. Общее мореведение (Введение в океанографию). Пер. с нем. Л., Гидрометеоздат, 1961, 461 с.
- Добровольский А. Д., Залогин Б. С. Моря СССР. М., «Мысль», 1965, 351 с.
- Дуванин А. И. Приливы в море. Л., Гидрометеоздат, 1960, 390 с.
- Дуванин А. И. Волновые движения в море. Л., Гидрометеоздат, 1968, 223 с.
- Евгенов Н. И. Альбом ледовых образований на морях. Л., Гидрометеоздат, Л., 1955, 140 с.
- Егоров Б. Н. Прозрачность атмосферы над Северной Атлантикой.—Труды ГГО, 1972, вып. 282, с. 220—229.
- Егоров Б. Н. Учет влияния облачности различных ярусов на суммарную радиацию, приходящую к поверхности океана.—Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 118—123.
- Егоров Н. И. Расчет теплового баланса Красного моря.—Метеорология и гидрология, 1950, № 3, с. 49—56.
- Егоров Н. И. Физическая океанография. Л., Гидрометеоздат, 1966, 394 с.
- Егоров Н. И., Безуглый И. М., Снежинский В. А. Курс кораблеводства, т. VI. Морская гидрометеорология. Изд. УФС ВМФ, Л., 1962, 524 с.
- Ерлов И. Оптическая океанография. Пер. с англ. М., «Мир», 1970, 224 с.
- Зверев А. А. Морские гидрологические прогнозы. Л., «Морской транспорт», 1961, 291 с.
- Зенкевич Л. А. Моря СССР, их фауна и флора. М., Учпедгиз, 1956, 424 с.
- Зенкевич Л. А. Биология морей СССР. М., Изд-во АН СССР, 1963, 739 с.
- Зубов Н. Н. Морские воды и льды. М., Гидрометеоздат, 1938, 453 с.
- Зубов Н. Н. Динамическая океанология. Л., Гидрометеоздат, 1947, 430 с.
- Зубов Н. Н. Океанологические таблицы. Л., Гидрометеоздат, 1957, 406 с.
- Зубов Н. Н., Мамаев О. И. Динамический метод вычисления элементов морских течений. Л., Гидрометеоздат, 1956, 115 с.
- Зубова М. М. Метод расчета режимных характеристик ветровых волн.—Труды координационных совещаний по гидротехнике, вып. 50, ВНИИ им. Ведынкова, 1969, с. 237—248.
- Инструкция по составлению прогнозов морского ветрового волнения. М.—Л., Гидрометеоздат, 1951, 88 с.
- Истошин Ю. В. Океанология, Л., Гидрометеоздат, 1969, 470 с.
- Китайгородский С. А., Физика взаимодействия атмосферы и океана, Л., Гидрометеоздат, 1970, 284 с.
- Классификация и терминология льдов, встречающихся в море. Л., Гидрометеоздат, 1954, 23 с.
- Кленова М. В. Геология моря. М., Учпедгиз, 1948, 495 с.

- Книпович Н. М. Гидрология морей и солоноватых вод. М.—Л., Пищепромиздат, 1938, 513 с.
- Козлянинов М. В. Руководство по гидрооптическим измерениям в море. — Труды ИОАН, 1961, т. 47, с. 37—79.
- Кононова Г. Е. Динамика морских волн. Изд. МГУ, М., 1969, 207 с.
- Корт В. Г., Иванов Ю. А., Чекотилло К. А., Нейман В. Г. Новые данные о системе западных пограничных течений тропической Атлантики. — ДАН СССР, 1969, т. 188, № 3, с. 667—680.
- Корт В. Г. 12-й рейс НИС «Академик Курчатов» (основные научные результаты) — Океанология, 1972, т. XII, вып. 6, с. 1121—1127.
- Крылов Ю. М. Статистическая теория и расчет морских ветровых волн. ч. I — Труды ГОИН, 1956, вып. 33 (45), с. 5—79.
- Крылов Ю. М. Статистическая теория ветровых волн. ч. II, — Труды ГОИН, 1958, вып. 42, с. 3—88.
- Крылов Ю. М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Л., Гидрометеозидат, 1966, 255 с.
- Кузнецов Д. С. Гидродинамика. Л., Гидрометеозидат, 1951, 391 с.
- Лабзовский Н. А. Непериодические колебания уровня моря. Л., Гидрометеозидат, 1971, 237 с.
- Лайхтман Д. Л., Каган Б. А., Тимонов В. В. Пути изучения взаимодействия океана и атмосферы. Доклад на конференции по проблеме «Общая циркуляция атмосферы земли». Изд-во АН СССР, М., 1964, 18 с.
- Ламб Г. Гидродинамика. Пер. с англ. М.—Л., Гостехиздат, 1947, 928 с.
- Леонов А. К. Региональная океанография. Ч. 1. Л., Гидрометеозидат, 1960, 765 с.
- Леонтьев О. К. Основы геоморфологии морских берегов. МГУ, М., 1961, 418 с.
- Леонтьев О. К. Дно океана. М., «Мысль», 1968, 320 с.
- Линейкин П. С. Гидродинамика океанических течений. Гидрометцентр СССР, Обнинск, 1969, 55 с.
- Макаров С. О. Океанографические работы. М., Географгиз, 1950, 278 с.
- Маккавеев В. М. О процессах возрастания и затухания волн малой длины по зависимости их высоты от расстояния по наветренному направлению. — Труды ГГИ, 1937, вып. 5.
- Малый атлас мира. ГУГК, М., 1970, 159 с. карт, 143 с.
- Мамаев О. И. Нулевая динамическая поверхность Мирового океана. МГУ, М., 1962, 219 с.
- Мамаев О. И. TS-анализ вод Мирового океана. Л., Гидрометеозидат, 1970, 364 с.
- Международные океанологические таблицы. Изд. ЮНЕСКО, Париж, 1966, 84 с.
- Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», ч. 1 — 1965, 639 с., ч. 2 — 1967, 720 с.
- Монин А. С. Океанская турбулентность. Изв. АН СССР, «Физика атмосферы и океана», т. V, № 2, 1969, с. 218—225.
- Морской атлас, т. 2, Физико-географический. ГШ ВМС, Л., 1953, 76 с., карт. 6 с.
- Назаров В. С., Муромцев А. М. Океанография. М., «Морской транспорт», 1954, 168 с.
- Некрасова В. А., Степанов В. Н. Типы изменения температуры воды по вертикали в Мировом океане. — ДАН СССР, 1962, т. 143, № 3, с. 713—716.
- Нелепо Б. А. Ядерная геофизика. М., Атомиздат, 1970, 224 с.
- Озмидов Р. В. Теория турбулентности и турбулентность в море. — Труды ИОАН, 1961, т. 52, с. 97—114.
- Озмидов Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., «Наука», 1968, 199 с.
- Океан. Сборник статей. Пер. с англ. М., «Мир», 1971, 191 с.
- Океанология. Термины и определения. ГОСТ 18451-73 — ГОСТ 18458-73. Изд. Стандартов, М., 1973, 63 с.
- Океанские пути мира. Л., УГС ВМФ, 1962, 295 с.

Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибоя. Сборник статей. Пер. с англ., М., Изд-во иностр. лит-ры, 1951, 488 с.

Очаковский Ю. Е., Копелевич О. В., Войтов В. Н. Свет в море. М., «Наука», 1970, 175 с.

Паундер Э. Р. Физика льда. Пер. с англ., М., «Мир», 1967, 189 с.

Песчанский И. С. Ледоведение и ледотехника. Л., «Морской транспорт», 1963, 345 с.

Подводная акустика. Пер. с англ. М., «Мир», 1965, 431 с.

Полукаров Г. В. Вычисление гармонических постоянных уровня для Охотского моря. — Труды ГОИН, 1956, вып. 33 (45), с. 92—98.

Понявин И. Д. Волны цунами. Л., Гидрометеоздат, 1965, 110 с.

Попов Н. И. Природная радиоактивность океанской воды. — Океанология, 1964, т. IV, вып. 2, с. 223—231.

Простаков А. Л. Гидроакустика в военно-морском флоте. М., Воениздат, 1961, 140 с.

Распространение звука в океане. Сборник статей. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1951, 215 с.

Ржеплинский Г. В. Метод расчета режимно-климатических характеристик волнения океанов и его обоснование. — Труды ГОИН, 1965, вып. 84, с. 182—224.

Руководство по расчету морского волнения и ветра над морем. М., Гидрометеоздат, 1960, 153 с.

Руководство по расчету параметров ветровых волн. Л., Гидрометеоздат, 1969, 138 с.

Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., Гидрометеоздат, 1966, 123 с.

Серегин М. П. Штурманские методы вычисления элементов прилива и приливо-отливных течений. М., «Морской транспорт», 1963, 134 с.

Снежинский В. А. Практическая океанография. Л., Гидрометеоздат, 1954, 672 с.

Справочные данные по режиму ветров и волнения на морях, омывающих берега СССР. Л., «Морской транспорт», 1962, 156 с.

Справочные данные по режиму ветров и волнения в океанах. М.—Л., «Транспорт», 1965, 235 с.

Сташкевич А. П. Акустика моря. Л., «Судостроение», 1966, 353 с.

Статистическая обработка океанографических данных. — Труды ГОИН, 1970, вып. 99, 106 с.

