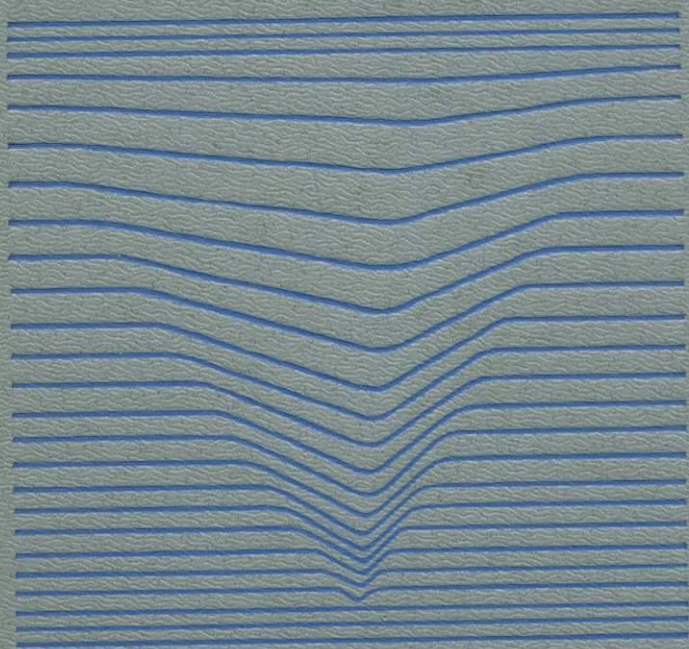


К. Боуден

---

ФИЗИЧЕСКАЯ  
**ОКЕАНОГРАФИЯ**  
ПРИБРЕЖНЫХ  
ВОД



Издательство «Мир»

# Физическая океанография прибрежных вод

ОКЕАНОГРАФИЯ

В. К. ШИШОВ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ОКЕАН»

МОСКВА, 1988

1988 г. 1988 г. 1988 г.

1988 г. 1988 г. 1988 г.

1988 г. 1988 г. 1988 г. 1988 г. 1988 г. 1988 г. 1988 г. 1988 г.

PHYSICAL  
OCEANOGRAPHY  
OF COASTAL  
WATERS

K. F. BOWDEN

Department of Oceanography  
University of Liverpool

Ellis Horwood Limited  
Publishers • Chichester

Halsted Press: a division of  
John Wiley & Sons

New York • Brisbane • Chichester • Ontario

К. Боуден

---

ФИЗИЧЕСКАЯ  
**ОКЕАНОГРАФИЯ**  
ПРИБРЕЖНЫХ  
ВОД

Перевод с английского  
А. Ю. КРАСНОПЕВЦЕВА  
под редакцией  
канд. геогр. наук И. Ф. ШАДРИНА

5090



Москва «Мир»  
1988



ББК 26.221  
Б86  
УДК 551.46

**Боуден К.**  
Б86 **Физическая океанография прибрежных вод: Пер. с англ. — М.: Мир, 1988. — 324 с., ил.**

ISBN 5-03-000700-8

Книга известного английского океанолога посвящена динамике шельфовых вод и оценке их значения для человечества. Описываются особенности поведения вод вблизи берегов: приливные и нагонные течения, поверхностные волны, перемешивание, температурный и солевой режим, обмен с глубинными водами, взаимодействие между прибрежной и океанической циркуляцией. Широко используются математические модели и экспериментальный материал. Математический аппарат использован на уровне, доступном студентам.

Для океанологов, геологов, биологов — специалистов и студентов старших курсов. Может служить учебным пособием.

Б  $\frac{1903030000-090}{041(01)-88}$  111—88, ч. 1

ББК 26.221

*Редакция литературы по геологии и геофизике*

ISBN 5-03-000700-8 (русс.к)

ISBN 0-85312-686-0 (англ.)

© 1983 К. F. Bowden/Ellis Horwood Ltd.

© перевод на русский язык, «Мир», 1988

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Предлагаемая вниманию читателя книга известного английского исследователя К. Боудена посвящена физическим процессам, протекающим в водной массе континентального шельфа. Шельф как пограничная область между океаном и сушей имеет свои специфические особенности: береговую линию, относительно малые и постоянно меняющиеся глубины, относительно большую неравномерность рельефа дна и разные линейные размеры по основным направлениям — вдоль берега, перпендикулярно ему и вертикально вниз, — отличающиеся друг от друга на два-четыре порядка. Если учесть еще своеобразие ветровых, температурных и прочих условий, связанное с наличием в регионе разных подстилающих поверхностей, речной сток, вынос твердого минерального материала с суши и т. д., то становится ясно, что все процессы в водной массе шельфа должны иметь свою специфику, которая требует целенаправленного исследования. Задача данной книги и состоит в том, чтобы показать в первую очередь эту специфику, а также рассмотреть процессы, присущие только шельфу.

Относительно небольшая книга не может претендовать на полноту охвата всего круга вопросов, так или иначе связанных с шельфом, да, видимо, такая задача автором не ставилась. Однако большинство основных проблем, особенно тех, которые имеют практическое значение, в ней отражено. Это прежде всего приливы и приливные течения, ветровые и шельфовые волны, ветровые течения и нагоны, апвеллинги, плотностные течения, особенности распределения температуры и солености, сезонный термоклин, фронты, перемешивание, взаимодействие между прибрежными и океанскими водами.

Не претендует книга и на глубину рассмотрения отдельных вопросов. Основная ее цель, как указывает сам автор, — дать общие представления о тех или иных процессах; поэтому изложение материала дается, как правило, в краткой и доступной форме. Для более глубокого изучения отдельных вопросов приведена специальная литература. Здесь необходимо отметить, что публикации советских ученых, по-видимому, не имелись в распоряжении автора и не нашли отражения в книге. Поэтому в конце библиографического списка мы добавили несколько работ советских исследователей, вышедших в последнее время.

Такая манера изложения, с нашей точки зрения, представляет определенную ценность и делает книгу незаменимой в том случае, когда возникает необходимость у специалиста любого профиля войти в курс дела и ознакомиться с состоянием и изученностью проблемы за рубежом. Ценна книга и тем, что в ней

кроме общих вопросов и теоретических представлений приводятся данные натуральных исследований, которые анализируются с позиций этих представлений.

С другой стороны, следует заметить, что при анализе прибрежных вод у советских исследователей принято разделять шельф на две области по «динамическому признаку»: верхнюю часть, или прибрежную зону, и мористую часть шельфа. Основным признаком при этом является соотношение линейного масштаба процесса и основного размера шельфа — глубины. В первой области отношение этих параметров больше, а во второй меньше единицы. Отсюда следует, что для некоторых динамических процессов весь шельф может быть прибрежной зоной, для других же он будет, по существу, глубоким морем, за исключением узкой приурезовой полосы. Такой подход позволяет оценивать роль отдельных факторов в каждом конкретном процессе и четко определять степень их влияния на формирование того или иного явления. Так, например, сила Кориолиса не может быть существенной для любого динамического процесса в прибрежной зоне, так как главная, определяющая роль принадлежит здесь силам трения о дно, концентрации удельной энергии движения в малом и сужающемся канале распространения, что приводит к трансформации и даже к разрушению (вырождению) движения.

Автор подошел к проблеме физики шельфовых вод с точки зрения специалиста по открытому океану, рассматривая вопросы рефракции, изменения фазовой скорости, длины, высоты, формы волны и ее разрушения, правда не используя указанный выше принцип советских исследователей. Это никоим образом не умаляет актуальности и значения книги, а лишь указывает на возможность различных подходов к данной проблеме и выделения в ней разнообразных вопросов для дальнейших исследований. Они должны касаться как взаимодействия вод открытого океана и шельфа со всей спецификой, присущей этому региону, так и процессов, характерных именно для условий шельфа. В переводе книги мы старались по возможности сохранить терминологию автора. Термины и названия, не принятые или малоупотребимые в нашей научной литературе, даны с объяснениями с тех мест, где это не совсем ясно по тексту изложения.

Эта область Мирового океана всегда привлекала особое внимание человечества, а за последние два десятилетия практическая значимость шельфа возросла в связи с бурным освоением во многих направлениях. Сюда входят как традиционные направления — гидротехника, курортное строительство, судоходство, рыболовство, — так и более современные — добыча полезных ископаемых и охрана окружающей среды. Возросла и научная значимость шельфа. Это прежде всего касается таких фунда-

ментальных вопросов, имеющих общепланетарное значение, как взаимодействие океана и литосферы, диссипация энергии океанских вод, осадконакопление и образование потока твердого вещества, направленного с суши в океан, и т. д. Для решения любой из указанных выше проблем необходимо в первую очередь знание процессов, рассматриваемых в книге.

В связи с этим книга будет несомненно полезна и интересна широкому кругу научных работников, занимающихся как непосредственно вопросами физики океана, так и специалистам в смежных областях, связанных с морем, в частности геологам, биологам, химикам, геоморфологам и т. д., а также инженерам-гидротехникам, судоводителям, рыбакам и, наконец, студентам и аспирантам соответствующих специальностей.

*И. Шадрин*

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Прибрежные воды, включая шельфовые зоны и окраинные моря, обладают весьма характерными особенностями и поэтому заслуживают отдельного изучения. В учебниках по физической океанографии основное внимание обычно уделяется открытому океану; имеется и некоторое количество книг, посвященных эстуариям. Настоящая книга призвана заполнить образовавшийся пробел: в ней рассмотрены главным образом условия в промежуточной прибрежной зоне.

В основе книги лежит курс лекций, который я вел в течение ряда лет в Ливерпульском университете и в других местах. Идея расширить этот курс и превратить его в книгу впервые возникла во время лекций, которые я читал несколько лет назад в отделении океанографии Вашингтонского университета в Сиэтле во время годовичного отпуска, предоставленного мне для научной работы. Изложение опирается и на экспериментальный, и на теоретический подходы, поскольку именно так осуществляется прогресс в науке. Для этой цели потребовалось ввести некоторое количество математики, но мы использовали ее в наиболее простой, хотя и достаточно строгой форме, и для ее понимания вполне достаточно той математической подготовки, которая дается на первом курсе университета.

Мы надеемся, что эта книга займет свое место среди учебников для студентов и аспирантов, изучающих океанографию и морские инженерные науки, а специалисты по биологии, химии и геологии моря смогут получить из нее необходимую подготовку в области физической океанографии. Для тех, кто пожелает более углубленно изучить отдельные темы, даны многочисленные ссылки на более подробные работы и обзорные статьи.

Оригинальные труды упомянуты там, где это уместно, — мы старались не перегружать ими изложение.

Я благодарен многим коллегам, которые помогли мне в подготовке книги, и в особенности перечисленным ниже лицам, которые прочли отдельные главы и сделали ценные замечания: д-рам Р. Тейту, Э. Бартону и С. Фергусону из отделения океанографии Ливерпульского университета, Н. Хипсу из Института океанографических наук в Бидстоне и проф. Дж. Симпсону из отделения физической океанографии Университетского колледжа Северного Уэльса. Я также весьма признателен Дж. Мерфи за помощь в подготовке рисунков.

*К. Ф. Боуден*  
Август 1983 г.

## Введение

### 1.1. ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРИБРЕЖНЫХ ВОД

Океанографические исследования ведутся на огромной площади от районов глубокого океана до эстуариев — всюду, куда проникает морская вода. Многие физические и математические модели справедливы для всего разнообразия условий, но прибрежные воды достаточно сильно отличаются и от глубоководных районов, и от эстуариев, что оправдывает особое к ним внимание. Процессы, происходящие в районах трех указанных типов, разумеется, связаны друг с другом и зависят друг от друга, так что, сосредоточивая внимание на прибрежных водах, мы не можем полностью игнорировать соседние с ними области. Приливы, которые вызывают повышение и понижение уровня моря в прибрежной области, возникают в глубоком океане. Волны, разбивающиеся о берег, часто получают энергию от штормов за тысячи километров от берега. Речная вода, которая обуславливает низкую соленость и высокую концентрацию биогенных элементов в прибрежной зоне, трансформируется, проходя по эстуарию.

Прибрежные воды имеют также особое значение с точки зрения экономики и охраны окружающей среды. Так, портовые сооружения возводятся в береговой зоне; поэтому, приближаясь или удаляясь от гавани, морские суда должны двигаться в области сильных приливных или ветровых течений. Во многих районах не последнюю роль играет и использование берега для отдыха — устройство пляжей, мест для купания, плавания и других развлечений. В шельфовой зоне и в окраинных морях находятся основные районы рыболовства; физические условия часто играют важную роль в их продуктивности. Отметим также, что, хотя в будущем основным источником минерального сырья может стать глубокий океан, в настоящее время твердые полезные ископаемые, нефть и газ добываются главным образом на шельфе.

## 1.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ИХ СЛЕДСТВИЯ

В рамках вопросов, рассматриваемых в этой книге, термин «прибрежные воды» будет применяться к водам континентального шельфа и окраинных частично закрытых морей, исключая эстуарии.

Первой отличительной особенностью прибрежной зоны является небольшая глубина, как правило до 200 м, что существенно меньше глубины 4000 м, характерной для открытого океана. Морская граница континентального шельфа обычно отмечается по резкому увеличению уклона дна: в среднем от 1/500 до 1/20. Дно, находящееся на относительно небольшой глубине, налагает более существенные ограничения на движение воды, чем в глубоководных районах. Течения вблизи дна, как правило, довольно сильны, и придонное трение, которое в открытом океане играет незначительную роль, становится здесь существенным.

Присутствие береговой линии создает ограничение для движения воды в перпендикулярном к ней направлении, что приводит к отклонению течений и заставляет их ориентироваться вдоль берега. Ограничение на движение воды к берегу ведет к возникновению наклона уровня, а это в свою очередь вызывает изменения в динамике вод. Влияние берега в разных районах проявляется по-разному. В одном предельном случае береговая линия плавная, такая как у тихоокеанского побережья США и частично Центральной и Южной Америки. В то же время существуют большие почти закрытые моря, например Балтийское, сообщение которых с другими морями весьма ограничено.

Речной сток приводит к уменьшению солености и, следовательно, плотности морской воды. При одинаковых значениях потока тепла через поверхность моря более мелководные области вблизи берега испытывают большие вариации температуры, чем глубоководные районы. Поэтому прибрежные воды обычно представляют собой районы с относительно большими горизонтальными градиентами солености, температуры и плотности, которые часто служат причиной изменения характера течений.

Перечисленные выше особенности прибрежных вод приводят к важным физическим следствиям. Прежде всего по сравнению с глубоководными районами здесь существенно изменяются характеристики приливных колебаний уровня и приливных течений. Их амплитуды обычно возрастают, причем иногда при совпадении периодов прилива и собственного периода колебаний бассейна (резонансе) это увеличение бывает весьма значительным. Особенностью является и то, что приливные течения ускоряются на шельфе, где, кроме всего прочего, на них оказывает большее влияние придонное трение.

Поверхностные волны — общее явление для открытого океана и для морей, и в некоторых отношениях их свойства одинаковы повсюду. Однако по мере продвижения волн на мелководье все большее влияние дна приводит к их значительным изменениям вплоть до разрушения, когда большая часть энергии волн диссипирует у берега. В некоторых районах высвобожденная энергия волн может приводить в движение огромные массы пляжевого материала или оказывать силовое воздействие на природные и искусственные объекты.

Ветровые течения также испытывают сильное влияние берега и дна. В некоторых районах это служит причиной штормовых нагонов, в то время как в других местах возникают такие явления, как прибрежный подъем вод (апвеллинг) или прибрежные струйные течения.

Из-за больших горизонтальных градиентов плотности плотностные течения в прибрежной зоне имеют большее значение в динамике вод, чем в открытом океане. В некоторых отношениях они сходны с плотностными течениями в эстуариях, но влияние силы Кориолиса в менее стесненной близкими границами прибрежной зоне сказывается сильнее.

Прибрежную область нельзя рассматривать вне ее связи с прилегающим океаном. В некоторых случаях проходящие над континентальным склоном мощные океанские течения, скорость или направление которых испытывают колебания, оказывают большое влияние на прибрежные воды. Оно может проявляться как вторжение водных масс со своими специфическими характеристиками в шельфовую зону или как захват прибрежной воды. Кроме того, градиенты уровня моря, устанавливающиеся на краю шельфа благодаря океанским течениям, могут породить течения на шельфе.