Степанов В. Н. Основные типы структуры вод Мирового океана. — Океанология, 1965, т. V, вып. 5, с. 793—802.

Степанов В. Н. Общая классификация водных масс Мирового океана, их формирование и перенос. — Океанология, 1969, т. IX, вып. 5, с. 755—766.

Таблицы для расчета скорости звука в морской воде. УГС ВМФ, Л., 1965, 56 с.

Таблицы приливов. Систематические издания Гидрографической службы ВМФ.

Тарасов Н. И. Биология моря и флот. М., Военмориздат, 1943, 192 с.

Тарасов Н. И. Свечение моря. М., Изд-во АН СССР, 1956, 204 с.

Тарасов Н. И. Живые звуки моря. М., Изд-во АН СССР, 1960, 88 с.

Тимофеев В. Т., Панов В. В. Косвенные методы выделения и анализа водных масс. Л., Гидрометеоздат, 1962, 351 с.

Титов Л. Ф. Ветровые волны. Л., Гидрометеоздат, 1969, 294 с.

Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969, 301 с.

Тюрин А. М., Сташкевич А. Г., Таранов Э. С. Основы гидроакустики. Л., «Судостроение», 1966, 295 с.

Фельзенбаум А. И. Теоретические основы и методы расчета установившихся морских течений. М., Изд-во АН СССР, 1960, 127 с.

Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Пер. с англ. М., «Мир», 1969, 267 с.

Фомин Л. М. Теоретические основы динамического метода и его применение в океанологии. М., Изд-во АН СССР, 1961, 192 с.

Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане. Пер. с англ., Л., Гидрометеиздат, 1971, 143 с.

Хейзен Б., Тарп М., Юинг М. Дно Атлантического океана. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962, 147 с.

Чертов А. Г. Международная система единиц измерений. М., «Высшая школа», 1967, 287 с.

Шокальский Б. М. Океанография. Изд. 2-е. Л., Гидрометеиздат, 1959, 537 с.

Шокальский Ю. М. Физическая океанография. Л., Ленгострансиздат, 1933, 365 с.

Шпиндлер И. Б. Гидрология моря (океанография). ч. I. Теоретическая часть, Пг., 1914, 277 с., ч. II — Практическая часть, Пг., 1915, 317 с.

Штокман В. Б. Избранные труды по физике моря. Л., Гидрометеиздат, 1970, 336 с.

Шулейкин В. В. Краткий курс физики моря. Л., Гидрометеиздат, 1959, 478 с.

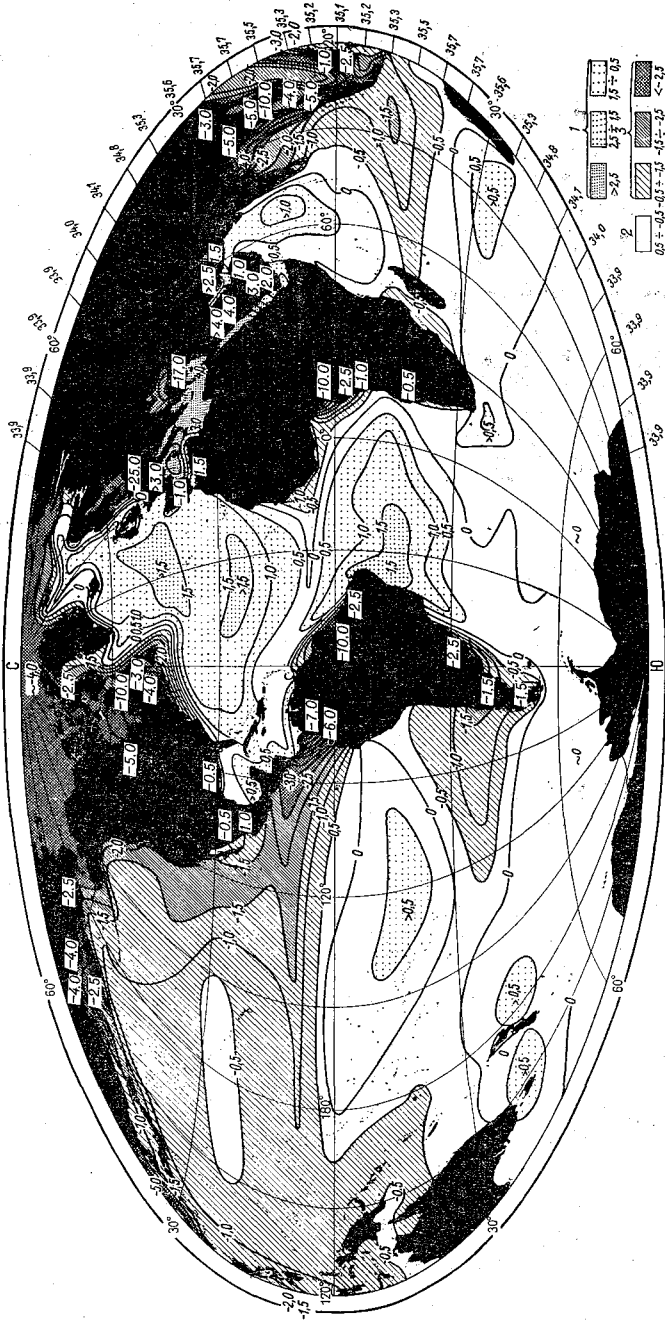
Шулейкин В. В. Физика моря. М., «Наука», 1968, 1083 с.

Duntley S. Q. Light in the Sea. Journal of the Optical Society of America. v. 55, No. 2, 1963, pp. 214—233.

Sverdrup H. V., Munk W. H. Wind, sea and swell: theory of relations for forecasting. Washington, 1952, 44 p.

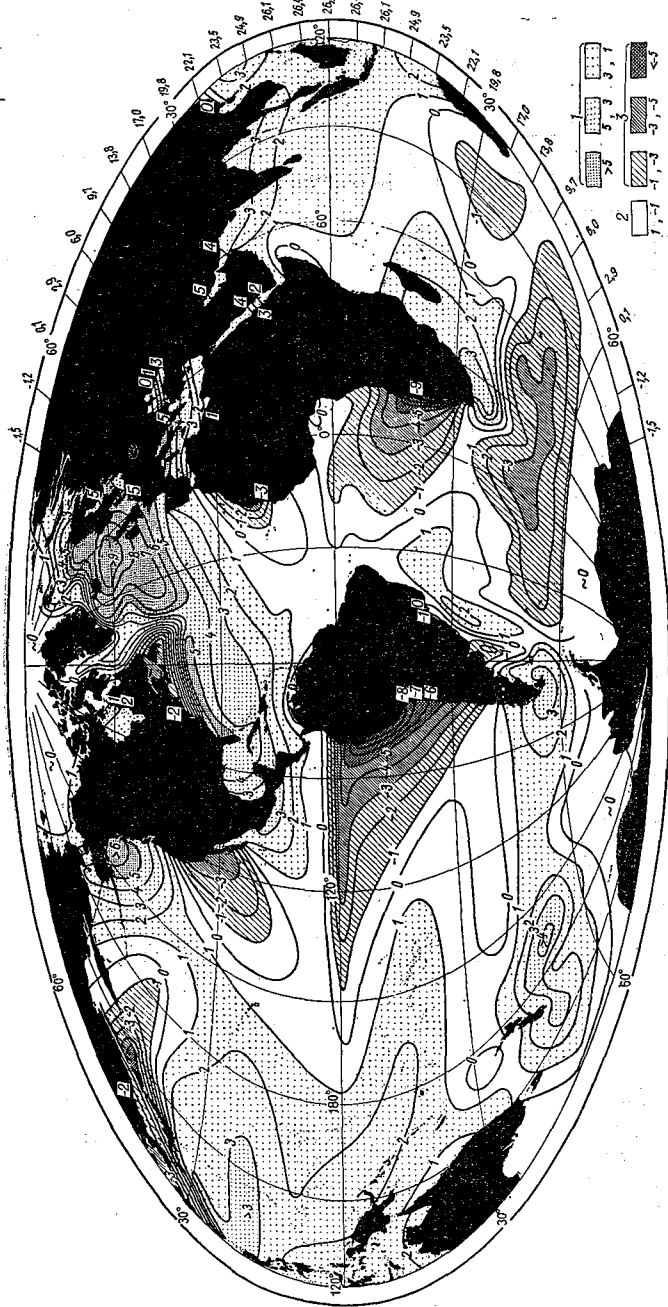
Sverdrup H. V., Johnson M. W., Fleming R. H. The oceans, their physics, chemistry and general biology. New York, 1942.

ПРИЛОЖЕНИЯ



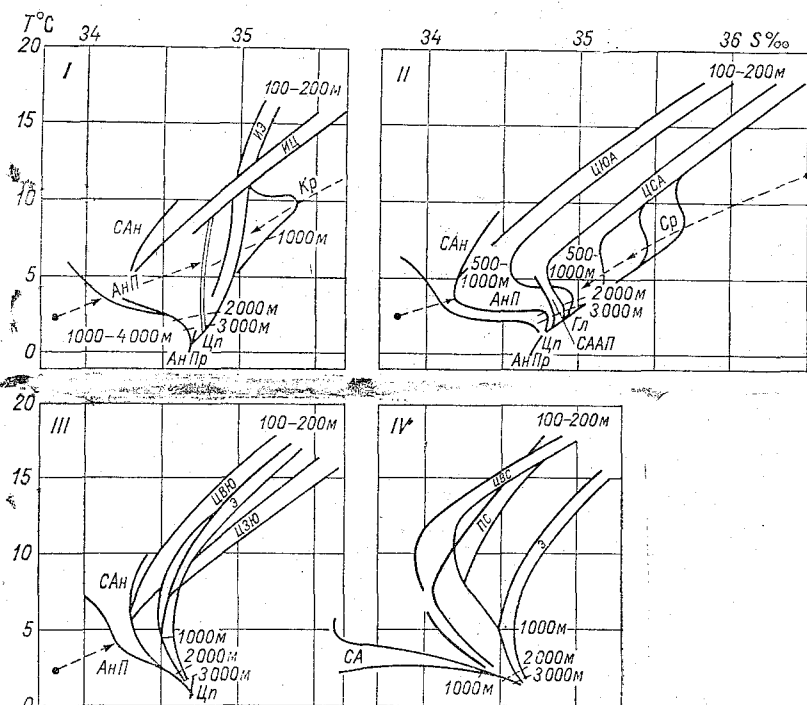
Приложение 1. Отклонение солености воды на поверхности океанов (‰) от нормального распределения в океане, покрывающем всю Землю (по Г. Дитриху, 1950).

1 — аномально сильно соленые, 2 — нормальные, 3 — аномально слабо соленые. Цифры на внешнем крае — нормальные значения для параллелей.



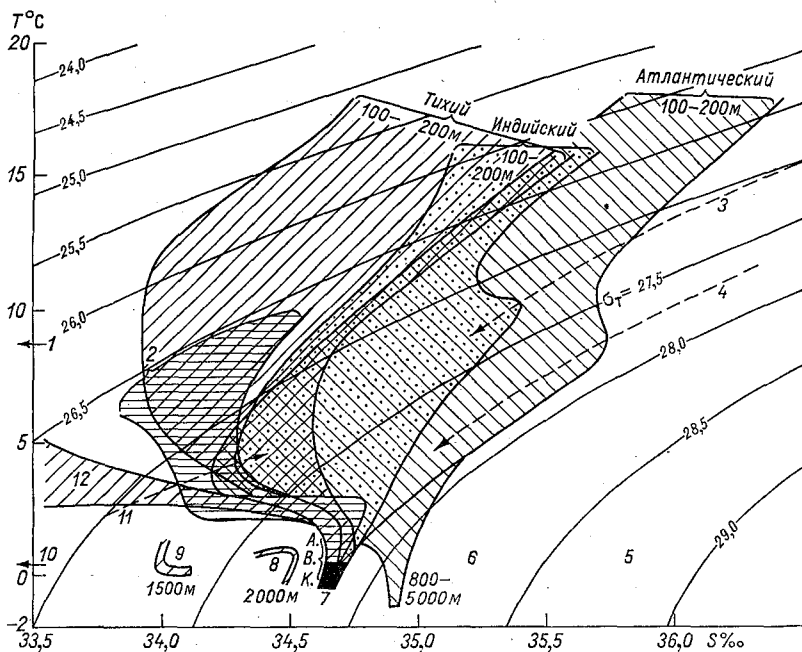
Приложение 2. Отклонение температуры воды на поверхности океанов ($^{\circ}\text{C}$) от нормального распределения в океане, покрывающем всю Землю (по Г. Дигрику, 1950).

1 — аномально теплые, 2 — нормальные, 3 — аномально холодные. Цифры на внешнем крае — нормальные значения для параллелей.



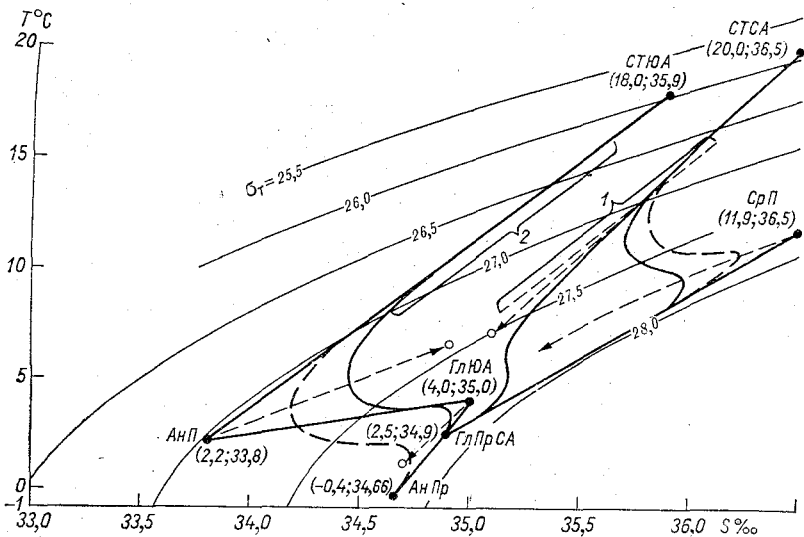
Приложение 3. Обобщенные TS-соотношения основных водных масс Мирового океана (по Свердрупу).

I — Индийский океан: SAH — субтропические воды, ИЦ — индийская центральная водная масса, АНП — антарктическая промежуточная водная масса, ИЭ — индийская экваториальная водная масса, Кр — красноморская водная масса, Цп — циркумполярные воды, АНПp — антарктическая придонная водная масса; II — Атлантический океан: SAH — субантарктические воды, ЦЮА — центральная водная масса Южной Атлантики, ЦСА — центральная водная масса Северной Атлантики, Ср — средиземноморская водная масса, АНП — антарктическая промежуточная водная масса, СА — субарктическая водная масса, АП — арктическая промежуточная водная масса, Гл — глубинная и придонная водная масса Северной Атлантики, Цп — циркумполярные воды, АНПp — антарктическая придонная водная масса; III — южная часть Тихого океана: SAH — субантарктические воды, АНП — антарктическая промежуточная водная масса, ЦВЮ — центральная водная масса восточной части южной половины Тихого океана, Э — экваториальные воды Тихого океана, ЦВЮЭ — центральная водная масса западной части южной половины Тихого океана, Цп — циркумполярные воды; IV — северная часть Тихого океана: ЦВС — центральная водная масса восточной части северной половины Тихого океана, Э — экваториальные воды Тихого океана, ПС — промежуточная водная масса северной части Тихого океана, СА — субарктические воды Тихого океана.



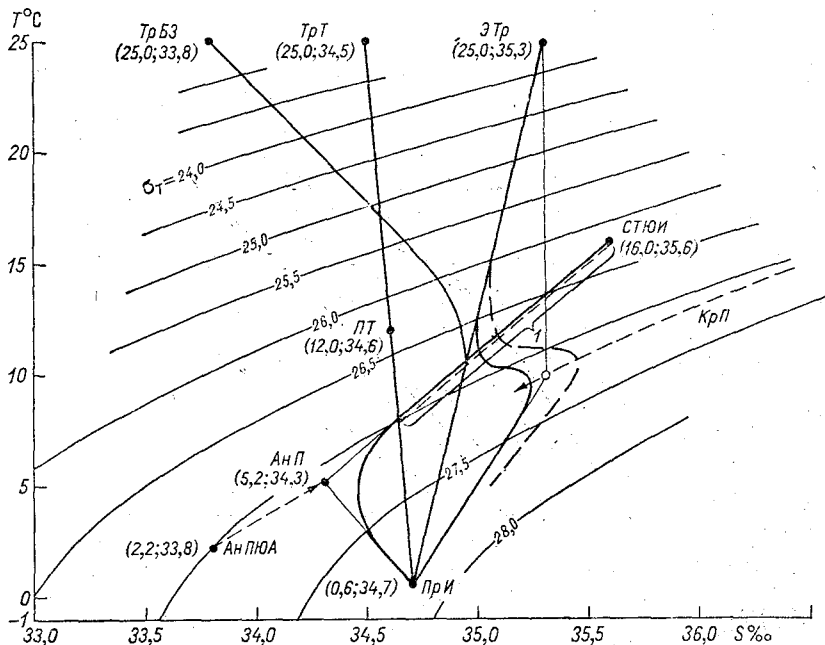
Приложение 4. Обобщенные TS -соотношения водных масс Мирового океана (по Дитриху). Северная субтропическая граница океанов $\sim 40^\circ$ ю. ш.

1 — воды Черного моря, 2 — субантарктическое водное кольцо, 3 — воды Красного моря, 4 — воды Европейского Средиземного моря, 5 — антарктическое водное кольцо (1000—4000 м), 6 — воды Северного Ледовитого океана и Северного моря, 7 — антарктические придонные воды, 8 — воды моря Баффина (2000 м), 9 — воды Японского моря (1500 м), 10 — воды Охотского моря, 11 — субантарктические промежуточные воды, 12 — субантарктические тихоокеанские воды, АВК — антарктическое водное кольцо (1000—4000 м).