### 1.3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИБРЕЖНЫХ ВОД

История океанографии знает много примеров взаимосвязи между научными исследованиями и практическим применением их результатов. Нужды мореплавателей и первооткрывателей были главной движущей силой исследований в XVII и XVIII вв., в результате которых возникло более правильное понимание картины океанских течений. В середине XIX в. новый толчок к развитию океанографии дали поиски наилучших трасс для прокладки трансокеанских телеграфных кабелей. Изучение приливов в отличие от других явлений в океане началось в прибрежных водах и даже у самого побережья. На раннем этапе исследований больше всего сведений о приливах было получено в результате наблюдений за колебаниями уровня моря в

портах и на пристанях. Теория приливов в прибрежных водах была хорошо разработана и согласована с наблюдениями. Наши знания о приливах в открытом океане оставались в основном умозрительными, а теоретические выводы приходилось проверять путем сравнения с данными наблюдений на побережье материков и островов. Лишь в недавнее время стали возможны надежные измерения приливов на глубокой воде.

Кораблевождение в прибрежных водах, особенно при входе в порт или выходе из него, требует точных сведений о глубине воды и ее изменениях под влиянием приливов. Увеличение размеров судов, в особенности танкеров, потребовало более точных методов предвычисления приливов и прогноза течений на тот случай, когда аномальные погодные условия вызывают значительные отклонения от предсказаний. Информация о приливных и других течениях требуется и для маневрирования судов на подходах к порту.

Обеспечение портов различными сооружениями включает строительство волноломов, пирсов и стенок. В тех местах, где величина прилива велика, зачастую необходимо сооружать шлюзы. Строительство и эксплуатация этих конструкций требуют знаний о волнении в конкретном районе: высотах, периодах и направлениях подхода волн. Волны не только воздействуют с большой силой на береговые сооружения, но и влияют на перемещение пляжевого и донного материала, вызывая эрозию в одном месте и заиливание в другом. Предсказывать волнение гораздо труднее, чем приливы, но методы прогноза волнения жизненно важны. Необходимость такого прогноза при высадке войск союзников во время второй мировой войны резко стимулировала изучение волн, что привело к совершенствованию методов их прогнозирования. Сегодня таким стимулом служат жесткие требования, предъявляемые к работе бурового оборудования и других объектов в прибрежной зоне.

На протяжении многих лет движущей силой для океанографических исследований были нужды рыболовства. Примером может служить образование в 1902 г. Международного совета по исследованиям моря (МСИМ), в который первоначально входили представители стран Северо-Западной Европы, занимавшихся рыбным промыслом, а затем к нему присоединились Канада, США и СССР. Впоследствии подобные организации стали создаваться и в других регионах. Как и всем, кто работает в море, рыбакам требуются навигационная информация и предупреждения о штормах. Кроме того, распределение температуры, солености и химических элементов часто служит надежным признаком биологической продуктивности в данном районе. Особый случай представляют собой районы апвеллинга, в отношении которых очень важно понимать физические

процессы и уметь в какой-то мере предсказывать время и место интенсивного подъема вод. Предсказание океанографической обстановки для этой и других целей включает в себе ряд проблем, связанных с различными временными масштабами, отвечающими короткопериодным (с масштабами от нескольких суток до нескольких недель), сезонным, межгодовым и длинно-периодным изменениям.

В течение сотен лет море использовалось в качестве своеобразного мусорного ящика, причем отходы сбрасывались либо непосредственно в море, либо через эстуарии. Свойство морской воды разлагать органические остатки и убивать бактерии до сих пор позволяло морской среде успешно справляться с переработкой отходов. В последние годы ситуация ухудшилась в результате роста численности населения в прибрежных городах и сброса химических веществ, включая отходы промышленных предприятий, радиоактивные вещества, а также пестициды и гербициды, смываемые с полей. Многие из этих веществ, например тяжелые металлы, ДДТ и хлорсодержащие углеводороды, не разлагаются дольше, чем органические отходы, и их влияние распространяется дальше от берега. Способность прибрежных вод разносить эти отходы далеко от берега и транспортировать их на глубокую воду зависит от режима приливов и течений, а в некоторых случаях от стратификации воды по температуре и солёности и наличия фронтов.

Ярким примером все возрастающего использования прибрежных вод служат разведка и эксплуатация месторождений нефти и газа. Необходимость в предсказании экстремальных условий волнения и обусловленных ими сил громко заявила о себе рядом аварий, происшедших с буровыми установками. Не столь драматичным, но не менее важным является требование иметь достаточные сведения о приливах, волнении и течениях, чтобы обеспечить нормальную работу буровых установок и эксплуатационных платформ, а также судов и вертолетов, предназначенных для их обслуживания. Эти требования послужили стимулом для научных исследований волнения, приливов, ветровых течений и штормовых нагонов.

В прибрежных районах живет так много людей и такое множество их приезжает туда на отдых, что значением этих районов с точки зрения их природной привлекательности пренебрегать нельзя. Поддержание здесь нормальных условий жизни означает, что воздействие человеческой деятельности на окружающую среду должно быть тщательно продумано и там, где это необходимо, находиться под контролем. Пляжи и прилегающие к ним воды не только должны быть свободны от бактерий и токсичных веществ, но и выглядеть чистыми и привлекательными для купания и других развлечений. Иногда не-

обходимо принимать меры, чтобы уберечь пляжи от эрозии и переноса материала вдоль берега. В других местах нужно стараться не допустить наращивания песчаных баров или отложения ила. Растущая популярность парусного спорта заставляет приобретать более детальные знания о течениях и волнении и разрабатывать надежные методы предсказания ветровых влияний. Чтобы оценить наиболее вероятное воздействие волн и течений на портовые работы, работу электростанций или заводов по переработке отходов, нужно знать океанографическую обстановку; то же самое необходимо при планировании предупредительных или восстановительных мер борьбы с любыми нежелательными эффектами.

Возрастающее значение прибрежных вод для решения задач, о которых говорилось выше, требует проведения более детальных исследований и практического применения полученных знаний инженерами, штурманами, специалистами по рыболовству и др. В этой книге не рассматриваются инженерные проблемы. Не преследуется и цель дать исчерпывающий обзор экспериментальных и теоретических результатов, достаточных для решения конкретных проблем. Все это можно найти в монографиях специалистов или оригинальных статьях. Наша задача — представить данные наблюдений и описать идеи, служащие основой для понимания существа вопроса, а также указать направления, по которым ведутся современные исследования. Мы надеемся, что благодаря этому наша книга станет полезным путеводителем для океанографов, готовящихся к проведению исследований в данной области, а также для инженеров и других заинтересованных лиц.

# Приливы и приливные течения

## 2.1. ВВЕДЕНИЕ

### 2.1.1. Основные особенности приливов

Периодические подъемы и опускания морской поверхности, называемые приливами, — яркая отличительная особенность многих прибрежных районов. Наиболее распространены приливы, при которых полная вода и малая вода наблюдаются по два раза в день, причем в каждый последующий день примерно на 50 мин позже, чем в предыдущий. Такой прилив характерен, например, в других районах Мирового океана встречаются приливы иных типов. На самом деле приливные колебания состоят из ряда составляющих с различными периодами. В приливе, упомянутом выше, доминирует лунная полусуточная составляющая, называемая  $M_2$ , с периодом 12 ч 25 мин (равным половине лунных суток). Пересекая фиксированный меридиан в некоторой точке, Луна с каждым днем запаздывает в среднем на 50 мин; это означает, что лунные сутки длятся 24 ч 50 мин. Хорошо известно также, что величина прилива, т. е. разница в уровнях полной воды и следующей за ней малой воды, периодически изменяется в соответствии с фазами Луны. Наибольший, или сизигийный, прилив приходится на новолуние или полнолуние с отклонением от него в один-два дня. Наименьший, или квадратурный, прилив наблюдается в первую и третью четверти Луны. Такая смена величины прилива объясняется влиянием солнечного полусуточного прилива, обозначаемого  $S_2$ , который имеет период 12 ч 00 мин и попеременно усиливает и ослабляет лунную полусуточную составляющую.

Часто бывает, что две последовательные полные воды имеют различную высоту; утренняя полная вода, например, на протяжении нескольких дней подряд может быть выше, чем полная вода после полудня. Это так называемое *суточное неравенство* может относиться и к малой воде. Оно обусловлено наложением суточных составляющих на полусуточные. На побережьях

Атлантического океана суточное неравенство обычно не играет большой роли и проявляется лишь как слабое возмущение полусуточного прилива. На западном побережье Северной Америки это явление выражено сильнее: разница в уровнях в последовательные моменты полной воды, равно как и малой воды, настолько заметна, что различают высокую полную воду, низкую полную воду, высокую малую воду и низкую малую воду (и употребляют сокращенные обозначения ВПВ, НПВ, ВМВ, НМВ). Величина суточного неравенства часто изменяется со временем и проходит через два максимума и два минимума на протяжении лунного месяца. В других районах, включая Мексиканский залив и некоторые участки побережья Юго-Восточной Азии, доминирует суточный прилив и в течение дня наступает только одна полная и одна малая вода.

Горизонтальные движения воды, т. е. приливные течения, тесно связаны с вертикальными — подъемом и опусканием уровня. Течение, возникающее во время повышения уровня, называется собственно приливом, а течение, связанное с понижением уровня, — отливом. В заливе или эстуарии колебания уровня и течения непосредственно связаны между собой, но у открытого побережья или на достаточном удалении от берега эта связь сложнее. Фазовое соотношение между колебаниями уровня и течений, например интервал времени между полной водой и установлением максимальной скорости приливного течения, может меняться от места к месту, причем в общем случае вектор скорости течения за время приливного цикла поворачивается и меняется по величине.

### 2.1.2. Наблюдения приливов

Наблюдения приливов включают измерения уровня воды как функции времени. В простейшем случае это могут быть визуальные наблюдения уровня с использованием градуированной шкалы, но, как правило, применяют автоматические самописцы уровня. Последние связаны с поплавком, поднимающимся и опускающимся вместе с водой в колодце, который соединяется с морем через трубу такого диаметра, чтобы гасить волны, но не влиять на приливные колебания. В наиболее широко используемом измерителе приливов (мареографе) кривая изменения уровня вычерчивается на бумажной ленте. В некоторых случаях регистрация ведется дистанционно: данные от нескольких мареографов, размещенных в разных местах, записываются в одном пункте. В настоящее время все большее применение находит цифровая регистрация, которая облегчает обработку данных с целью их анализа. Кроме мареографов, непосредственно

регистрирующих колебания уровня воды, существуют и другие приборы, основанные главным образом на измерении давления; они устанавливаются на морском дне как вблизи берега, так и в открытом море. Как правило, запись в таких приборах осуществляется внутренним механизмом, чаще всего на магнитную ленту, и они требуют обслуживания не чаще, чем раз в месяц. В других случаях данные измерений передаются через поворотный радиобуй на береговую станцию. Подробнее об измерениях приливов см. работы [58, 78].

Методы измерения скорости приливных течений, которые могут применяться и для наблюдения течений другой природы, весьма разнообразны; в них используются дрейфующие поплавки, а также различные типы измерителей течений. Сейчас стало обычной практикой ставить заякоренные буйковые станции с самописцами течений на месяц и больше. Обзоры методов измерения течений приведены в книгах [105, 115]. Детальное описание устройств для измерения приливов и течений выходит за рамки этой книги.

### 2.1.3. Приливы в океане и у берега

Силы, которые генерируют приливы, обусловлены гравитационным притяжением Луны и Солнца, но на приливы в окраинных морях эти силы влияют лишь косвенным образом. Приливы у берега порождаются океанскими приливами, которые в свою очередь генерируются приливообразующими силами. В таких морях, как Средиземное или Балтийское, слабо связанных с океаном, приливы обычно малы; исключение составляют те районы, для которых собственный период колебаний близок к приливному периоду. Но, вообще говоря, приливообразующие силы действуют на любую массу воды, в том числе и на озера. Так, хорошо изучены приливы в озере Мичиган. В основной части озера наибольшая величина сизигийного прилива составляет 8 см, но, например, в заливе Грин-Бей, более или менее отдельной части озера, где возникает резонанс, величина прилива достигает 18 см.

В этой главе мы вначале кратко рассмотрим генерацию океанских приливов и их свойства. Затем используем динамические уравнения, чтобы понять, как модифицируются приливные волны по мере их продвижения в шельфовую зону и какое влияние они оказывают на прибрежные воды. В остальной части главы, сочетая данные наблюдений и теоретические расчеты, мы рассмотрим различные свойства приливов и приливных течений в прибрежной зоне.



0690

## 2.2. ОКЕАНСКИЕ ПРИЛИВЫ

## 2.2.1. Приливообразующие силы

Как показал Ньютон, приливообразующие силы являются следствием закона всемирного тяготения. Поскольку гравитационное притяжение Луны, действующее на всякое материальное тело на поверхности Земли, меняется в зависимости от положения этого тела, последнее испытывает действие силы, которая стремится сдвинуть его и проявляется, если тело может

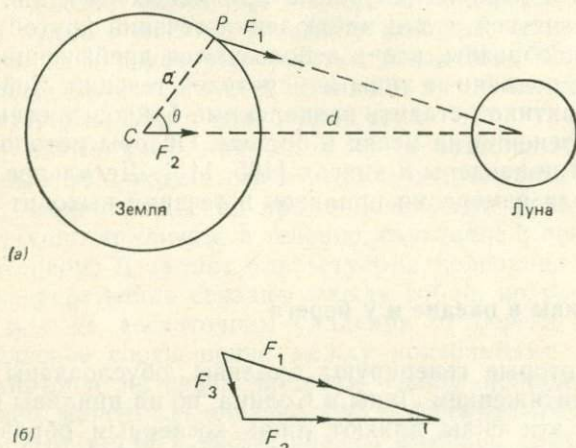


Рис. 2.1. Вывод формулы для приливообразующей силы, обусловленной притяжением Луны. (а) Притяжение Луны описывается векторами  $F_1$  в точке  $P$  и  $F_2$  в точке  $C$ . Сила  $F_1 = GM/r^2$ , а сила  $F_2 = GM/d^2$ , где  $G$  — гравитационная постоянная. (б) В векторном треугольнике  $F_3$  есть разность сил  $F_1$  и  $F_2$ . В соотношении (2.1)  $F$  — горизонтальная составляющая  $F_3$ .

свободно перемещаться по поверхности Земли. Зная положение Луны относительно Земли, можно рассчитать приливообразующие силы в различных точках земной поверхности. Точно таким же образом можно рассчитать распределение аналогичных сил, обусловленных притяжением Солнца.

Способ определения приливообразующих сил, обусловленных притяжением Луны, иллюстрируется рис. 2.1. Обращением Земли и Луны вокруг Солнца пренебрегают. Если считать оба тела жесткими сферами, то из-за взаимного притяжения они должны двигаться по эллиптическим орбитам вокруг общего центра масс, который совпадает с одним из фокусов. При выводе выражения для приливообразующей силы следует вычесть притяжение Луны в центре Земли, так как оно уравновешивается центробежной силой. Таким образом можно определить век-

торную разность сил, действующих на данную частицу в точке  $P$  на поверхности Земли и на такую же массу, расположенную в центре Земли, а затем разложить полученный вектор на две составляющие — горизонтальную и вертикальную. Вертикальная составляющая приводит к незначительному (порядка  $10^{-7} g$ ) изменению ускорения свободного падения или, иначе говоря, силы тяжести, но не может заставить частицу двигаться. Роль приливообразующей силы играет горизонтальная составляющая разности сил. Таким образом, приливообразующая сила в расчете на единицу массы в точке  $P$  направлена под углом к прямой, соединяющей центры двух тел, и равна

$$F = \frac{3}{2} \frac{M}{E} \left( \frac{a}{d} \right)^3 g \sin 2\theta, \quad (2.1)$$

где  $M$  — масса Луны,  $E$  — масса Земли,  $a$  — радиус Земли,  $d$  — расстояние между центрами этих тел,  $\theta$  — угол между прямой, соединяющей центры, и радиусом-вектором, проведенным из центра Земли в точку  $P$ . Распределение векторов приливообразующей силы на поверхности Земли, рассчитанное по формуле (2.1), показано на рис. 2.3, *a*. Максимальная величина силы, направленной в подлунную точку, т. е. точку, которая расположена точно под небесным спутником Земли, достигается при  $\theta = \pm 45^\circ$ . В самой подлунной точке ( $\theta = 0^\circ$ ) сила равна нулю. Сила, направленная к точке, диаметрально противоположной подлунной, принимает максимальное значение при  $\theta = \pm 135^\circ$ . Чтобы получить полную картину изменений вектора приливообразующей силы на поверхности Земли, нужно представить, что вся изображенная схема вращается вокруг прямой, соединяющей центры тел, поскольку сила обладает осевой симметрией относительно этой линии.