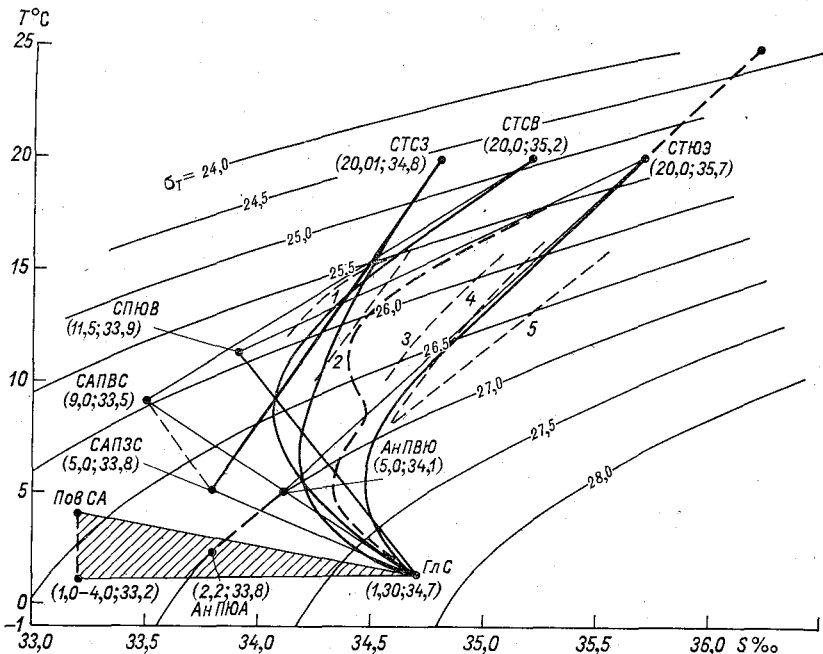
Приложение 5. Обобщенная TS -диаграмма водных масс Атлантического океана (по О. И. Мамаеву).

АНП — антарктическая промежуточная водная масса, *ГЛЮА* — глубинная водная масса Южной Атлантики, *ГЛПРСА* — глубинная и придонная водная масса Северной Атлантики, *АНПР* — антарктическая придонная водная масса, *СТСА* — субтропические тропосферные воды Северной Атлантики, *СТЮА* — субтропические тропосферные воды Южной Атлантики, *СРП* — средиземноморская промежуточная водная масса; *1* — центральные (по Свердрупу) водные массы Северной Атлантики, *2* — центральные водные массы Южной Атлантики.



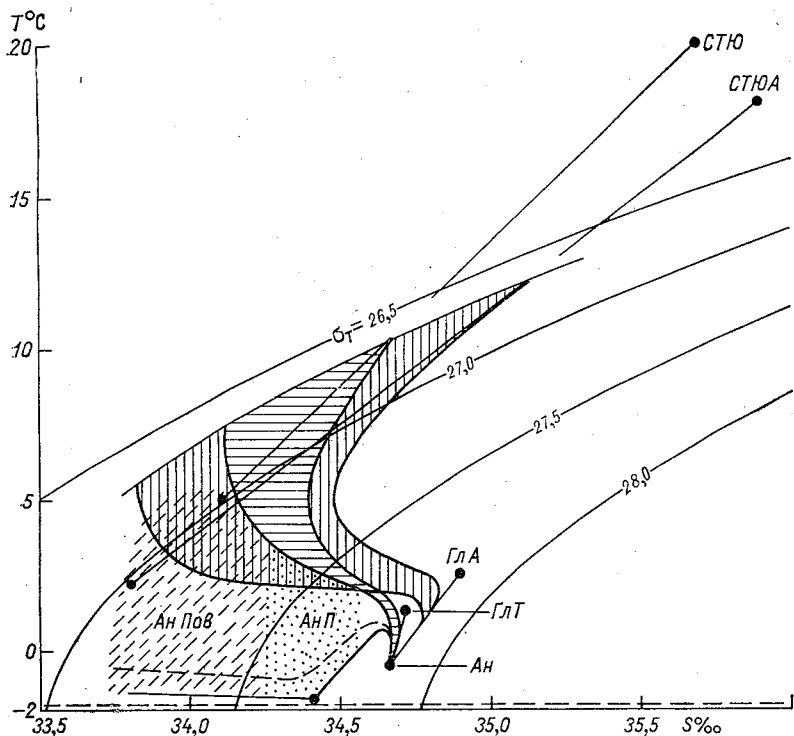
Приложение 6. Обобщенная TS -диаграмма водных масс Индийского океана (по О. И. Мамаеву).

АнПЮА — антарктическая промежуточная водная масса в Южной Атлантике, АнП — антарктическая промежуточная водная масса, ПТ — промежуточные воды моря Тимор, TrБЗ — тропосферные воды Бенгальского залива, TrТ — тропосферные воды моря Тимор, ЭТр — экваториальные тропосферные воды, СтЮИ — субтропические тропосферные воды южной части Индийского океана, КрП — красноморская промежуточная водная масса, При — придонная водная масса Индийского океана; I — центральная (по Свердрупу) водная масса Индийского океана.



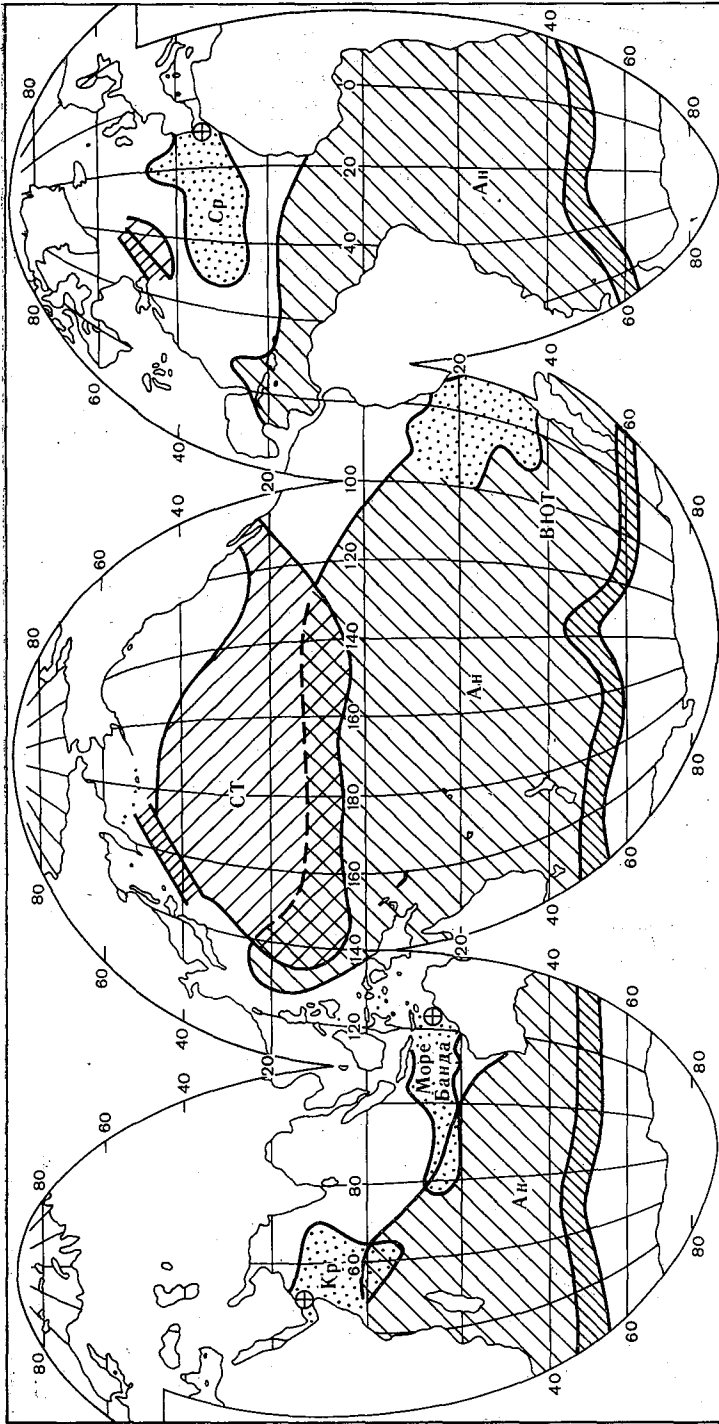
Приложение 7. Обобщенная TS -диаграмма водных масс Тихого океана. (по О. И. Мамаеву).

ПовСА — поверхностные субарктические воды, *САПВС* — субарктическая промежуточная водная масса восточной части северной половины Тихого океана, *СПЮВ* — субтропическая промежуточная водная масса юго-восточной части Тихого океана, *СТСЗ* — субтропические тропосферные воды северной части западной половины Тихого океана, *СТСВ* — субтропические тропосферные воды северной части восточной половины Тихого океана, *СТЮЭ* — субтропические тропосферные воды южной части Тихого океана и экваториальные воды, *АНПВЮ* — антарктическая промежуточная водная масса восточной части южной половины Тихого океана, *ГЛС* — глубинная водная масса северной части Тихого океана, *АНПЮА* — антарктическая промежуточная водная масса в Южной Атлантике; центральные (по Свердрупу) водные массы: 1 — восточной части северной половины Тихого океана, 2 — западной части северной половины Тихого океана, 3 — восточной части южной половины Тихого океана, 4 — западной части южной половины Тихого океана, 5 — экваториальная водная масса.



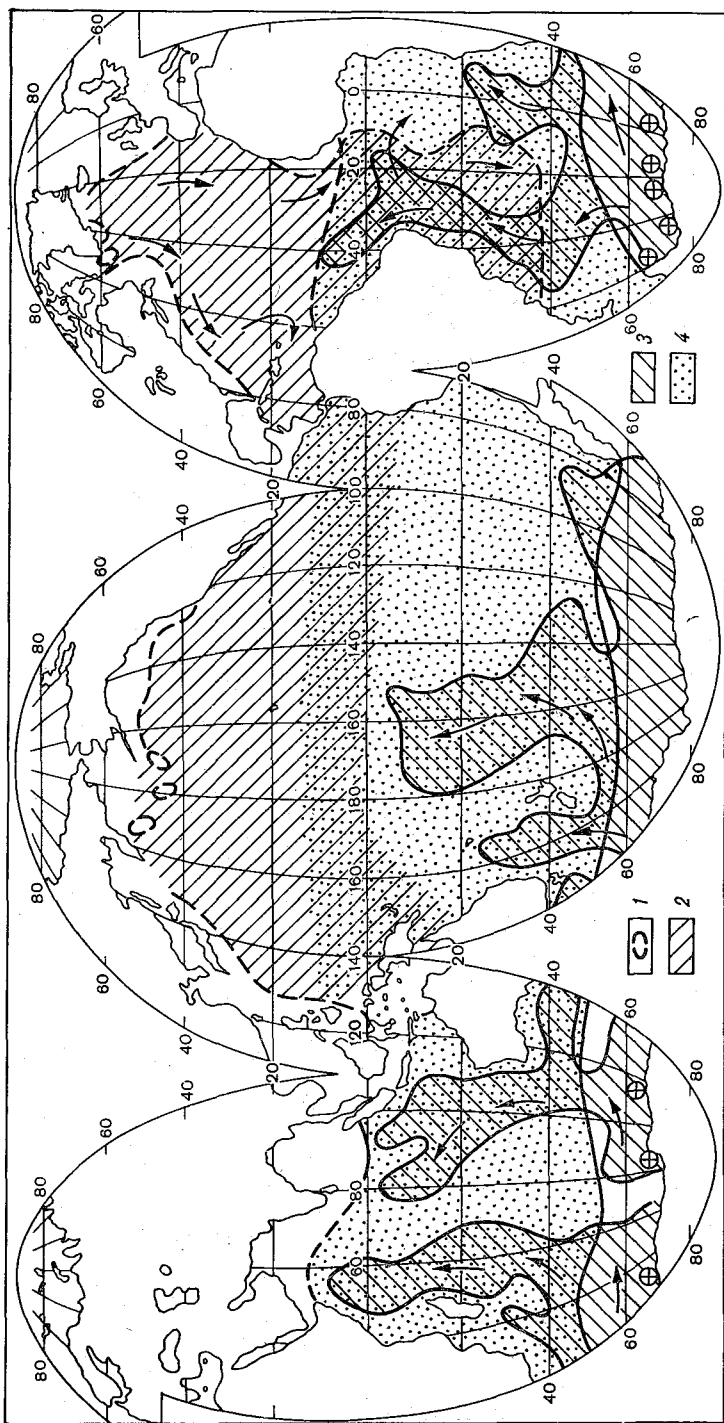
Приложение 8. Обобщенная TS -диаграмма водных масс Южного океана (Атлантический и Тихоокеанский секторы) (по О. И. Мамаеву).

$СТЮ$ — субтропические тропосферные воды южной половины Тихого океана, $СТЮА$ — субтропические тропосферные воды Южной Атлантики, $ГлА$ — глубинная атлантическая водная масса, $ГлТ$ — глубинная тихоокеанская водная масса, $Ан$ — антарктическая водная масса, $АнПов$ — антарктическая поверхностная вода, $АнП$ — антарктическая промежуточная вода.



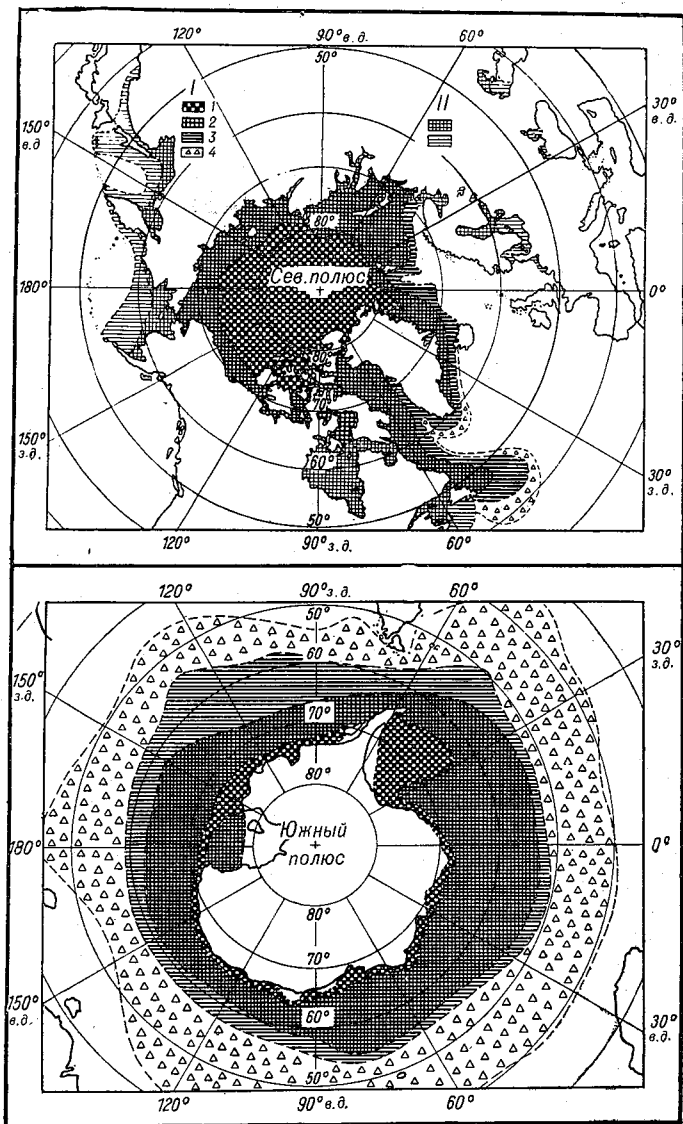
Приложение 10. Промежуточные водные массы Мирового океана (по О. И. Мамаеву).

Кр — красноморская, Ан — антарктическая, СТ — северотихоокеанская, ВЮТ — восточная южнотихоокеанская, Ср — средиземноморская.



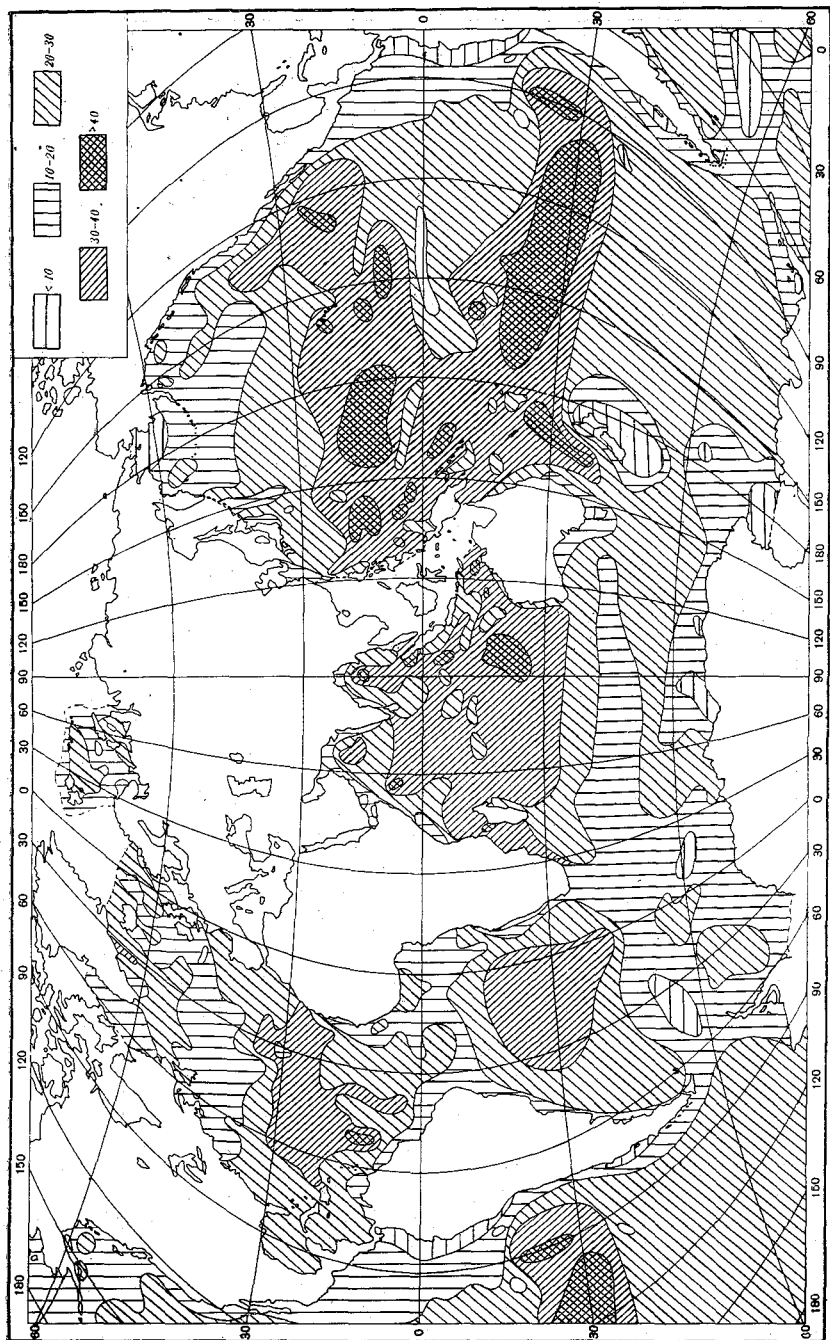
Приложение 11. Стратосферные (глубинные и придонные) водные массы Мирового океана (по О. И. Мамаеву).