Максимальное значение отношения приливообразующей силы к весу частицы равно

$$\frac{F_{\max}}{g} = \frac{3}{2} \frac{M}{E} \left( \frac{a}{d} \right)^3.$$

Соответствующие численные значения входящих в это выражение величин таковы:

$$M/E = 1/81,4, \quad a = 6,37 \cdot 10^3 \text{ км}, \quad d = 3,84 \cdot 10^5 \text{ км}.$$

Отсюда

$$F_{\max}/g = 8,4 \cdot 10^{-8}.$$

Из-за того что распределение векторов приливообразующей силы на поверхности вращающейся Земли связано с относительным положением Луны, в каждой данной точке на земной поверхности величина и направление этой силы постоянно изменяются во времени.

## 2.2.2. Статический прилив

Под статическим приливом понимается отклик океана на приливообразующие силы при условии, что океан сплошь покрывает Землю и вода мгновенно реагирует на изменение сил. Иначе говоря, этот прилив отвечает статическому отклику океана на приливообразующие силы с соответствующим данному моменту времени распределением. Несмотря на эти нереалистичные предположения, концепция статического прилива оказалась полезной абстракцией, которая описывает ряд особенностей, качественно сходных с особенностями реальных прили-

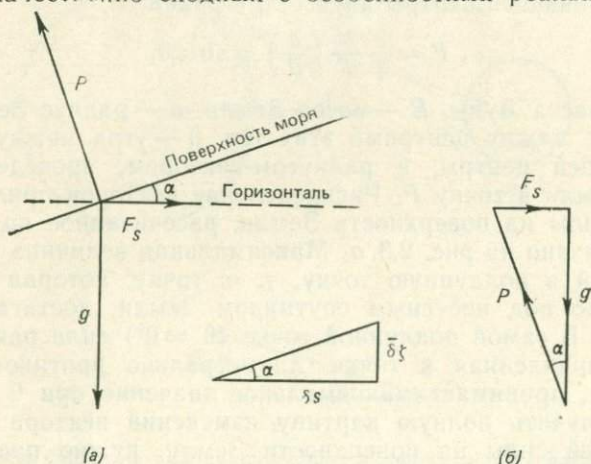


Рис. 2.2. Наклон поверхности моря в статическом приливе. (а)  $F_s$  — приливообразующая сила, действующая в горизонтальном направлении, а  $P$  — результирующая сила давления, нормальная к поверхности моря. (б) Соответствующий треугольник сил.

вов. Как будет показано ниже, отклонение уровня при статическом приливе прямо пропорционально потенциалу приливообразующих сил и удобно для представления этого потенциала.

Наклон уровня при статическом приливе должен быть таким, чтобы приливообразующая сила уравнивалась горизонтальным градиентом давления. На вертикальном разрезе, показанном на рис. 2.2, наклон  $\alpha$  определяется формулой

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{F_s}{g} = \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial s}, \quad (2.2)$$

где  $\bar{\xi}$  — отклонение уровня при статическом приливе,  $s$  измеряется в заданном направлении по горизонтали, а  $F_s$  — составляющая приливообразующей силы по этому направлению. Если  $\Omega$  — приливный потенциал, то

$$F_s = - \frac{\partial \Omega}{\partial s}$$

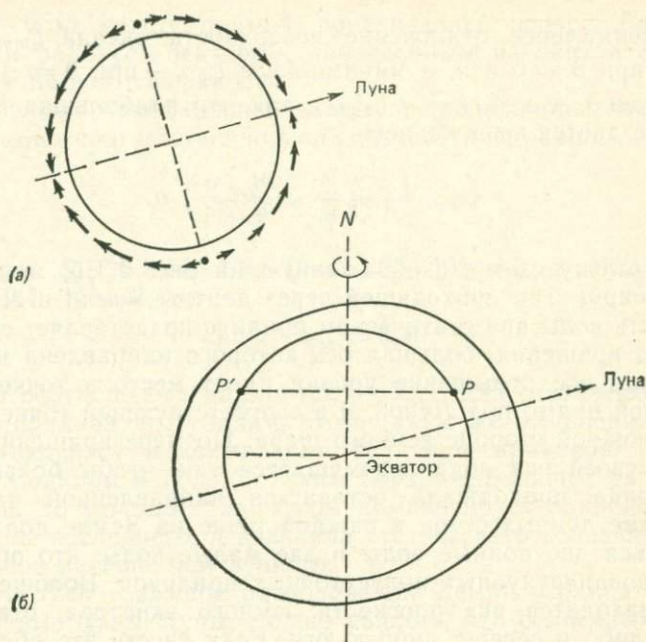


Рис. 2.3. (а) Величина и направление приливообразующей силы на поверхности Земли. (б) Статический лунный прилив. Любой точке соответствуют два момента полной воды каждые лунные сутки. Полная вода наступает, например, когда точка занимает положения  $P$  и  $P'$  по мере вращения Земли вокруг оси

в силу обычного определения потенциала. Таким образом, интегрируя, получаем

$$g\bar{\zeta} = -\Omega. \quad (2.3)$$

Постоянная интегрирования выбирается равной нулю на том основании, что  $\bar{\zeta}$  и  $\Omega$  отсчитываются от одного и того же нулевого уровня. Отсюда следует, что распределение  $\bar{\zeta}$  совпадает с распределением  $\Omega$  с учетом коэффициента пропорциональности и изменения знака на обратный, так что там, где поверхность моря выше, приливный потенциал меньше, и наоборот.

Исходя из распределения приливообразующих сил, даваемого формулой (2.1), можно получить картину статического прилива вокруг земного шара. Таким образом имеем

$$\frac{\bar{\zeta}}{a} = \frac{1}{2} \frac{M}{E} \left(\frac{a}{d}\right)^3 (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (2.4)$$

Это распределение показано на рис. 2.3, б.

Максимальное отклонение поверхности океана  $\bar{\xi}_{\max}$  достигается при  $\theta = 0$  и  $\pi$ , а минимальное  $\bar{\xi}_{\min}$  — при  $\theta = \pm\pi/2$ . Из (2.4) видно, что  $\bar{\xi}_{\min} = -1/2\bar{\xi}_{\max}$ , так что наибольшая величина прилива дается выражением

$$\bar{\xi}_{\max} - \bar{\xi}_{\min} = \frac{3}{2} \frac{M}{E} \left(\frac{a}{d}\right)^3 a. \quad (2.5)$$

Поскольку схему, изображенную на рис. 2.3, б, можно вращать вокруг оси, проходящей через центры Земли и Луны, поверхность воды при статическом приливе представляет собой эллипсоид вращения, большая ось которого направлена на Луну. Максимальное повышение уровня имеет место в точке, расположенной прямо под Луной, и в соответствующей точке на противоположной стороне земного шара. По мере вращения Земли вокруг своей оси вода перемещается так, чтобы большая ось эллипсоида продолжала оставаться направленной на Луну. В течение лунных суток в каждой точке на Земле должны наблюдаться две полные воды и две малые воды, что объясняет существование лунных полусуточных приливов. Вообще говоря, Луна находится вне плоскости земного экватора, отклоняясь от нее либо к северу, либо к югу. Если учесть это обстоятельство, легко увидеть, что высоты полной воды (как и малой воды) неодинаковы: имеет место так называемое суточное неравенство высот. Это явление не наблюдается на экваторе, а также исчезает везде, где склонение Луны равно нулю, что в любой точке выполняется дважды за лунный месяц.

Приняв те же численные значения, что и прежде, для  $M/E$ ,  $a$  и  $d$ , из (2.5) находим, что наибольшая величина лунного статического прилива равна

$$\bar{\xi}_{\max} - \bar{\xi}_{\min} = 53,5 \text{ см.}$$

Такого же порядка наблюдаемые значения величины прилива у островов или в открытом океане по измерениям с помощью приборов, установленных на океанском дне; значения, измеряемые на многих прибрежных станциях, на порядок больше.

Рассматривая систему, состоящую из Земли и Солнца, и пренебрегая влиянием Луны, можно, используя те же самые выкладки, рассчитать приливообразующую силу и статический прилив, обусловленные притяжением Солнца. Обозначим массу Солнца  $S$ , а расстояние между ним и Землей  $D$ . Тогда соотношение, аналогичное (2.1), запишется в виде

$$F' = \frac{3}{2} \frac{S}{E} \left(\frac{a}{D}\right)^3 g \sin 2\theta', \quad (2.6)$$

где  $\theta'$  — угол между прямой, соединяющей центры Солнца и Земли, и радиусом-вектором, проведенным из центра Земли в точку на земной поверхности.

Отношение максимальных значений приливообразующих сил, создаваемых соответственно Солнцем и Луной, равно

$$\frac{F'_{\max}}{F_{\max}} = \frac{S}{M} \left( \frac{d}{D} \right)^3.$$

Поскольку  $S/E = 3,33 \cdot 10^5$ ,  $D = 1,496 \cdot 10^8$  км, а  $M/E = 1/81,4$  и  $d = 3,84 \cdot 10^5$  км, то

$$F'_{\max}/F_{\max} = 0,46.$$

Записав соотношение, аналогичное (2.4), для статического солнечного прилива, мы увидим, что в таком же отношении между собой находятся максимальные величины приливов, обусловленных Солнцем и Луной. Таким образом, большее расстояние от Земли до Солнца с избытком компенсирует влияние огромной массы последнего, и величина статического солнечного прилива вдвое меньше, чем лунного.

Рассмотрев взаимное расположение Земли, Солнца и Луны в различные фазы Луны, можно увидеть, что солнечный и лунный приливные эллипсоиды «складываются» в новолуние и полнолуние и «вычитаются» в первую и третью четверти. Таким образом, чередование сизигийного и квадратурного приливов, а также наличие полусуточных лунных и солнечных приливов и суточного неравенства высот получают качественное объяснение в рамках представлений о статическом приливе.

### 2.2.3. Гармонические составляющие приливов

Используя обозначения, применяемые в сферической тригонометрии, угол  $\theta$ , показанный на рис. 2.1 и встречающийся в выражениях (2.1) и (2.4), можно выразить как функцию широты, долготы и времени в данной точке  $P$ , а также склонения Луны и ее часового угла относительно начального меридиана. Подобным же образом можно выразить угол  $\theta'$ , относящийся к Солнцу.

Взаимное расположение Луны, Солнца и Земли меняется по мере движения Луны по орбите вокруг Земли и Земли вокруг Солнца. Таким образом, результирующий приливный потенциал является сложной функцией времени, которая может быть представлена в виде суммы большого числа гармонических составляющих. Эти составляющие образуют три основных класса:

1) Полусуточные составляющие, период которых равен примерно половине суток. Основные из них — это  $M_2$  с периодом,

равным половине лунных суток, т. е. 12 ч 25 мин, и  $S_2$  с периодом, равным половине солнечных суток, или 12 ч 00 мин.

2) Суточные составляющие с периодами, примерно равными одним суткам. Это например,  $K_1$  с периодом в одни звездные сутки (23 ч 56 мин).

3) Длиннопериодные составляющие с периодами около двух недель и больше. Так, лунная двухнедельная составляющая имеет период 13,66 сут.

В табл. 2.1 указаны наиболее важные гармонические составляющие, на которые в этой главе мы будем время от времени ссылаться. На самом деле в полном разложении приливного потенциала выделено гораздо больше составляющих. Все они вносят вклад в высоту статического прилива, хотя многие из них очень малы по амплитуде. С практической точки зрения более важно то, что все они могут встречаться в реальных приливах. На основании общего динамического принципа, введенного Лапласом, можно показать, что каждой гармонической составляющей статического прилива соответствует гармоническая составляющая реального прилива с тем же периодом. Это обстоятельство будет позднее рассмотрено более детально.

Таблица 2.1. Гармонические составляющие приливов

Виды	Составляющие	Обозначение	Период
Полусуточные	Главная лунная	$M_2$	12,42 ч
	Главная солнечная	$S_2$	12,00 ч
	Большая лунная эллиптическая	$N_2$	12,66 ч
Суточные	Лунно-солнечная	$K_2$	11,97 ч
	Лунно-солнечная	$K_1$	23,93 ч
	Главная лунная	$O_1$	26,87 ч
Длиннопериодные	Главная солнечная	$P_1$	24,07 ч
	Лунная двухнедельная	$Mf$	13,66 сут
	Лунная месячная	$Mm$	27,55 сут
	Солнечная полугодовая	$Ssa$	182,70 сут

#### 2.2.4. Динамическая реакция океана

Задача изучения отклика реального океана на действие приливообразующих сил относится к области динамики, поскольку в расчет нужно принимать вариации этих сил в пространстве и во времени и инерцию водных масс. Вывод соответствующих уравнений и первая попытка их решения принадлежат Лапласу, который выполнил эту работу в 1775 г., почти через столетие

после того, как Ньютон дал математическое описание приливообразующих сил и рассчитал статический прилив. Основываясь на результатах, полученных Лапласом, многие выдающиеся математики, такие как Эйри, Кельвин, Дж. Дарвин, а в текущем столетии Праудмен и Дудсон, внесли каждый свой вклад в решение динамических уравнений океанских приливов. В течение многих лет основные усилия были направлены на поиск аналитических решений для бассейнов простой формы, например имеющих постоянную глубину и покрывающих либо целиком всю

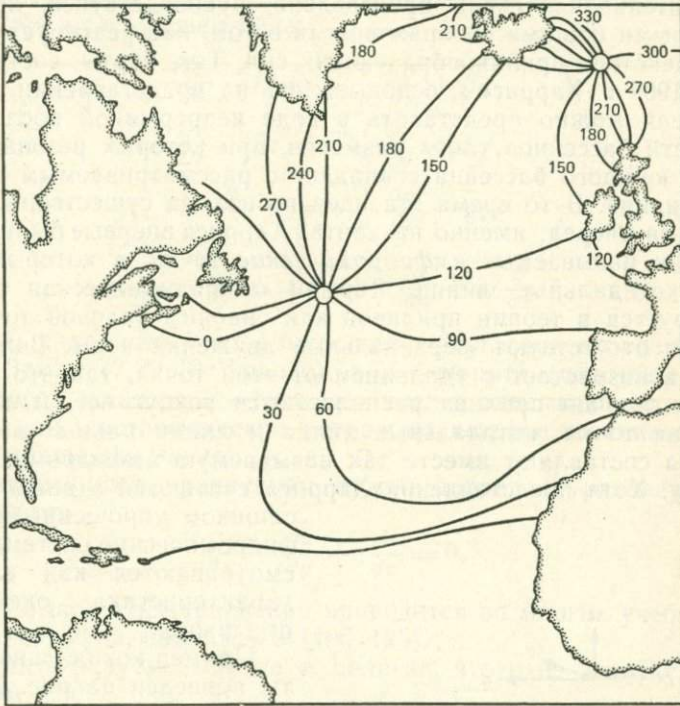


Рис. 2.4 Когидальные линии для прилива  $M_2$  в Северной Атлантике [78]. Числа означают фазу в градусах (относительно времени кульминации Луны на Гринвичском меридиане).

Землю, либо одно полушарие, либо ограниченных берегами, которые параллельны меридианам или параллелям. Включение в условия задачи реальной геометрии океана со сложной береговой линией и дном переменной глубины требовало привлечения численных методов решения и не могло быть полностью реализовано до тех пор, пока не появились цифровые электронно-вычислительные машины. В последние годы в этой области проводились активные исследования. Был получен ряд решений

для Мирового океана в целом (начало этим работам положили в 1969 г. Пекерис и Аккад), а также для отдельных океанов и ограниченных районов океана. Обзор этих исследований дан в работе [72].

Многие годы ученые вели наблюдения за приливами у берегов континентов и островов в открытом океане. Были построены карты так называемых *котидальных линий*, проходящих через точки, в которых полная вода наблюдается в одно и то же время. Для районов открытого океана котидальные линии проводили в значительной степени произвольно, руководствуясь, правда, некоторыми общими соображениями о том, как реагирует океан на воздействие приливообразующих сил. Так, карты, составленные в 1904 г. Харрисом, основывались на представлении о том, что океан можно представить в виде непрерывной последовательности бассейнов таких размеров, при которых резонансный период каждого бассейна совпадает с рассматриваемым периодом прилива. В то время эта идея позволила существенно продвинуться вперед; именно на картах Харриса впервые были показаны так называемые *амфидромические точки*, в которых сходятся котидальные линии. Термин «амфидромическая точка» используется в теории приливов как синоним узловой точки, в которой отсутствуют вертикальные движения воды. Величина прилива возрастает с удалением от этой точки, так что линии равных величин прилива располагаются вокруг нее. Амфидромическая точка, котидальные линии и линии равных величин прилива составляют вместе так называемую амфидромическую систему. Хотя представления Харриса считаются в наше время

слишком упрощенными, амфидромические системы рассматриваются как важная характеристика океанских приливов.