1 — очаги формирования, 2 — глубинная и придонная водная масса Северной Атлантики и северной половины Тихого океана, 3 — антарктическая придонная водная масса, 4 — южные глубинные водные массы всех трех океанов.

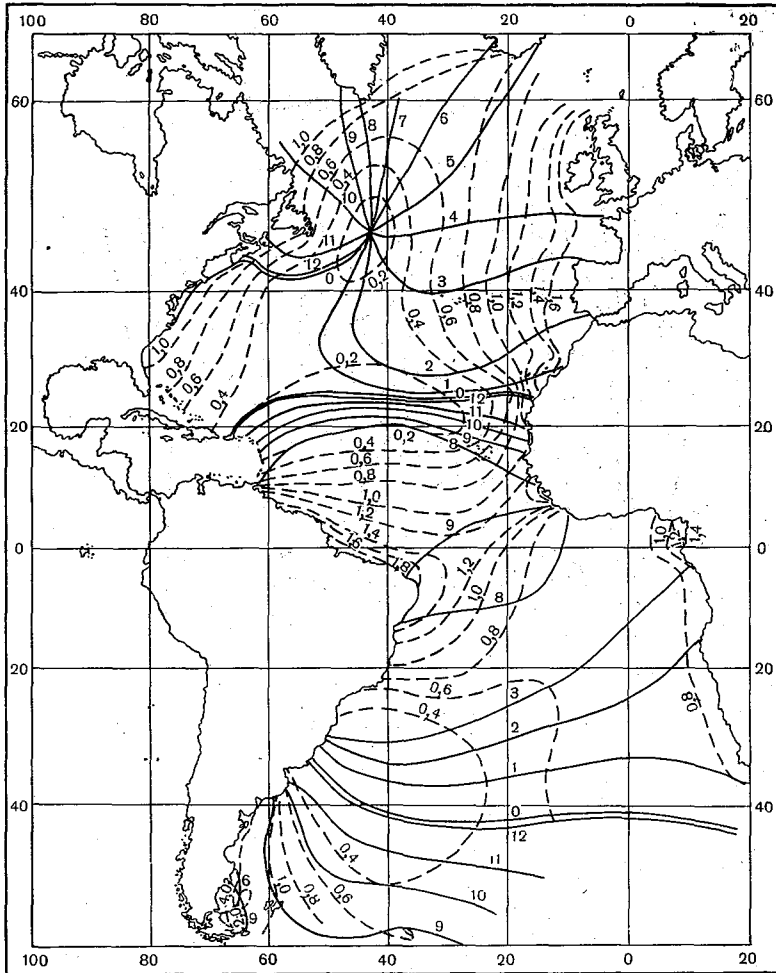


Приложение 12. Границы льдов в северном и южном полушарии (по Бюделю и Муссеру). Наличие льда:

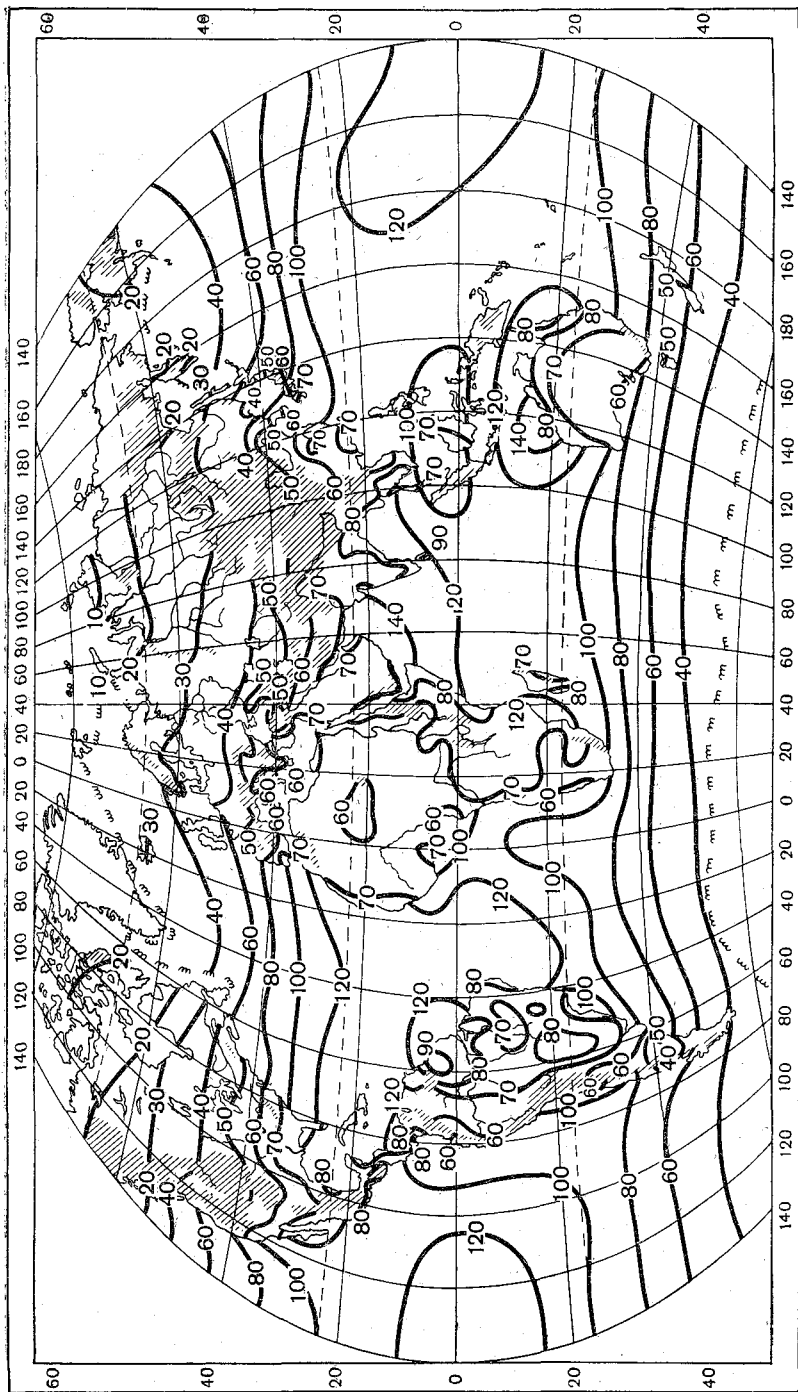
I — полярные моря, II — прочие моря; 1 — постоянно круглый год, 2 — всегда или частично в год, 3 — случайно зимой и весной, 4 — случайные айсберги.



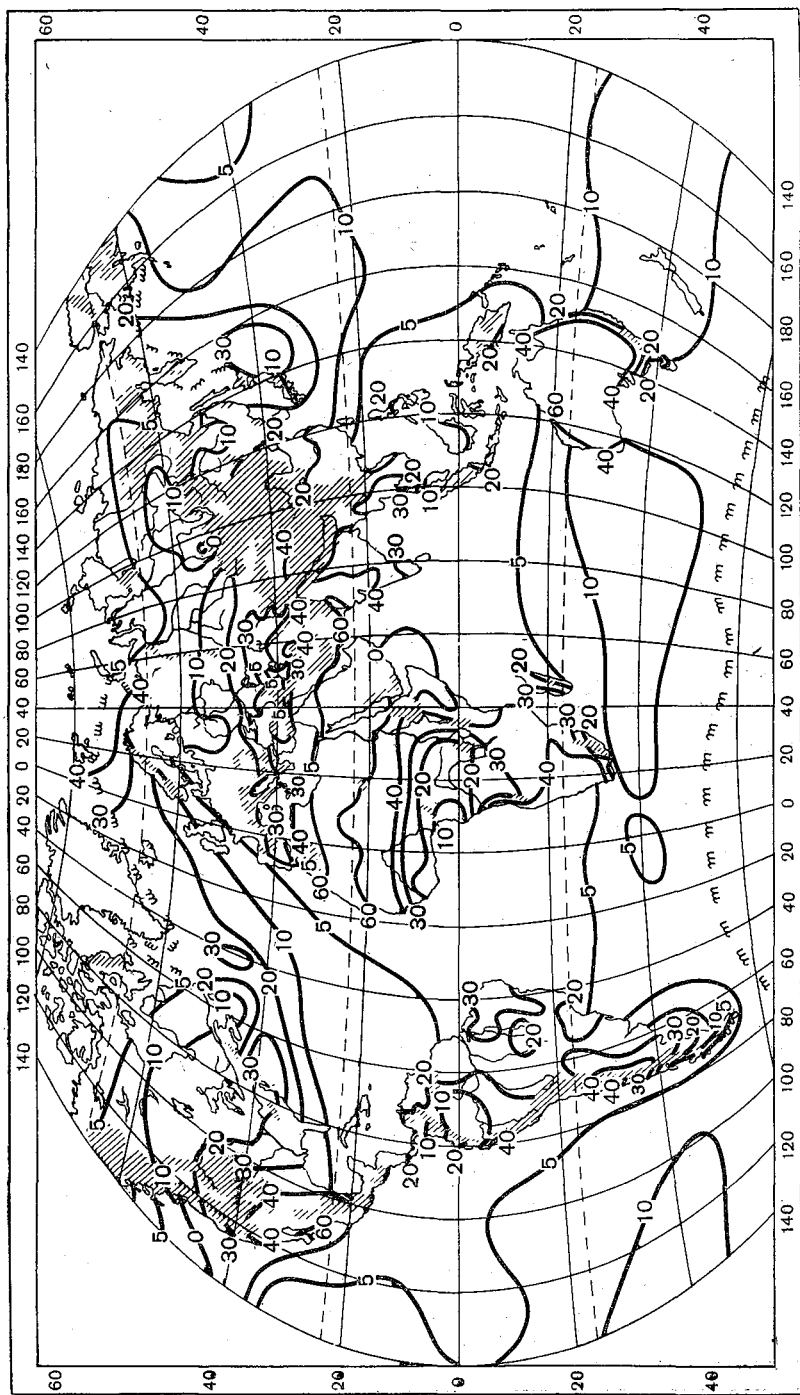
Приложение 13. Карта относительной прозрачности вод Мирового океана, составленная по данным измерений белым диском (на карте показана глубина исчезновения диска в м).



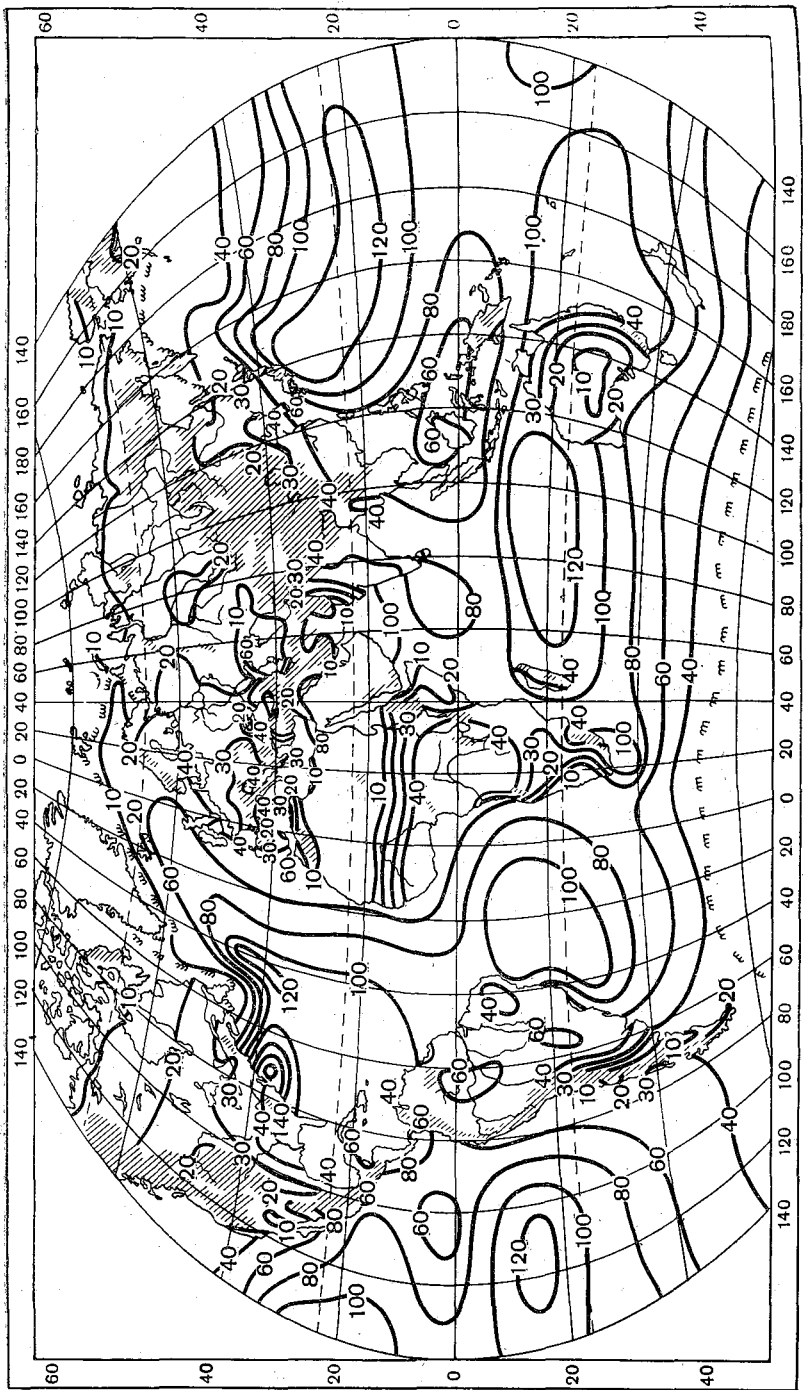
Приложение 14. Котидальная карта полусуточной волны M_2 для Атлантического океана (по Гансену). Сплошные линии — время наступления полной воды полусуточной волны M_2 относительно кульминации Луны на меридиане Гринвича (котидальные линии). Пунктирные линии — амплитуды волны M_2 в м.



Приложение 18. Радиационный баланс земной поверхности (ккал/см² · год) (по Будыко и др.).



Приложение 19. Турбулентный поток тепла от земной поверхности к атмосфере (ккал/см²·год) (по Будыко и др.).



Приложение 20. Затрата тепла на испарение (ккал/см² · год) (по Будыко и др.).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава I. Геолого-геофизические характеристики океана	
§ 1. Основные категории подводного рельефа	12
Общие принципы деления Мирового океана (12—16).	
Материковая отмель и ее основные черты (16—18).	
Материковый склон и его основные формы (18—19).	
Материковое подножие (19). Океанские котловины (19). Ложе океана (19—20). Океаническое поднятие (20—21). Глубоководные желоба (21—22)	22
§ 2. Основные категории грунтов дна океанов	26
§ 3. Гравитационное поле океана	26
§ 4. Магнитное поле океана	28
Элементы земного магнетизма (28—30). Магнитные аномалии (30—31)	
§ 5. Электрическое поле океана	31
Понятие о естественном электрическом поле (31—32)	
Теллурические токи (32—33). Индукционные (Фарадеевы) токи (33).	
Токи, обусловленные концентрационным эффектом (33—34). Токи, обусловленные биоэлектрическим эффектом (34). Токи, обусловленные суспензионным эффектом (34). Конвекционные электродинамические токи (34).	
Структура электрического поля (34—36)	
Глава II. Строение, химический состав и физические свойства морской воды	
§ 6. Современные представления о молекулярном строении воды	37
Аномалии воды (37—38).	
Молекулярное строение морской воды (38—40).	
Стереометрия воды и льда (40—42). Изотопы кислорода и водорода. «Тяжелая вода» (42—44). Вода как растворитель (44—45).	
§ 7. Химический состав морской воды и ее соленость	45
Химический состав морской воды (45—47). Соленость морской воды (47—48). Газы в морской воде (48—49).	
Кислород и азот (49—50). Сероводород (50—51).	
Углекислота (51—52). Щелочной резерв. Активная реакция морской воды (52—53).	
§ 8. Физические свойства морской воды	53
Плотность, удельный вес и удельный объем морской воды (54—56). Сжимаемость морской воды (56—58).	
Термические свойства морской воды (58). Удельная теплоемкость (58—59). Теплопроводность (59—60).	
Тепловое расширение морской воды, температура ее наибольшей плотности и замерзания (60—62).	
Скрытая теплота испарения и льдообразования (62).	
Вязкость (внутреннее трение) (62—64). Диффузия и осмотическое давле-	

ние (64—65). Поверхностное натяжение воды (66). Электропроводность морской воды (67). Радиоактивность вод океана (67—70).	
§ 9. Некоторые особенности распределения солености, температуры и плотности вод Мирового океана	70
Распределение солености (71—74). Распределение температуры воды (74—80). Распределение плотности (80—81).	
§ 10. Водные массы Мирового океана	81
Метод <i>TS</i> -кривых (81—83). Метод общего анализа водных масс (83—84). Выделение водных масс по градиентам гидрологических характеристик (85). Метод изопикнического анализа водных масс (85). Основные типы водных масс Мирового океана (85—88). Обобщенные <i>TS</i> -соотношения вод океана (88—90). Классификация водных масс (90—92)	

Глава III. Перемешивание и устойчивость вод океана

§ 11. Понятие о перемешивании	93
§ 12. Турбулентное перемешивание	98
Полуэмпирические теории турбулентности (100—102). Статистическая теория турбулентности (102—105). Спектральная теория турбулентности (105—106). Изотропная и локально-изотропная турбулентность (106—109).	
§ 13. Некоторые особенности морской турбулентности	109
Турбулентность в верхнем слое моря (109—110). Придонный турбулентный пограничный слой (110).	
§ 14. Конвективное перемешивание	110
Типы перемешивания (111—112). Зимняя вертикальная циркуляция (112—113).	
§ 15. Вертикальная устойчивость слоев в море	113
Понятие устойчивости (113—116). Жидкий грунт (116—118).	