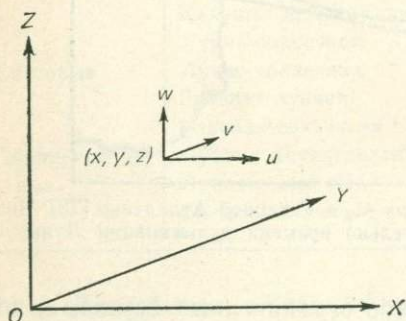
Пример котидальной карты приведен на рис. 2.4.

## 2.3. ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

### 2.3.1. Основные уравнения

Рис. 2.5. Прямоугольные координаты, в которых записываются уравнения движения.

Рассмотрим ограниченный участок земной поверхности, на котором кривизной можно пренебречь, и введем правую систему прямоугольных координат, как показано на рис. 2.5. Начало координат выберем так, чтобы оно совпадало со средним уров-



Рассмотрим ограниченный участок земной поверхности, на котором кривизной можно пренебречь, и введем правую систему прямоугольных координат, как показано на рис. 2.5. Начало координат выберем так, чтобы оно совпадало со средним уров-

нем воды, оси  $X$  и  $Y$  направим по горизонтали, а ось  $Z$  — вертикально вверх. Составляющие скорости в точке  $(x, y, z)$ , параллельные осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , обозначим соответственно  $u$ ,  $v$  и  $w$ . Пусть  $p$  обозначает давление,  $\rho$  — плотность воды, а  $F_x$  и  $F_y$  — составляющие силы, действующей на единичную массу воды (и отличной от силы давления). Будем считать, что единственной существенной силой, действующей по вертикали, является сила тяжести (в которую входит и центробежная сила, обусловленная вращением Земли) и что вертикальные ускорения пренебрежимо малы. Тогда уравнения движения по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  запишутся в следующем виде:

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x, \quad (2.7)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + F_y, \quad (2.8)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (2.9)$$

где

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}.$$

Отметим далее, что  $f = 2\omega \sin \varphi$ , где  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли ( $7,29 \cdot 10^{-5}$  рад/с), а  $\varphi$  — широта (положительная к северу от экватора),  $-fv$  и  $fu$  — члены, описывающие кориолисово, или геострофическое, ускорение, которое возникает благодаря вращению Земли.

К написанным уравнениям нужно добавить уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (2.10)$$

Полный вывод этих уравнений приводится во многих учебниках по океанографии, например в [106, 123].

Проинтегрируем (2.9) по  $z$ , полагая, что  $p$  не зависит от  $z$ . Получим

$$p = p_a + g\rho(\zeta - z).$$

Здесь  $p_a$  — атмосферное давление, а  $\zeta$  — отклонение уровня воды от невозмущенного положения, равное нулю в плоскости  $xy$ .

Если  $p_a$  не зависит от  $x$  и  $y$ , а  $\rho$  не зависит от  $x$ ,  $y$  и  $z$  то

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = g \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \quad (2.11)$$

При анализе приливных движений в качестве составляющих  $F_x$  и  $F_y$  горизонтальной силы надо взять компоненты приливообразующей силы и сил трения (там, где они существенны).

Для приливообразующей силы

$$F_x = -\frac{\partial \Omega}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial \Omega}{\partial y},$$

где  $\Omega$  — приливообразующий потенциал. Поскольку  $\Omega = -g\bar{\xi}$ , где  $\bar{\xi}$  — отклонение уровня при статическом приливе, то

$$F_x = g \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x}, \quad F_y = g \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial y}. \quad (2.12)$$

Изменения  $g$  и  $\Omega$  с глубиной пренебрежимо малы, так что в отсутствие трения правые части уравнений (2.7) и (2.8) не зависят от  $z$  и, следовательно, компоненты скорости  $u$  и  $v$  неизменны по глубине.

Трение возникает из-за напряжений сдвига, которые у поверхности связаны с воздействием ветра, а у дна — с течением воды вдоль шероховатой поверхности дна. Эти напряжения передаются в толщу воды благодаря турбулентности; непосредственное влияние молекулярной вязкости обычно пренебрежимо мало. В большинстве случаев достаточно учесть

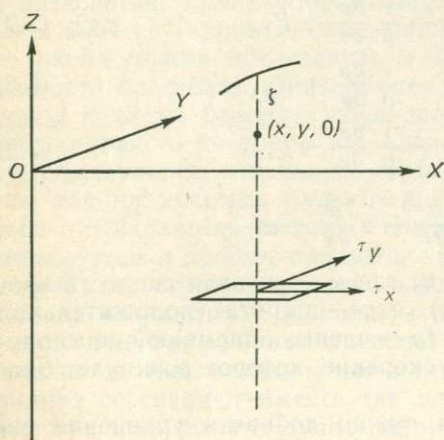


Рис. 2.6. Составляющие сдвиговых напряжений в воде.

только сдвиговые напряжения в горизонтальной плоскости. Как показано на рис. 2.6, напряжение, действующее на единичную горизонтальную площадку, будет иметь составляющие  $\tau_x$  и  $\tau_y$ , направленные соответственно вдоль осей  $X$  и  $Y$ . Будем считать, что положительным значениям  $\tau_x$  и  $\tau_y$  отвечает случай, когда вода, находящаяся выше рассматриваемого элемента площади, тянет его за собой в положительном направлении осей  $X$  и  $Y$ . Нетрудно показать, что дополнительная сила, действующая на объем воды единичной массы, имеет составляющие

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \quad \text{и} \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \quad (2.13)$$

по осям  $X$  и  $Y$  соответственно.

Из (2.7), (2.8) и (2.11)—(2.13) можно получить полную систему уравнений движения по осям  $X$  и  $Y$  для каждой точки

$(x, y, z)$ :

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -g \frac{\partial}{\partial x} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}, \quad (2.14)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -g \frac{\partial}{\partial y} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}, \quad (2.15)$$

а уравнение гидростатики (2.9) и уравнение неразрывности (2.10) остаются неизменными.

### 2.3.2. Уравнения, осредненные по глубине

Пусть  $h$  — глубина воды относительно невозмущенного уровня  $z = 0$ . Проинтегрируем уравнения (2.14) и (2.15) от дна  $z = -h$  до поверхности  $z = \zeta$ , введя обозначения

$$\bar{u} = \frac{1}{h + \bar{\zeta}} \int_{-h}^{\zeta} u dz, \quad \bar{v} = \frac{1}{h + \bar{\zeta}} \int_{-h}^{\zeta} v dz,$$

так что  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  — составляющие скорости осредненного по глубине течения. При некоторых предположениях можно вывести следующие уравнения для  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$ :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \bar{v} = -g \frac{\partial}{\partial x} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{\rho (h + \bar{\zeta})}, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + f \bar{u} = -g \frac{\partial}{\partial y} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{\tau_{sy} - \tau_{by}}{\rho (h + \bar{\zeta})}. \quad (2.17)$$

В этих уравнениях  $\tau_{sx}$ ,  $\tau_{sy}$  — составляющие напряжений трения на поверхности, а  $\tau_{bx}$ ,  $\tau_{by}$  — у дна. Интегрируя таким же образом уравнение неразрывности (2.10), получим

$$\frac{\partial}{\partial x} [(h + \bar{\zeta}) \bar{u}] + \frac{\partial}{\partial y} [(h + \bar{\zeta}) \bar{v}] + \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = 0. \quad (2.18)$$

Член уравнения, описывающий напряжение трения ветра на поверхности, важен при изучении ветровых течений и штормовых нагонов (гл. 4), но в данном случае мы рассматриваем только приливы и поэтому будем считать, что  $\tau_{sx} = \tau_{sy} = 0$ . Напряжение трения  $\tau_b$ , действующее на дне, можно связать со скоростью придонного течения  $U_b$ , используя квадратичную зависимость, т. е. полагая  $\tau_b = k\rho U_b^2$ , где  $U_b$  измеряется на стандартном расстоянии от дна, чаще всего равном 1 м, а  $k$  — коэффициент трения. Предполагается, что  $\tau_b$  направлено туда же, куда и  $U_b$ . Если скорость  $U_b$  имеет составляющие  $u_b$  и  $v_b$  по осям  $X$  и  $Y$ , то  $\tau_b$  имеет составляющие  $\tau_{bx}$  и  $\tau_{by}$ , которые равны

$$\tau_{bx} = k\rho U_b u_b, \quad \tau_{by} = k\rho U_b v_b, \quad (2.19)$$

где  $U_b = \sqrt{u_b^2 + v_b^2}$ .

Типичное значение коэффициента трения  $k$  равно  $2 \cdot 10^{-3}$ . Для скорости придонного течения, равной  $0,5$  м/с (около 1 узла), напряжение трения  $\tau_b$  составит  $0,5$  Н/м<sup>2</sup>.

### 2.3.3. Линеаризованные уравнения

Уравнения (2.16) — (2.18) при  $\tau_{sx} = \tau_{sy} = 0$  и формулы (2.19) для  $\tau_{bx}$  и  $\tau_{by}$  составляют полную систему уравнений для приливов. Они являются нелинейными, но их можно линеаризовать, сделав определенные допущения. Если ускорение мало, можно пренебречь силами инерции, т. е. членами вида  $\bar{u} \, d\bar{u}/dx$ . Если, далее, отклонение уровня  $\zeta$ , связанное с приливом, мало по сравнению с глубиной воды  $h$ , то в уравнении (2.18)  $h + \zeta$  можно заменить на  $h$ .

Если рассматривается случай, когда составляющие скорости изменяются по гармоническому закону, то оказывается возможным линеаризовать выражения для  $\tau_{bx}$  и  $\tau_{by}$ . Чтобы проиллюстрировать это, примем, что скорость придонного течения направлена вдоль оси  $X$ , так что  $v_b = 0$ . Тогда

$$\tau_{bx} = k\rho |u_b| u_b.$$

Положим  $u_b = C_b \cos \sigma t$ , где  $C_b$  — амплитуда колебания скорости, а  $\sigma$  — ее угловая частота. Тогда

$$\tau_{bx} = k\rho C_b^2 |\cos \sigma t| \cos \sigma t.$$

Выражение  $|\cos \sigma t| \cos \sigma t$  можно разложить в ряд Фурье:

$$|\cos \sigma t| \cos \sigma t = a_1 \cos \sigma t + a_2 \cos 2\sigma t + \dots,$$

где коэффициенты Фурье  $a_1, a_2, \dots$  определяются обычным образом. Можно показать, что  $a_1 = 8/3\pi$ . В этом случае

$$\tau_{bx} = \frac{8}{3\pi} k\rho C_b^2 \cos \sigma t + (\dots) \cos 2\sigma t.$$

Если мы рассматриваем гармоническую составляющую с угловой частотой  $\sigma$ , то

$$\tau_{bx} = \frac{8}{3\pi} k\rho C_b u_b = K' \rho u_b,$$

где  $K' = (8/3\pi) k C_b$ . Таким образом,  $\tau_{bx}$  прямо пропорционально  $u_b$ . Члены высшего порядка отвечают более высоким гармоникам, которые будут рассмотрены в одном из следующих разделов.

Если профиль скорости имеет стандартный вид, так что  $u_b/\bar{u}$  можно считать постоянным, то  $\tau_{bx}$  можно связать не с  $u_b$ , а с  $\bar{u}$ , используя соответственным образом модифицированный множитель  $K'$ .

В более общем случае, когда скорость течения у дна имеет составляющие  $u_b$  и  $v_b$ , можно применить те же рассуждения, хотя вывод соответствующих формул усложняется (см. [70]). Вводя осредненные по глубине составляющие скорости течения  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$ , можно показать, что

$$\tau_{bx} = K\rho\bar{u}, \quad \tau_{by} = K\rho\bar{v}, \quad (2.20)$$

где  $K = Ak\bar{C}$ , причем  $\bar{C}$  обозначает амплитуду колебаний средней по глубине скорости, а  $A$  близко к 1.

Линеаризация и условия  $\tau_{sx} = \tau_{sy} = 0$  позволяют преобразовать уравнения (2.16) — (2.18) к виду

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = -g \frac{\partial}{\partial x} (\zeta - \bar{\zeta}) - \frac{K\bar{u}}{h}, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f\bar{u} = -g \frac{\partial}{\partial y} (\zeta - \bar{\zeta}) - \frac{K\bar{v}}{h}, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (h\bar{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (h\bar{v}) = -\frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (2.23)$$

В этих уравнениях коэффициент  $K$  является постоянной для данного места величиной и имеет размерность скорости. Он меняется с изменением места, если меняются амплитуда скорости приливного течения  $\bar{C}$  и коэффициент трения  $k$ . Если в задаче рассматривается ограниченная область, то часто можно считать  $K$  постоянным по всей области.

Линеаризованные уравнения могут быть решены для отдельной гармонической составляющей и данной области моря с использованием соответствующих граничных условий. После этого решения для отдельных составляющих складываются, для того чтобы получить создаваемое ими результирующее приливное течение.

### 2.3.4. Уравнения в полярных координатах

Уравнения, приведенные выше, справедливы для такого небольшого участка земной поверхности, который можно считать плоским. Если же этот участок достаточно велик и кривизна земной поверхности существенна, необходимо использовать полярные координаты. Уравнения (2.21) — (2.23) заменяются тогда следующими:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v} = -\frac{g}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \chi} (\zeta - \bar{\zeta}) - \frac{K\bar{u}}{h}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f\bar{u} = -\frac{g}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\zeta - \bar{\zeta}) - \frac{K\bar{v}}{h}, \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial}{\partial \chi} (h\bar{u}) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (h\bar{v} \cos \varphi) \right] = -\frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (2.26)$$

Здесь  $\chi$  — долгота (положительная к востоку от начального меридиана),  $\varphi$  — широта,  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  — составляющие средней скорости, положительные в направлении возрастания  $\chi$  и  $\varphi$ ,  $a$  — радиус Земли, а  $\zeta$ ,  $\bar{\zeta}$ ,  $h$  и  $f$  имеют тот же смысл, что и прежде.

Уравнения (2.24) — (2.26) без членов, описывающих трение, были впервые выведены в 1775 г. Лапласом. Они лежат в основе современных методов численного моделирования океанских приливов.

### 2.3.5. Прогрессивные волны

Если поверхность океана каким-то образом искривлена и возмущающая сила перестает действовать, возмущение стремится переместиться в другие районы океана в виде свободной волны. При изучении океанских приливов оказалось полезным рассматривать их как суперпозицию волн различных типов, генерируемых приливообразующими силами. Эти волны являются вынужденными, но их амплитуда возрастает, если возникает резонанс между приливообразующими силами и свободными волнами с тем же периодом. Таким образом, при изучении приливных движений полезно рассмотреть распространение свободных волн в океане.

Линеаризованные уравнения для свободных волн, распространяющихся в океане постоянной глубины, можно получить из (2.21) — (2.23), полагая  $h = \text{const}$ ,  $\bar{\zeta} = 0$  и опуская члены, описывающие трение. Тогда

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad (2.28)$$

$$h \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (2.29)$$

В этих уравнениях  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  заменены на  $u$  и  $v$ , поскольку в отсутствие трения скорость постоянна по глубине. Допущение, сделанное в начале разд. 2.3.1 о том, что вертикальные ускорения пренебрежимо малы, ограничивает область применения уравнений так называемыми длинными волнами; поэтому их нельзя отнести, например, к ветровым волнам.

Для волны, бегущей в направлении оси  $X$ , можно получить частное решение, если предположить, что частицы воды двигаются только по оси  $x$ , так что  $v = 0$ . Приведенные выше

уравнения можно записать тогда в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad (2.30)$$

$$fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad (2.31)$$

$$h \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (2.32)$$

Комбинируя уравнение (2.30), продифференцированное по  $x$ , и уравнение (2.32), продифференцированное по  $t$ , так чтобы исключить  $u$ , получим

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = gh \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}. \quad (2.33)$$

Иначе говоря,

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}, \quad (2.34)$$

где

$$c^2 = gh. \quad (2.35)$$

Уравнение (2.34) описывает распространение возмущения уровня  $\zeta$  вдоль оси  $x$  со скоростью  $c$ , задаваемой формулой (2.35). Исключая таким же образом  $\zeta$  из уравнений (2.30) и (2.32), получим аналогичное уравнение для  $u$ :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (2.36)$$

В самом общем виде волна, распространяющаяся вдоль оси  $x$  и удовлетворяющая уравнению (2.34), имеет вид

$$\zeta = Y(y) F(x - ct), \quad (2.37)$$

где  $Y$  зависит только от  $y$ .

Из (2.30), используя (2.35), получим

$$u = \frac{c}{h} Y(y) F(x - ct). \quad (2.38)$$

Из (2.31) находим, что

$$Y(y) = A \exp(-fy/c), \quad (2.39)$$

где  $A$  — постоянная величина.

Множитель  $\exp(-fy/c)$  входит и в выражение для  $\zeta$ , и в выражение для  $u$ , указывая, что амплитуда волны экспоненциально уменьшается по оси  $Y$ . Волна, описываемая уравнениями (2.37) — (2.39), известна под названием *волны Кельвина*. Рассматривая волну простого гармонического вида с длиной  $\lambda$ , можно записать

$$F(x - ct) = \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct).$$

Период волны равен  $T = \lambda/c$ . Вводя обозначения  $\kappa = 2\pi/\lambda$  и  $\sigma = 2\pi/T$ , запишем решение в виде

$$\zeta = A \exp(-y/b) \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (2.40)$$

$$u = U \exp(-y/b) \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (2.41)$$

где

$$U = \frac{c}{h} A, \quad (2.42)$$

$$b = c/f, \quad (2.43)$$

$$c = \sqrt{gh}. \quad (2.44)$$

Эти уравнения описывают волну Кельвина, распространяющуюся вдоль оси  $X$ . В координатах, представленных на рис. 2.5, амплитуда волны экспоненциально возрастает в отрицательном

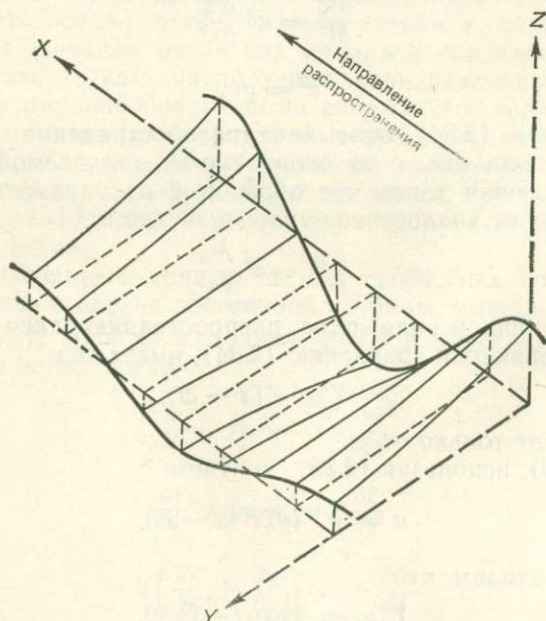


Рис. 2.7 Схематическое представление волны Кельвина в случае, когда в Северном полушарии берег остается справа, если смотреть по направлению распространения волны.

направлении оси  $Y$ , если  $f$  положительно. Таким образом, амплитуда возрастает слева направо (если смотреть в направлении распространения волны) в Северном полушарии и справа налево — в Южном полушарии, где  $f$  отрицательно. Распространение волны Кельвина в Северном полушарии иллюстрирует рис. 2.7.

Взяв подходящие численные значения параметров, можно оценить размеры и скорость распространения волны Кельвина в океане. Средняя глубина океана равна  $h = 4000$  м. Поскольку  $g = 9,80$  м/с<sup>2</sup>, формула (2.44) дает  $c = 198$  м/с. Поскольку  $\lambda = ct$ , длина волны с периодом, равным периоду полусуточного прилива  $M_2$  ( $T = 12$  ч 25 мин = 44 700 с), равна  $\lambda = 8850$  км. Скорость изменения амплитуды вдоль волнового фронта зависит от широты. В районе 30° с. ш., например,  $f = 7,29 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup> и, следовательно, из (2.43)  $b = 2720$  км. Таким образом, амплитуда волны увеличивается в  $e$  раз ( $e \approx 2,78$ ) на расстоянии 2720 км вправо вдоль волнового фронта.

В открытом океане амплитуда приливной волны вряд ли превышает 0,5 м. Приняв  $A = 0,5$  м и взяв использованные выше значения  $h$  и  $c$ , из (2.42) получим  $U = 2,5$  см/с, что совпадает с типичным значением скорости приливных течений в открытом океане.

Волна, амплитуда которой беспредельно возрастает в каком-либо направлении, не может существовать в природе, поэтому волна Кельвина должна, вероятно, двигаться параллельно берегу, так чтобы в Северном полушарии этот берег оставался справа от нее. Амплитуда волны в этом случае будет уменьшаться в направлении открытого океана.

Сняв ограничение  $v = 0$ , можно получить другие волновые решения уравнений (2.27) — (2.29). Одно из них описывает волну Пуанкаре, в которой изменения амплитуды в поперечном направлении имеют синусоидальный, а не экспоненциальный характер. Амплитуда поперечной составляющей скорости  $v$  также изменяется синусоидально по оси  $Y$ , так что в определенных точках этой оси  $v = 0$ . Такая волна могла бы двигаться параллельно берегу при условии, что одна из линий, вдоль которых  $v = 0$ , совпадает с береговой линией.

Чтобы из уравнений (2.27) — (2.29) получить решения в виде волн с горизонтальными гребнями, положим  $d\xi/du = 0$  в (2.28) и  $dv/du = 0$  в (2.29). Составляющие скорости  $u$  и  $v$  сдвинуты относительно друг друга по фазе на 90°, так что результирующий вектор скорости описывает эллипс за период прилива. Скорость распространения таких волн больше, чем скорость волны Кельвина, и дается выражением

$$c^2 = \frac{gh}{1 - f^2/\sigma^2}.$$

Волны этого типа были описаны в 1926 г. Свердрупом, объяснившим характер приливов на сибирском шельфе [41].

### 2.3.6. Влияние трения на волны

Влияние трения на длинные волны в глубоком океане мало, но в случае, когда волны распространяются на мелкой воде,

оно оказывается существенным. В этом случае для анализа волн в уравнениях (2.21) и (2.22) следует сохранить члены, описывающие трение. В частном случае свободных волн, распространяющихся в бассейне постоянной глубины, при  $\bar{\zeta} = 0$  и  $\bar{v} = 0$  уравнения принимают вид

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - K \frac{\bar{u}}{h}, \quad (2.45)$$

$$h \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t}. \quad (2.46)$$

Поскольку  $\bar{v} = 0$ , коэффициент  $K$  определяется формулой

$$K = \frac{8}{3\pi} k\bar{U}, \quad (2.47)$$

где  $\bar{U}$  — амплитуда осредненного по глубине течения, а  $k$  — коэффициент трения, определенный применительно к  $\bar{U}$  вместо  $u_b$ . Исключая  $\bar{u}$  из (2.45) и (2.46), получим

$$\frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial x^2} - \frac{K}{h} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t}, \quad (2.48)$$

где  $c_0^2 = gh$ . Это волновое уравнение содержит диссипативный член, пропорциональный орбитальной скорости частиц воды  $\partial \bar{\zeta} / \partial t$ . Оно имеет решение вида бегущей волны

$$\bar{\zeta} = A \exp(-\mu x) \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (2.49)$$

где  $\kappa = 2\pi/\lambda$  и  $\sigma = 2\pi/T$ , как и ранее.

Дифференцируя это решение и подставляя соответствующие члены в уравнение (2.48), найдем, что

$$\sigma^2 = (\mu^2 - \kappa^2) c_0^2,$$

а

$$2\mu\kappa = K\sigma/hc_0^2.$$

Скорость волны  $c = \sigma/\kappa$  дается выражением

$$c^2 = c_0^2 (1 - \mu^2/\kappa^2), \quad (2.50)$$

где

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{Kc}{hc_0^2} \approx \frac{1}{2} \frac{K}{hc_0}, \quad (2.51)$$

так как обычно  $\mu \ll \kappa$ .

Используя формулу (2.47) для  $K$ , найдем

$$\mu = \frac{4}{3\pi} \frac{k\bar{U}}{hc_0}. \quad (2.52)$$

Эта формула описывает связь между коэффициентом затухания  $\mu$  и коэффициентом трения  $k$ .

Соответствующее решение для  $\bar{u}$  имеет вид

$$\bar{u} = \bar{U} \exp(-\mu x) \cos(\kappa x - \sigma t - \alpha), \quad (2.53)$$

где

$$\bar{U} = \frac{\sigma A}{h \sqrt{\kappa^2 + \mu^2}}, \quad (2.54)$$

причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \mu/\kappa. \quad (2.55)$$

Уравнения (2.49) и (2.53) описывают отклонение уровня и скорость осредненного по глубине течения с трением в волне Кельвина, распространяющейся вдоль оси  $X$ . Уравнение (2.53) показывает, что изменения скорости больше не находятся в фазе с изменениями уровня, как в прогрессивной волне без трения. Скорость принимает максимальное значение за интервал времени  $\alpha/\sigma$  до того, как возвышение уровня станет максимальным.

## 2.4. ПРИЛИВЫ НА КОНТИНЕНТАЛЬНОМ ШЕЛЬФЕ

### 2.4.1. Эффекты, связанные с уменьшением глубины

Когда приливные волны, генерируемые в открытом океане, приближаются к побережью, они претерпевают определенные изменения, обусловленные уменьшением глубины океана. Грубую оценку этих изменений можно получить, рассматривая скорость переноса энергии. В волне, распространяющейся вдоль оси  $X$ , скорость переноса энергии через площадку  $dydz$  в вертикальной плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, равна

$$p' u dy dz,$$

где  $p'$  — аномалия давления относительно гидростатического, существующего в отсутствие волнового движения, а  $u$  — скорость частиц в волне.

Для длинной волны  $p' = g\rho\xi$  и не зависит от  $z$ . Рассмотрим прогрессивную волну, описываемую формулами (2.40) и (2.41), но будем пренебрегать вариациями вдоль оси  $Y$ . Тогда

$$\xi = A \cos(\kappa x - \sigma t),$$

$$u = U \cos(\kappa x - \sigma t),$$

где  $A$  и  $U$  в данном случае представляют собой амплитуды колебаний уровня и скорости течения соответственно.

Из (2.42) и (2.44) следует, что

$$U = \frac{c}{h} A = \sqrt{\frac{g}{h}} A.$$

Таким образом, скорость переноса энергии через вертикальную полосу единичной ширины, простирающуюся от поверхности до дна, равна

$$gphAU \cos^2(\kappa x - \sigma t).$$

Проведя осреднение за период прилива, получим, что средняя скорость переноса энергии через полосу единичной ширины, перпендикулярную направлению распространения, равна

$$E = \frac{1}{2} gphAU, \quad (2.56)$$

или иначе

$$E = \frac{1}{2} \rho g^{3/2} h^{1/2} A^2, \quad (2.57)$$

если использовать указанную выше зависимость между  $U$  и  $A$ .

Рассмотрим волну, пришедшую из океана глубиной  $h_1$  в шельфовую зону глубиной  $h_2$ . Скорость ее распространения уменьшится в соответствии с соотношением

$$c_2/c_1 = \sqrt{h_2/h_1}.$$

Чтобы приближенно оценить изменения амплитуд колебаний уровня и скорости течения, предположим, что при подходе волны к шельфу скорость переноса энергии сохраняется неизменной. Тогда из (2.57) следует

$$A_2/A_1 = (h_1/h_2)^{1/4},$$

а

$$U_2/U_1 = (h_1/h_2)^{3/4}.$$

Положив  $h_1 = 4000$  м для открытого океана и  $h_2 = 100$  м для шельфа, из приведенных выше формул получим

$$c_1 = 198 \text{ м/с}, \quad c_2 = 31,3 \text{ м/с},$$

$$A_2 = 2,51 A_1, \quad U_2 = 15,9 U_1.$$

Если  $A_1 = 0,5$  м, а  $U_1 = 2,5$  см/с, как в примере, рассмотренном выше, тогда  $A_2 = 1,26$  м, а  $U_2 = 39,8$  см/с. Таким образом, скорость течения возрастает в значительно большей степени, чем амплитуда колебаний уровня.

Эта оценка справедлива лишь по порядку величины, поскольку сделанные нами предположения, вообще говоря, не выполняются:

1) изменения, происходящие на наклонном дне, нельзя описать уравнениями, выведенными в предположении постоянства глубины океана;

2) часть энергии волны отражается от наклонного дна, и поэтому в шельфовую зону проходит меньшая часть энергии;

3) часть энергии диссипирует вследствие трения на дне.

Рассмотрим теперь волну Кельвина на континентальном шельфе. Согласно (2.43),  $b = c/f$ , поэтому для данной широты  $b_2/b_1 = c_2/c_1$ . В районе  $30^\circ$  с. ш., как мы выяснили выше,  $b_1 = 2720$  км, поэтому в области глубины 100 м  $b_2 = 430$  км. Таким образом, на шельфе амплитуда волны Кельвина гораздо быстрее убывает с расстоянием от берега, чем в открытом океане.

#### 2.4.2. Шельф у восточного побережья США

В качестве примера изменений приливных течений на континентальном шельфе рассмотрим результаты анализа приливов на восточном побережье США, полученные Редфилдом [129]. Как показывает котидальная карта для Атлантического океана (см. рис. 2.4), на восточном побережье от Флориды до залива Мэн полная вода наступает примерно в одно и то же время: спустя приблизительно 12 ч после кульминации Луны на Гринвичском меридиане. Отсюда следует, что на этом отрезке приливная волна  $M_2$  подходит к берегу почти под прямым углом. Как показал Редфилд, величина прилива у берега возрастает с увеличением ширины шельфа; она наименьшая в районе мыса Хаттерас и увеличивается как к северу (в направлении Новой Англии), так и к югу (к шт. Джорджия), а следовательно, вариации вдоль берега связаны с изменениями волны при пересечении шельфа.

Редфилд рассматривал индуцированный прилив, создаваемый океанским приливом и отражением волны от берега. Используя метод, предложенный в 1915 г. Стернеком, Редфилд рассчитал изменения амплитуды и фазы прилива по мере распространения волны от изобаты 1000 м до берега. Опираясь на данные наблюдений на береговых станциях, он в результате смог оценить величину прилива и время наступления полной воды вдоль 1000-м изобаты.

Рассчитанные значения уровня в полную воду и максимальной скорости течения, перпендикулярного берегу, для поперечного разреза через шельф в районе Атлантик-Сити, показаны на рис. 2.8. Карты линий равных величин прилива и котидальных линий показаны соответственно на рис. 2.9 и 2.10. Видно, что величина прилива и время наступления полной воды более однородны вдоль изобаты 1000 м, чем у берега. В целом на рассматриваемой площади вариации величины прилива у берега составили 0,83 м, а на изобате 1000 м — 0,20 м; интервалы полной воды изменяются в пределах от 11,90 до 12,59 ч у берега и только от 11,75 до 12,18 ч на изобате 1000 м (интерва-

лом полной воды называется время между кульминацией Луны на Гринвичском меридиане и наступлением полной воды) \*).

Оценивая изменение времени наступления полной воды, Редфилд учел затухание приливной волны при распространении ее через шельф, введя коэффициент затухания  $\mu$ , рассмотренный

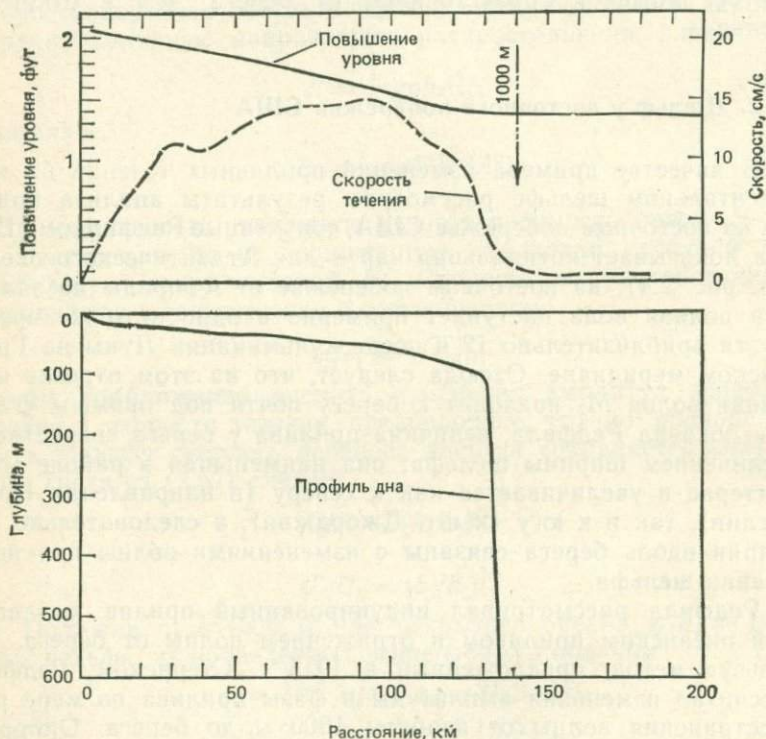


Рис. 2.8. Профиль дна континентального шельфа у Атлантик-Сити, США (внизу), и распределение по шельфу рассчитанных значений повышения уровня в полную воду и максимальных скоростей приливных течений, направленных к берегу и от берега (вверху) [129]. 1 фут  $\approx$  0,30 м.