Глава IV. Морские льды

§ 16. Образование и таяние морских льдов	114
Льдообразование в пресных водах (119—121). Льдообразование в морях умеренных широт (121—122). Льдообразование в Арктике и Антарктике (122—123). Таяние морского льда (123—124).	
§ 17. Физические свойства морского льда	124
Термические свойства морского льда (125—126). Соленость льда (126—127). Плотность льда (127). Пористость льда (128). Оптические свойства льда (128). Радиационные свойства льда (128—129). Электрические свойства морского льда (129).	
§ 18. Механические свойства льда	129
Предел упругости льда (130—131). Временное сопротивление льда на изгиб (131). Твердость льда (131—132). Механизм работы льда под нагрузкой (132—134).	
§ 19. Классификация морских льдов	134
Начальные виды льдов (135—136). Старый лед (136). Формы неподвижного (136) и плавучего льда (137). Сплоченность льда (137—138). Пролоходимость льда (138).	
§ 20. Географическое распределение льдов	139
Распределение льдов в северном полушарии (139—141). Распределение льдов в южном полушарии (141—142).	

Глава V. Оптика моря

§ 21. Основные термины и определения	143
§ 22. Основы теории распространения излучения в море	146
§ 23. Освещенность поверхности моря	147
§ 24. Поглощение света в море	150
§ 25. Рассеяние света в море	152

Молекулярное рассеяние света (153—155). Рассеяние света крупными частицами (155—157). Рассеяние света в естественных морских условиях (158—159)	
§ 26. Суммарный эффект поглощения и рассеяния света	159
Ослабление света в море (159—161). Прозрачность морской воды (161—166).	
§ 27. Некоторые особенности распространения света в море от искусственных источников	166
Характеристики искусственных источников света (166—167). Параллельный пучок света (167—168). Расходящийся пучок света (168—169). Характеристика распространения светового луча лазера (169).	
§ 28. Цвет моря	169
Цвет моря при отсутствии в воде взвешенных частиц (170—175). Цвет моря при наличии в воде взвешенных частиц (175—176). Люминесценция (176—177). Цветение и свечение моря (177).	
§ 29. Оптические характеристики вод Мирового океана	177

Глава VI. Акустика моря

§ 30. Скорость распространения звука в море	180
§ 31. Поглощение и рассеяние звука в море. Реверберация	183
Поглощение звука в море (183—184). Рассеяние звука в море (184). Затухание звука в море (184—185). Реверберация в море (185—186).	
§ 32. Рефракция звуковых лучей в море	186
Положительная рефракция (188—190). Отрицательная рефракция (190—192). Изменение положительной рефракции в верхнем слое на отрицательную в нижележащих слоях (192—194). Подводный звуковой канал (194—198). Влияние зоны скачка на ослабление силы звука (198—200)	
§ 33. Акустические характеристики вод океана	200
Скорость звука (200). Подводный звуковой канал (200—202). Шумы моря (202—203).	

Глава VII. Морские волны

§ 34. Общие сведения о морских волнах	204
Классификация морских волн (204—205). Поступательные волны (205—207). Стоячие волны (207). Элементы волны (207—210). Балл силы (степени) ветрового волнения (210—211).	
§ 35. Основы классической теории морских волн	211
Теория волн для глубокого моря (трохоидальная теория) (212—218). Выводы из теории волн для мелководного моря (218—222). Групповая скорость волн (222—224). Энергия волн (224—226). Волновое течение (226—229).	
§ 36. Физическая картина развития и затухание волн	229
Зарождение ветровых волн (229). Уравнение баланса энергии волн и методы его решения (229—235). Волны в циклонах (235—238).	
§ 37. Разнообразие ветровых волн	238
Функция распределения высот волн в точке (239—242). Функция распределения высот трехмерных волн (242—243). Статистическая связь между высотами трехмерных волн и высотами волн в точке (243). Функции распределения длин волн и длин гребней (243—244). Функции распределения периодов волн и скорости их распространения (244—245). Функции распределения элементов волн мелкого моря (245—248).	
§ 38. Основы спектральной теории ветровых волн	248
§ 39. Поведение ветровых волн у побережья	253
Поведение волн у отвесного берега (253—254). Рефракция волн (254—255). Изменение параметров волн на мелководье (255—258). Прибой (258—260).	
§ 40. Методы расчета ветровых волн	260

Эмпирические методы (260—261). Энергетические методы (261—265). Спектральный метод (266—267).	
§ 41. Волны от землетрясений (цунами). Внутренние волны	268
Волны от землетрясений (цунами) (268—269). Механизм формирования цунами (269—271). Предсказание цунами (271—272). Внутренние волны (273—275)	
§ 42. Характеристика волн Мирового океана	276

Глава VIII. Колебания уровня Мирового океана

§ 43. Уровень океана и причины его колебаний	278
Процессы и силы, влияющие на положение уровня океана (278—279). Непериодические колебания уровня (279—282). Средний уровень (282—284).	
§ 44. Приливные колебания уровня. Важнейшие термины и определения Явление приливов (284—285). Важнейшие термины и определения (285—287). Неравенства в явлении приливов (287—289). Классификация приливов (289—293)	284
§ 45. Основы теории приливов	293
Приливообразующие силы и их потенциал (293—301). Статистическая теория приливов (301—304). Динамическая теория приливов (304—307). Распространение приливных волн при учете отклоняющей силы вращения Земли и силы трения (307—312)	
§ 46. Методы предвычисления приливов	312
Гармонический анализ приливов (313—323). Штурманский метод обработки и предвычисления приливов (323—330). Метод сравнения (330—333). Таблицы приливов для основных портов (333—334). Превычисление приливов по негармоническим постоянным (334—335). Понятие о современных теоретических методах расчета приливов (335—338)	
§ 47. Основные характеристики распределения приливов в Мировом океане	338

Глава IX. Морские течения

§ 48. Классификация течений	340
§ 49. Градиентные течения	342
Основы теории плотностных течений (342—347). Построение карт плотностных течений (347—350). Методы определения нулевой поверхности (350—352). Градиентные течения в однородном море (352—357).	
§ 50. Дрейфовые (ветровые) течения	357
Основы теории дрейфовых течений при отсутствии бокового трения (358—359). Дрейфовые течения в бесконечно глубоком море (359—363). Дрейфовые течения в море конечной глубины (363—365). Развитие дрейфовых течений (366—367).	
§ 51. Суммарные течения	367
Прибрежная циркуляция (367—370). Основы теории суммарных течений открытого моря (370—373). Практические методы расчета суммарных течений (373). Приложение теории случайных функций к изучению и расчету морских течений (373—377).	
§ 52. Приливные течения	377
Реверсивные приливные течения (377—380). Вращательные (круговые) приливные течения (380—381). Влияние трения на приливные течения (381—383). Предвычисления приливных течений (383—389).	
§ 53. Основные черты географического распределения течений	389

Глава X. Океан и атмосфера

§ 54. О взаимодействии процессов в океане и атмосфере	397
Единство основных источников энергии в океане и атмосфере (397—399). Общность физических законов, управляющих процессами в океане	

и атмосфере (399—400). Возможные пути комплексного изучения системы океан—атмосфера (400—402).	
§ 55. Тепловой баланс океана и атмосферы	402
Уравнение теплового баланса (403—407). Радиационный баланс (407—413). Турбулентный теплообмен подстилающей поверхности с атмосферой (413—415). Затраты тепла на испарение (415). Теплообмен между деятельной поверхностью и нижележащими слоями (415—416). Результаты расчета теплового баланса (416—417)	
§ 56. Влияние океана на климат и погоду	418
Океан как аккумулятор тепла (418—419). Морской и континентальный климаты (419—421). Влияние распределения океанов и материков на циркуляцию атмосферы и вод океана и термический режим (421—426).	
§ 57. Водный баланс океана	426
Литература	429
Приложения	434

*НИКОЛАЙ ИВАНОВИЧ
ЕГОРОВ*

ФИЗИЧЕСКАЯ

ОКЕАНОГРАФИЯ

Отв. редактор Л. Ф. Титов

Редактор Ю. П. Бреховских

Художник Е. И. Васильев

Худ. редактор В. В. Костырев

Техн. редактор Л. М. Шишкова

Корректоры: Е. П. Баскакова, В. И. Гинцбург

Сдано в набор 11/1 1974 г.

Подписано к печати 3/VII 1974 г.

М-06391. Формат 60×90¹/₁₆, бум. тип. № 1.

Печ. л. 29,0 с вкл. Уч.-изд. л. 31,46. Тираж 4500 экз.

Индекс ОЛ-193. Заказ № 115. Цена 2 р. 24 к.

Гидрометеиздат. 199053. Ленинград, 2-я линия,
д. 23.

Ленинградская типография № 8
«Союзполиграфпрома» при Государственном
комитете Совета Министров СССР по делам
издательств, полиграфии и книжной торговли
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6