нами в разд. 2.3.6. Таким образом, амплитуда волны уменьшается в  $\exp(-\mu l)$  раз, когда волна перемещается на одну свою длину. Обозначим через  $\zeta_{H0}$  отклонение уровня во время полной воды у берега, а  $\zeta_H$  — отклонение уровня во время пол-

\* В отечественной литературе используется понятие *лунного промежутка*, представляющего собой разность между моментом кульминации Луны на меридиане места и моментом наступления ближайшей полной воды. — Прим. ред.

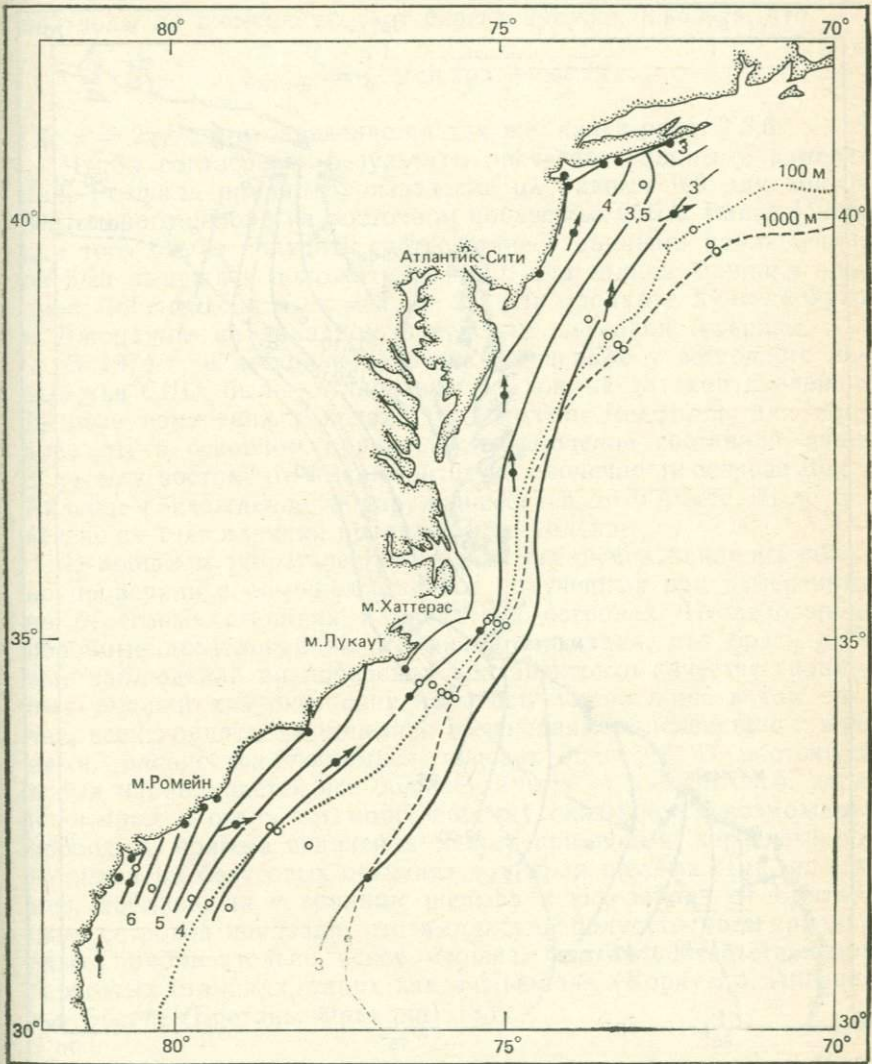


Рис. 2.9. Рассчитанные значения величины прилива (в футах) на континентальном шельфе у восточного побережья США [129]. Стрелки указывают направление наблюдаемых течений в полную воду.

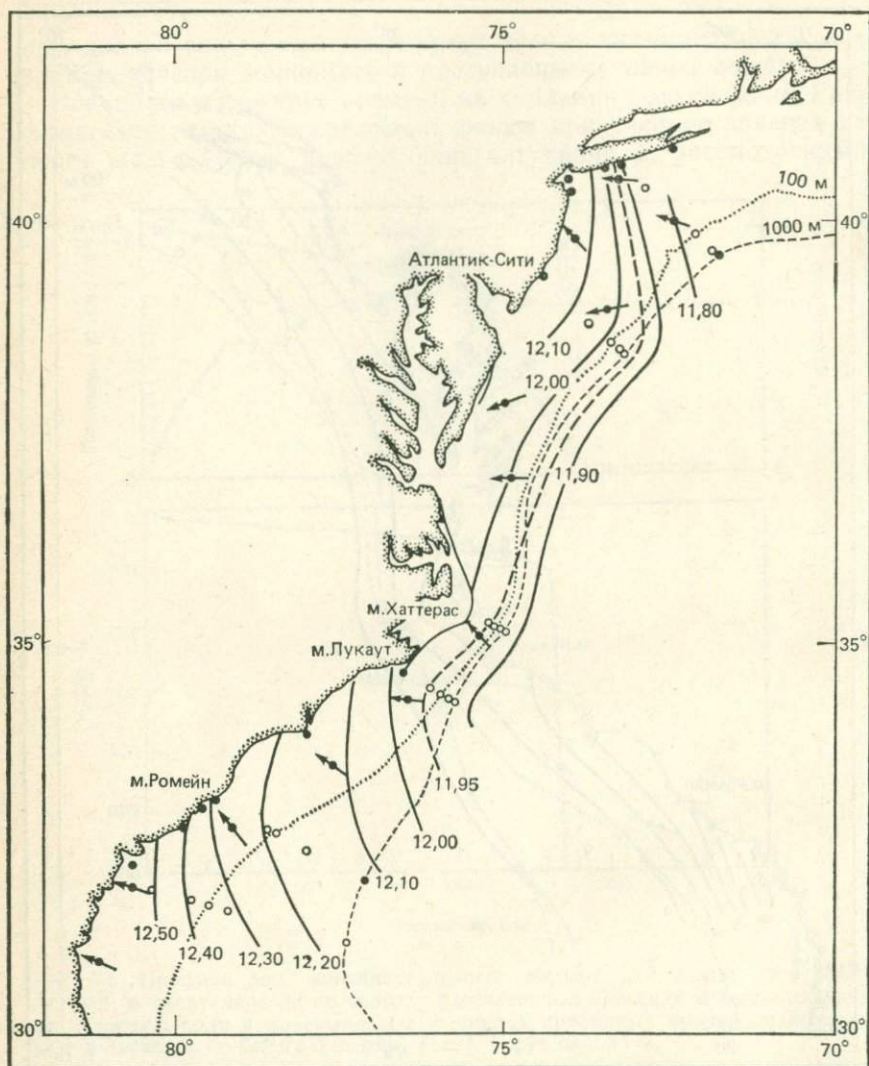


Рис. 2.10. Рассчитанное время наступления полной воды (в часах) на континентальном шельфе США [129] относительно момента кульминации Луны на Гринвичском меридиане. При расчетах коэффициент затухания  $\mu$  был принят равным 0,5. Стрелки указывают направления течений за 3 ч до наступления полной воды.

ной воды на расстоянии  $x$  от берега. Можно показать, что

$$\xi_H/\xi_{H0} = \frac{1}{2} \sqrt{\operatorname{ch} 2\mu x + \cos 2\kappa x},$$

где  $\kappa = 2\pi/\lambda$ , а  $\mu$  определяется так же, как в разд. 2.3.6.

Чтобы согласовать результаты расчетов с данными измерений, Редфилд принял произведение  $\mu\lambda$  равным 0,5 для континентального склона на восточном побережье США. Ранее [128], для того чтобы получить соответствие с данными наблюдений, он был вынужден положить  $\mu\lambda = 1,0$  для залива Фанди и пролива Лонг-Айленд и  $\mu\lambda = 1,5 \div 2,0$  для проливов Хуан-де-Фука и Джорджия на западном побережье Северной Америки.

В 1974 г. в нескольких точках на шельфе у восточного побережья США были установлены придонные датчики давления. Данные измерений показали, что модель Редфилда для прилива  $M_2$  в основном правильна; исключение составила лишь область к востоку от мыса Монток на оконечности острова Лонг-Айленд; расхождение, обнаружившееся в этом месте, было отнесено за счет влияния пролива Лонг-Айленд.

В прошлом теоретические модели океанских приливов обычно проверяли с помощью данных, полученных при измерениях на береговых станциях и океанских островах. Исследования, подобные исследованиям Редфилда, показали, что брать данные наблюдений на побережье континентов в качестве граничных условий для океанских приливов можно лишь в том случае, если принять во внимание изменения, происходящие с волнами, распространяющимися поперек шельфа. В настоящее время накапливается все больше данных от измерителей, установленных в открытом море; поэтому оказывается возможным проводить прямые сравнения между приливами, зарегистрированными на береговых станциях и у края шельфа. Так, например, наблюдения у границы шельфа к юго-западу от Британских островов показали, что амплитуда полусуточного прилива здесь приблизительно вдвое меньше, чем на соответствующих береговых станциях, таких как в Ньюлине (Корнуэлл, Англия) и в Бресте (Бретань, Франция) [33].

### 2.4.3. Другие районы

Полусуточные приливные волны, подходящие к восточному побережью США, представляют собой довольно простой пример, поскольку волна распространяется перпендикулярно относительно ровному берегу, в котором нет больших заливов и бухт. На противоположной стороне Атлантического океана приливные волны  $M_2$ , как видно из рис. 2.4, можно приближенно представить в виде волн Кельвина, распространяющихся в северном

направлении параллельно побережью Западной Европы, включая Британские острова. Часть волн на широте  $50^\circ$  с. ш. ответвляется к востоку в Кельтское море и затем еще раз разделяется, причем одна ветвь следует в Ла-Манш, а другая — в Ирландское море. Тем временем основная часть волн продолжает распространяться на север, проходит вдоль западного побережья Ирландии и Шотландии, а затем, поворачивая к востоку и к югу, входит в Северное море. Реакция этих шельфовых морей носит слишком сложный характер, чтобы ее можно было представить как отражение затухающих бегущих волн, и будет рассматриваться в разд. 2.6.

Другой пример приливной волны, зарождающейся на глубокой воде и приближающейся к шельфу почти под прямым углом, встречается на сибирском шельфе. Эта область охватывает самый протяженный шельф в мире — от мыса Челюскин в СССР ( $106^\circ$  в. д.) до мыса Барроу на Аляске ( $157^\circ$  з. д.); наибольшая ширина шельфа равна 1300 км. Приливы в этом районе были описаны в 1926 г. Свердрупом, который опирался на данные измерений уровня, полученные на береговых станциях, и данные измерений скоростей течений на ряде буйковых станций, поставленных во время экспедиции судна «Мод» в 1924—1925 гг. Как показывает котидальная карта, которую составил Свердруп, приливная волна приближается со стороны Северного Ледовитого океана так, что ее волновой фронт приблизительно параллелен изобатам на шельфе. Поверхность воды в шельфовой зоне большую часть года покрыта льдом, и трение о лед, так же как и трение о дно, приводят к быстрому затуханию волны, приближающейся к берегу. На внешней части шельфа вектор скорости приливного течения поворачивается со временем по часовой стрелке, а скорость распространения приливной волны превосходит теоретическое значение  $c = \sqrt{gh}$ . В некоторых случаях реальная скорость приближалась к значению, соответствующему формуле, которая приведена в конце разд. 2.3.5 для волн с горизонтальными гребнями. В других случаях она попадала в интервал между значениями, характерными для волн Кельвина, и значениями для волн с горизонтальными гребнями. Это означает, что в указанном районе существовали волны промежуточного типа [41, т. II].

Общее влияние наклона морского дна у побережья состоит в том, что энергия волны, переносимая под некоторым углом к береговой линии, оказывается захваченной в узкой прибрежной области. Поскольку скорость волны убывает с уменьшением глубины, волна рефрагирует и ее фронт по мере приближения к берегу поворачивается. Отраженная волна, идущая от берега, также рефрагирует; поэтому оказывается возможным существование области, параллельной берегу, из которой энер-

гия не может выйти. Наряду с волнами Кельвина существуют и другие типы захваченных волн, однако их частоты могут не попадать в полосы частот, связанные с полусуточным и суточным приливами.

## 2.5. ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПРИЛИВ В ЗАЛИВЕ

### 2.5.1. Узкий прямоугольный залив; трение отсутствует

Отклик массы воды в частично изолированном бассейне, например в заливе, на воздействие сил, которые создаются на входе в бассейн океанскими приливами, в значительной мере зависит от собственных колебаний воды в этом бассейне и от того, насколько близки условия к резонансным. Чтобы понять некоторые общие закономерности этой связи, полезно рассмотреть идеальный случай прямоугольного залива с длиной  $l$  и постоянной глубиной  $h$ , одним концом сообщающегося с глубоким океаном. Предположим, что залив достаточно узок, так что влиянием силы Кориолиса можно пренебречь. На первом этапе будем пренебрегать также силами трения. Направление осей выберем в соответствии с рис. 2.11: ось  $X$  совпадает с продольной осью симметрии залива, точка  $x=0$  — с вершиной (глухим концом) залива, а  $x=l$  — с открытым концом. При этих условиях уравнения движения и неразрывности совпадают с уравнениями (2.30) и (2.32), т. е.

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x}, \\ h \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{\partial \xi}{\partial t},\end{aligned}$$

где  $\xi$  — отклонение уровня, а  $u$  — скорость, параллельная продольной оси залива.

У вершины залива продольная скорость должна обращать в нуль, т. е. при  $x=0$   $u=0$  для всех значений  $t$ . Будем искать решение в виде стоячей волны;

$$u = U \sin \kappa x \sin \sigma t, \quad (2.58)$$

где  $\kappa = 2\pi/\lambda$ ,  $\sigma = 2\pi/T$ ,  $\lambda$  — длина волны, а  $T$  — ее период. Из (2.30) найдем, что

$$\xi = A \cos \kappa x \cos \sigma t, \quad (2.59)$$

где

$$A = \sigma U / g \kappa. \quad (2.60)$$

Из (2.32) имеем

$$\sigma^2 = g h \kappa^2, \quad (2.61)$$

или

$$\lambda^2 = g h T^2. \quad (2.62)$$

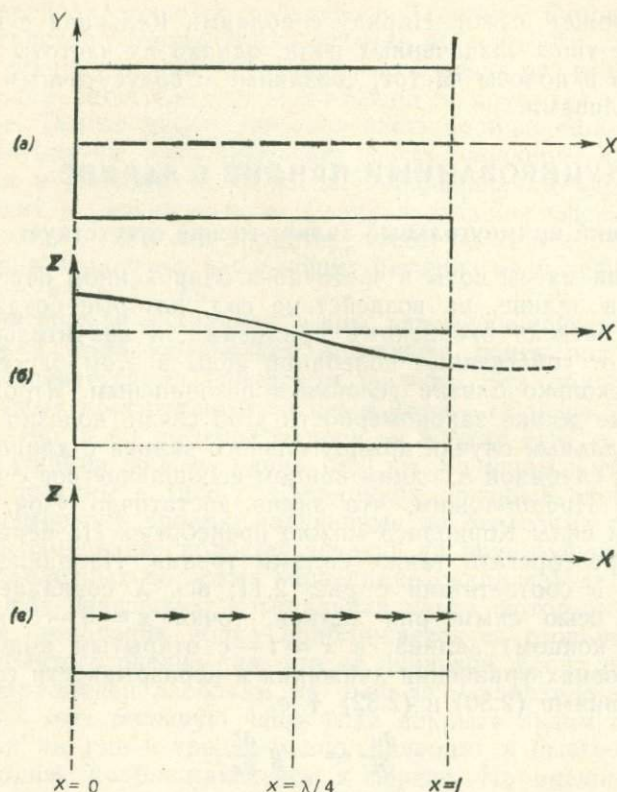


Рис. 2.11. Индуцированный прилив в узком заливе. (а) Вид залива в плане; (б) отклонение уровня в момент  $t = 0$ ; (в) отклонение уровня и течения в момент  $t = T/4$ .

Предположим далее, что у входа в залив ( $x = l$ ) поддерживаются приливные колебания с данной амплитудой  $A_l$ . Тогда при  $x = l$

$$\zeta = A \cos \kappa l \cos \sigma t = A_l \cos \sigma t. \quad (2.63)$$

Таким образом, амплитуда  $A$  у вершины залива связана с амплитудой  $A_l$  у входа в залив соотношением

$$A = A_l / \cos \kappa l. \quad (2.64)$$

Если  $\cos \kappa l = 0$ , то имеет место резонанс, и при конечных значениях амплитуды  $A_l$  амплитуда  $A$  становится бесконечно большой. Это условие выполняется при

$$\kappa l = \pi/2, \quad 3\pi/2, \dots, (2n - 1)\pi/2, \quad n = 1, 2, \dots$$

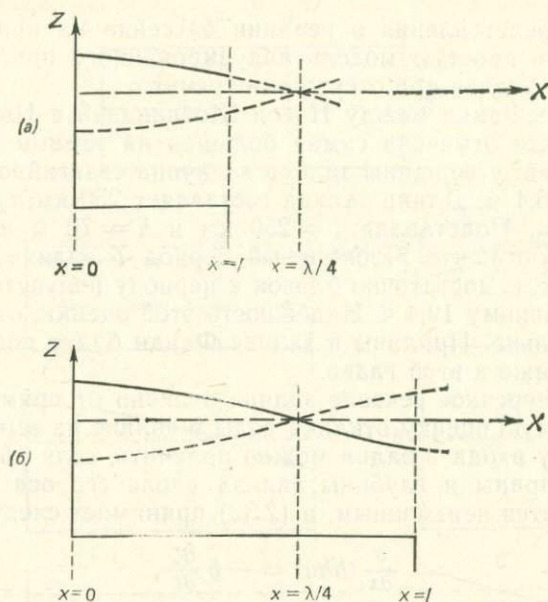


Рис. 2.12. Индуцированный прилив в узком заливе. (а)  $l < \lambda/4$ ; (б)  $l > \lambda/4$ . В обоих случаях сплошная кривая соответствует отклонению уровня в момент  $t = 0$ , а пунктирная — в момент  $t = T/2$ .

Первая резонансная точка соответствует  $\kappa l = \pi/2$ , т. е.  $l = \lambda/4$ . Таким образом, залив действует как четвертьволновый резонатор. Как показывает соотношение (2.62), это условие соответствует следующему:

$$l = \frac{1}{4} T \sqrt{gh}. \quad (2.65)$$

Случаи  $l < \lambda/4$  и  $l > \lambda/4$  иллюстрируются на рис. 2.12, который показывает, что при  $l < \lambda/4$  колебания во всем заливе происходят в фазе. В частности, полная вода наступает одновременно во всех точках спустя четверть периода после того, как скорость у входа в залив достигнет максимального значения. При  $l > \lambda/4$  образуется линия узлов на расстоянии  $x = \lambda/4$  от вершины залива, так что по разные стороны от этой линии колебания происходят в противофазе (со сдвигом  $180^\circ$ ).

Реально амплитуда колебаний уровня в заливе никогда не растет безгранично; по мере приближения к резонансу и возрастания амплитуды упрощающие предположения перестают выполняться. В этом случае начинают играть важную роль силы трения и силы инерции (описываемые нелинейными членами в уравнениях движения). Тем не менее часто можно получить

полезные представления о реакции бассейна на приливы, если использовать простую модель индуцированного прилива в прямоугольном заливе при отсутствии трения.

В заливе Фанди между Новой Шотландией и Нью-Брансуиком в Канаде отмечена самая большая на земном шаре величина прилива: у вершины залива величина сизигийного прилива достигает 15,4 м. Длина залива составляет 250 км, средняя глубина — 70 м. Подставляя  $l = 250$  км и  $h = 70$  м в уравнение (2.65), получим, что резонансный период  $T$  залива Фанди равен 10,6 ч, т. е. достаточно близок к периоду полусуточного прилива  $M_2$ , равному 12,4 ч. Надежность этой оценки, однако, весьма сомнительна. Приливы в заливе Фанди будут подробно рассмотрены ниже в этой главе.

Если поперечное сечение залива отлично от прямоугольного, то приемлемую оценку отклика воды в заливе на вынуждающие колебания у входа в залив можно получить, если допустить изменение ширины и глубины залива вдоль его оси. Уравнение (2.30) остается неизменным, а (2.32) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} (bhu) = -b \frac{\partial \zeta}{\partial t},$$

где  $b$  — ширина, а  $h$  — глубина, причем  $b$  и  $h$  — функции  $x$ . Методы численного решения этих уравнений, позволяющие получить распределения отклонения уровня и скоростей течения вдоль залива, описал Праудмен [126]. Эти уравнения позволяют найти также и резонансный период колебаний.

### 2.5.2. Влияние силы Кориолиса

Выше предполагалось, что рассматриваемый залив достаточно узок и поэтому влиянием силы Кориолиса можно пренебречь. Если это условие не выполняется, то воздействие силы Кориолиса приведет к появлению в заливе поперечных колебаний, наложенных на продольные движения. Этот эффект иллюстрирует рис. 2.13: когда течение на входе в залив направлено в глубь залива, поверхность воды должна наклоняться, поднимаясь справа и опускаясь слева (в Северном полушарии). В полную воду поверхность выравнивается, а когда вода начинает течь из залива наружу, поверхность наклоняется в другую сторону. Таким образом, возникают поперечные колебания уровня, которые сдвинуты по фазе на четверть периода относительно продольных колебаний. В заливе, длина которого больше, чем четверть длины волны, наличие силы Кориолиса приводит к тому, что линия узлов вырождается в точку, называемую «амфидромической точкой»; в этой точке уровень воды остается постоянным.

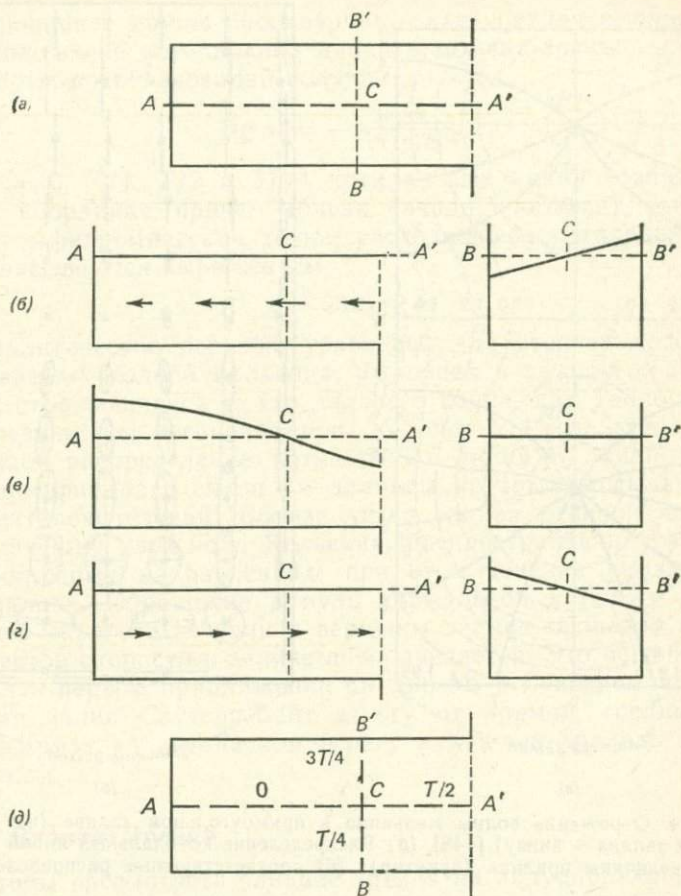


Рис. 2.13. Влияние силы Кориолиса на индуцированный прилив в заливе. (а) Вид в плане; (б) — (г) отклонение уровня вдоль сечений  $AA'$  и  $BB'$  в моменты  $t = -T/4$ , 0 и  $T/4$  соответственно; (д) результирующая амфидромическая система.

На рис. 2.13, д амфидромической точкой является точка  $C$ , а прямые  $CA$ ,  $CB$ ,  $CA'$  и  $CB'$ , исходящие из нее, — это котидальные линии для полной воды, наступающей в моменты времени  $t = 0$ ,  $T/4$ ,  $T/2$  и  $3T/4$  соответственно. Увеличению времени наступления полной воды на этом рисунке, который относится к Северному полушарию, соответствует вращение котидальных линий против часовой стрелки.

В качестве уравнений движения, включающих члены, которые описывают силу Кориолиса, следует взять уравнения (2.27) — (2.29). Вообще говоря, предполагать  $v = 0$  в этих

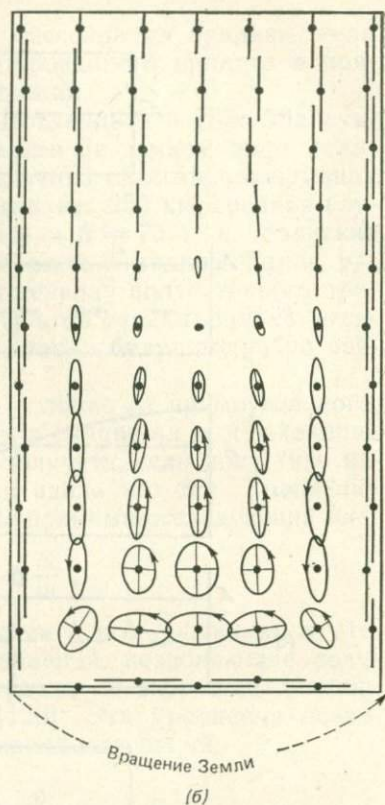
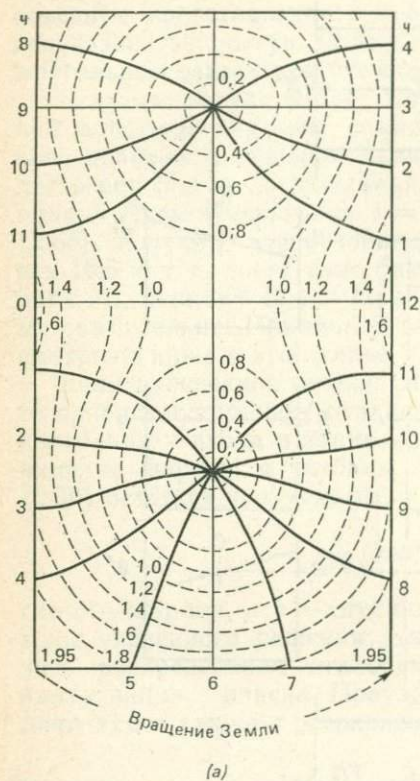


Рис. 2.14. Отражение волны Кельвина в прямоугольном заливе (на рисунке вершина залива — внизу) [148]. (а) Распределение котидальных линий и линий равной величины прилива (пунктир); (б) соответствующее распределение течений.

уравнениях недопустимо; однако можно получить некоторые сведения об амфидромической системе, рассматривая стоячие волны в канале, открытом с обоих концов, как суперпозицию двух волн Кельвина, распространяющихся в противоположных направлениях. Направим ось  $X$  по оси канала, поместив начало координат в той точке, где отклонения уровня, создаваемые двумя волнами, всегда равны по величине и противоположны по знаку. Тогда результирующее отклонение уровня воды в канале можно представить в виде

$$\zeta = A \exp(y/b) \cos(\kappa x + \sigma t) - A \exp(-y/b) \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (2.66)$$

В полную воду  $\partial \zeta / \partial t = 0$ , так что

$$\exp(y/b) \sin(\kappa x + \sigma t) + \exp(-y/b) \sin(\kappa x - \sigma t) = 0.$$

Это уравнение можно рассматривать как уравнение, описывающее положение котидальной линии в момент времени  $t$ . После некоторых преобразований получим

$$\operatorname{tg} \sigma t = - \frac{\operatorname{tg} \kappa x}{\operatorname{th} (y/b)}. \quad (2.67)$$

При  $t=0$ ,  $T/4$ ,  $T/2$  и  $3T/4$  котидальные линии совпадают с осями координат, причем вблизи начала координат, где находится амфидромическая точка, расходящиеся котидальные линии описываются выражением

$$y = \kappa b x \operatorname{ctg} \sigma t. \quad (2.68)$$

Аналитическое решение уравнений для стоячих колебаний, создаваемых волной Кельвина, входящей в прямоугольный залив и отражающейся от его дальнего конца, дал Тэйлор [148]. Эти результаты воспроизведены на рис. 2.14, где схема  $a$  показывает распределение котидальных линий и линий равных величин прилива, а схема  $b$  — эллипсы, которые описывают концы векторов течений. Вблизи устья залива решение отвечает суперпозиции двух волн Кельвина, распространяющихся в противоположных направлениях; при этом течения параллельны оси залива. Обращение в нуль нормальной к берегу составляющей скорости течения у вершины залива приводит к тому, что вектор скорости в заливе поворачивается. Это решение описывает в первом приближении прилив  $M_2$  в Северном море, исключая залив Саутерн-Байт к югу от прямой, соединяющей Грейт-Ярмут на английском берегу и Хук-ван-Холланд на голландском.

### 2.5.3. Влияние трения

Чтобы рассмотреть влияние трения на индуцированный прилив в заливе, вернемся к случаю, когда залив достаточно узкий и влиянием силы Кориолиса можно пренебречь. Стоячая волна, описываемая формулами (2.58) и (2.59), может быть представлена в виде суперпозиции двух прогрессивных волн равной амплитуды, распространяющихся в противоположных направлениях; одна к вершине залива, а другая от нее, что соответствует полному отражению. В результирующей волне  $u=0$  в точке  $x=0$  при всех значениях  $t$ . Тогда

$$\xi = \frac{1}{2} A \cos (\kappa x - \sigma t) + \frac{1}{2} A \cos (\kappa x + \sigma t), \quad (2.69)$$

$$u = \frac{1}{2} U \cos (\kappa x - \sigma t) - \frac{1}{2} U \cos (\kappa x + \sigma t), \quad (2.70)$$

где, как и раньше,  $U = cA/h$ . Легко проверить, что эти два выражения эквивалентны (2.59) и (2.58) соответственно.

Включение в модель трения заставляет нас заменить прогрессивные волны постоянной амплитуды затухающими волнами с коэффициентом затухания  $\mu$ , так же как в формулах (2.49) и (2.53). В этом случае, опять-таки в предположении полного отражения, (2.69) заменяется на

$$\zeta = \frac{1}{2} A \exp(-\mu x) \cos(kx - \sigma t) + \frac{1}{2} A \exp(\mu x) \cos(kx + \sigma t). \quad (2.71)$$

Соответствующую замену надо произвести и в формуле (2.70) для скорости течения  $u$ .

В каждой точке  $x$  время полной воды  $t_H$  определяется условием  $\partial \zeta / \partial t = 0$ . Следовательно, пользуясь (2.71), можно показать, что

$$\sigma t_H = \operatorname{arctg}(-\operatorname{tg} kx \operatorname{th} \mu x). \quad (2.72)$$

В отсутствие затухания полная вода наступает в моменты времени  $t = 0, T, \dots$  при  $0 < x < \lambda/4$  и в моменты времени  $t = T/2, 3T/2, \dots$  при  $\lambda/4 < x < 3\lambda/4$ . Исходя из (2.72), можно показать, что при наличии затухания изменение времени полной воды происходит с изменением положения точки  $x$  непрерывным образом, а не меняется скачком при переходе через линию  $x = \lambda/4$ .

Из (2.71) и (2.72) можно получить также величину  $\zeta_H$  — возвышение уровня в полную воду:

$$\zeta_H = A \sqrt{\frac{1}{2} (\operatorname{ch} 2\mu x + \cos 2kx)}. \quad (2.73)$$

Рассматривая случай, когда затухание отсутствует, мы нашли, что при резонансе ( $k l = \pi/2$ ) данной амплитуде  $A_l$  в точке  $x = l$  соответствует бесконечно большая амплитуда  $A$  в точке  $x = 0$ . Приравнявая  $\zeta_H$  в точке  $x = l$  к  $A_l$ , получим из (2.73), что при резонансе

$$A = A_l / \sqrt{\frac{1}{2} (\operatorname{ch} 2\mu l - 1)}. \quad (2.74)$$

Таким образом,  $A$  остается конечным, если  $\mu$  не равно нулю, а отношение  $A/A_l$  убывает с возрастанием  $\mu$ . Формулы (2.72) и (2.73) были получены Редфилдом в 1950 г.; их вывод приведен в работе [107].

#### 2.5.4. Совместное влияние силы Кориолиса и трения

Если существенную роль играют и сила Кориолиса, и силы трения, найти аналитическое решение уравнений становится труднее, но и в этом случае можно получить некоторые каче-

ственные сведения. Амфидромическая точка, соответствующая суперпозиции двух волн Кельвина, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль канала, лежит на центральной оси канала. Однако если волны затухают, то на некотором расстоянии от вершины залива отраженная волна будет иметь меньшую амплитуду, чем падающая. Предположим, что мы находимся в Северном полушарии. Если смотреть в сторону вершины залива, то высота уровня в правой его половине, где доминирует входящая волна Кельвина, будет больше, чем в левой половине, где доминирует уходящая отраженная волна. Поэтому амфидромическая точка будет смещена от оси залива к его левому берегу. Как мы уже отмечали, такая ситуация наблюдается в Северном море, а также в некоторых других районах.

Другое решение этой проблемы было изложено в работе [73], где предполагалось, что отражение волны Кельвина на закрытом конце залива является неполным. Причиной может служить, например, диссипация энергии на мелководье. В этом случае отраженная волна начинает распространяться назад из залива уже с меньшей амплитудой. Ни падающая, ни отраженная волны не затухают под влиянием трения в основной части залива. В такой постановке задача становится похожей на ту, которую рассматривал Тэйлор и которая описана в разд. 2.5.2. Исключение составляет условие у вершины залива: вместо  $u = 0$  принимается

$$u = \alpha \zeta \quad \text{при} \quad x = 0,$$

где  $\alpha$  — параметр тем больший, чем больше скорость диссипации.

Рис. 2.15 показывает, как влияет увеличение параметра  $\alpha$  на амфидромическую систему. В случае полного отражения (рис. 2.15, а)  $\alpha = 0$  и амфидромические точки находятся на продольной оси залива. При  $\alpha = 0,056 \text{ с}^{-1}$  (рис. 2.15, б) амфидромические точки смещены от оси влево. При  $\alpha = 0,28 \text{ с}^{-1}$  (рис. 2.15, в) в залив не попадает ни одна амфидромическая точка, а котидальные линии как бы исходят из точки, лежащей за пределами береговой линии. Эта особенность хорошо известна из наблюдений и соответствует случаю так называемой вырожденной амфидромической точки. Если сравнить эти рисунки с рис. 2.16, на котором приведена котидальная карта для районов, окружающих Британские острова, то можно увидеть, что смещенные амфидромические точки наблюдаются в Северном море, а вырожденные амфидромические точки — в Ла-Манше и Ирландском море.

## Вершина залива

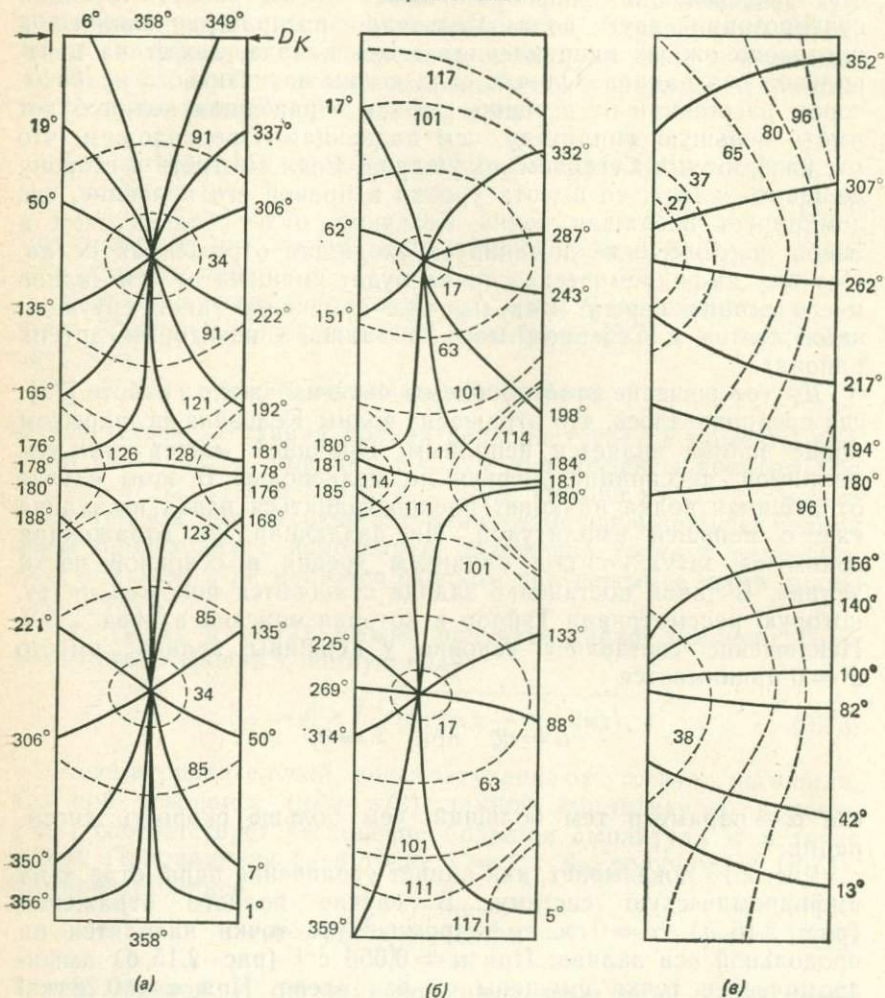


Рис. 2.15. Полное и частичное отражение волны Кельвина от вершины прямоугольного залива [73]. (а) Полное отражение,  $\alpha = 0$ ; (б) и (в) частичное отражение при  $\alpha = 0,056$  и  $0,28 \text{ с}^{-1}$  соответственно.

### 2.5.5. Приливы в заливе Фанди

Залив Фанди, где величина прилива очень велика, долгое время рассматривался в качестве возможного места для строительства электростанции. В связи с этим проводились аналитические и численные исследования того влияния, которое могут оказать плотины, построенные в различных местах поперек залива. Простые оценки, основанные на размерах залива (см. разд. 2.5.1), показывают, что собственный период колебаний в заливе меньше периода прилива  $M_2$ . Однако выяснилось, что рассматривать колебания в заливе Фанди как индуцированные океанскими приливами вряд ли допустимо, поскольку на процесс взаимодействия колебаний оказывает влияние залив Мэн, глубина которого относительно мала. В более поздних исследованиях была предпринята попытка описать взаимодействие общей колебательной системы «залив Фанди — залив Мэн» с приливными колебаниями в Атлантическом океане.

Сравнивая реакцию системы на составляющие  $M_2$ ,  $S_2$  и  $N_2$ , Гарретт [52] оценил ее резонансный период в  $13,3 \pm 0,4$  ч. Было показано, что постройка плотин в глубине залива Фанди уменьшит резонансный период и приблизит его к периоду  $M_2$ , равному 12,42 ч, а, значит, амплитуда прилива  $M_2$  возрастет. Этот вывод противоречил предыдущим оценкам, основанным на допущении, что условия на внешней границе системы не изменяются; по этим оценкам, постройка плотин должна была бы уменьшить амплитуду прилива. Используя стандартные обозначения из теории резонансных систем, увеличение амплитуды при резонансе можно выразить через параметр  $Q$  такой, что за один цикл колебаний диссипирует часть энергии системы, равная  $2\pi/Q$ . Для прилива  $M_2$  Гарретт получил оценку  $Q = 5,25 \pm 1,5$ . Это значит, что более 90 % энергии, поступающей с приливными колебаниями в залив Фанди, диссипирует в заливе.

В одной из своих более поздних работ Гарретт [53] изложил общий метод расчета реакции залива на прилив с учетом его взаимодействия с океаном. На первом этапе рассчитывается реакция отдельно залива и океана на приливообразующие силы в предположении, что два бассейна разделены перегородкой. Рассчитанные значения уровня воды по разные стороны перегородки оказываются различными, поэтому на втором этапе вычисляется поток воды через открытую границу. Наконец, на третьем этапе вычисляется реакция залива и океана на этот поток массы.

## 2.6. ПРИЛИВЫ В ЧАСТИЧНО ЗАКРЫТЫХ МОРЯХ

### 2.6.1. Общая теория

Мы уже упоминали о некоторых приложениях концепции индуцированного прилива в заливе к случаю приливных колебаний в море. В этом разделе методы расчета приливов в в частично закрытых морях будут рассмотрены в более общем виде. Данные наблюдений обычно представляют собой ряды измерений уровня в отдельных точках, как правило, в портах, вдоль побережья и регистрации приливных течений в море, выполненные с заякоренных судов, дрейфующих буюв или заякоренных буйковых станций, снабженных измерителями течений. Анализируя данные измерений уровня в определенном месте, можно определить амплитуды и фазы различных гармонических составляющих. Пользуясь этой информацией, а также данными о составляющих потенциала приливообразующих сил, можно прогнозировать приливы в точке измерения.

Таким же образом можно проанализировать наблюдения приливных течений на данной станции и использовать полученные результаты для прогноза течений. Эта процедура обычно выполняется для мест, представляющих специальный интерес, например на входе в порт, но предсказания приливных течений менее распространены, чем прогнозы колебаний уровня. Для навигационных целей часто составляют карты, на которых стрелки показывают направление и скорость приливных течений в отдельные моменты, отсчитываемые относительно времени наступления полной воды в порту.

Чтобы получить представление о приливах в море в целом и, следовательно, уметь прогнозировать их в тех точках, где наблюдения отсутствуют, строят карты котидальных линий и линий равных величин прилива. При построении котидальной карты для данной составляющей, скажем  $M_2$  (рис. 2.16), момент наступления воды, соответствующий определенной линии, обычно выражается как время, прошедшее после кульминации Луны на начальном меридиане. Каждая линия равных величин прилива на такой карте соответствует значению, равному удвоенной амплитуде прилива  $M_2$ . В то же время для областей, где преобладают полусуточные составляющие, на картах могут быть показаны линии равных величин средних сизигийных приливов, и в этом случае величина прилива будет равна удвоенной сумме амплитуд приливов  $M_2$  и  $S_2$ .

Карты котидальных линий и линий равных величин прилива могут быть составлены эмпирическим путем на основе наблюдений, выполненных на одних лишь береговых станциях. При этом в море линии проводят так, чтобы наиболее простым обра-

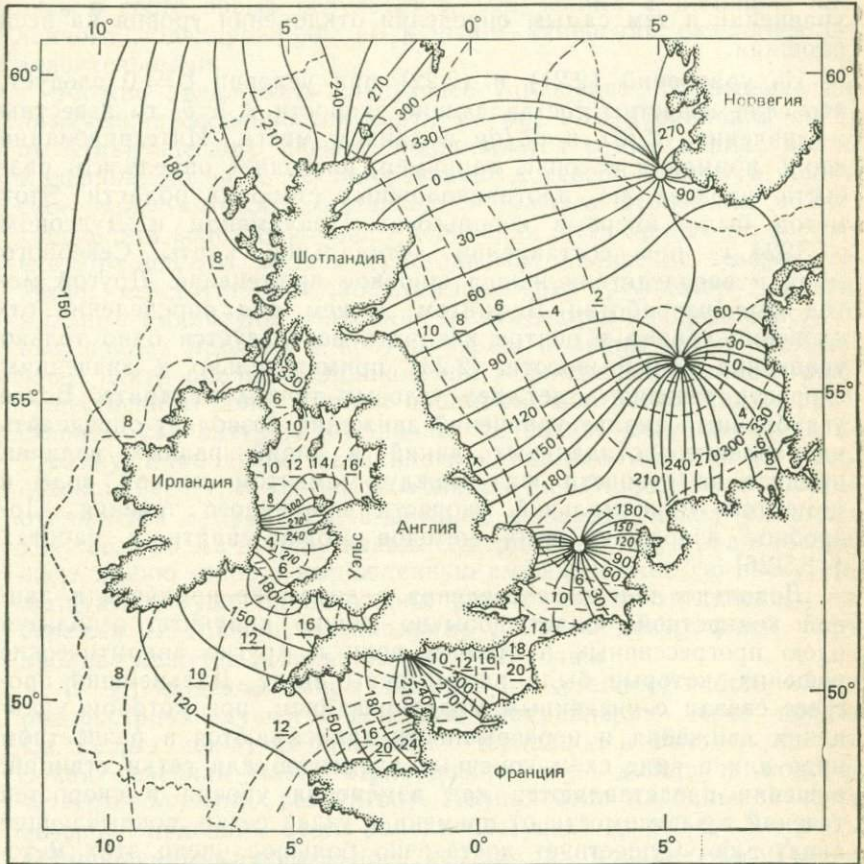


Рис. 2.16. Котидальные линии и линии равных величин прилива  $M_2$  на континентальном шельфе Северо-Западной Европы [78]. Сплошные кривые — котидальные линии, указывающие сдвиг фазы в градусах относительно кульминации Луны на Гринвичском меридиане. Пунктирные кривые — линии равных величин прилива (числа указывают величину прилива в футах).

зом привязать их к значениям на береговых станциях, или используют качественные представления о том, как должны вести себя приливные волны в данном районе. Более совершенный метод заключается в том, чтобы использовать данные о скоростях течений в море и о колебаниях уровня на береговых станциях совместно, связывая их с помощью динамических

уравнений и тем самым определяя отклонения уровня на всей площади.

Из уравнений (2.21) и (2.22) при условии  $\bar{\xi} = 0$  следует, что если известны составляющие скорости  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$ , то известны и значения  $\partial\xi/\partial x$  и  $\partial\xi/\partial y$  в данном месте. Интегрирование вдоль прямой  $x = \text{const}$ , например, позволяет определить разность уровней на противоположных сторонах области. Этот метод был впервые использован Праудменом и Дудсоном в 1924 г. при составлении котидальной карты Северного моря и впоследствии нашел широкое применение. Другой метод был разработан Дефантом; в нем для определения отклонения уровня в центре квадрата используется одно только уравнение неразрывности (2.23) применительно к значениям скорости течения в четырех угловых точках квадрата. Более углубленный анализ уравнений движения позволяет определять направление котидальных линий и линий равных величин прилива по разности фаз между моментом полной воды и моментом максимальной скорости приливного течения. Подробное изложение этих методов можно найти в работах [41, 126].

Довольно надежные сведения о динамике приливов в данной конкретной области обычно можно получить, используя идею прогрессивных и стоячих волн и другие аналитические решения, которые были рассмотрены выше. Дальнейший прогресс связан с численным моделированием, при котором уравнения движения и неразрывности записываются в разностном виде или в виде схем конечных элементов для сетки станций; решения представляются как изменения уровня и скоростей течений в зависимости от времени в узлах сетки, покрывающей акваторию. Существует достаточно большое число этих методов различной сложности; краткий обзор их будет дан ниже.

## 2.6.2. Шельф на северо-западе Европы

Примером реакции частично закрытого моря на океанский прилив и ее представления в виде котидальных карт может служить прилив  $M_2$  в шельфовых морях на северо-западном побережье Европы.

Карта котидальных линий и линий равных величин прилива для этой области, включающей Северное море, пролив Ла-Манш, Ирландское и Кельтское моря, представлена на рис. 2.16, заимствованном из работы [78]. Мы уже описывали процедуру построения котидальной карты Северного моря Праудменом и Дудсоном в 1924 г. Используя тот же метод, Дудсон и Коркан составили соответствующие карты для Ла-Манша и Ирландского моря. Впоследствии эти карты уточня-

лись в свете новых результатов, полученных с помощью численного моделирования, но в целом изменения оказались незначительными.

Можно предложить следующее упрощенное объяснение динамических особенностей карты на рис 2.16. Приливная волна из Атлантического океана приближается с юга в виде волны Кельвина, но часть ее заворачивает к северо-востоку в Кельтское море — между юго-западной частью Ирландии и Бретанью. Эта волна порождает колебания в Ла-Манше на востоке и в Ирландском море и Бристольском заливе на севере. Ла-Манш действует подобно полуволновому резонатору: максимальные амплитуды колебаний наблюдаются на противоположных концах пролива в противофазах, а линия узлов проходит через центр пролива. Однако сила Кориолиса и трение играют существенную роль, поэтому приливные колебания можно представить как затухающие волны Кельвина, бегущие вверх по проливу; наибольшая величина прилива наблюдается на французском берегу, в частности в заливе Сен-Мало. Часть энергии отражается в проливе Па-де-Кале, и слабая волна Кельвина движется по Ла-Маншу назад. Суперпозиция двух волн превращает линию узлов в вырожденную амфидромическую точку, лежащую на суше на некотором расстоянии от английского побережья Ла-Манша; котидальные линии в центральной части пролива кажутся исходящими из этой точки.

В Ирландском море прилив представляет собой волну, распространяющуюся в северном направлении через пролив Св. Георга между южной частью Ирландии и Уэльсом, но широкая северная часть Ирландского моря действует подобно четвертьволновому резонатору. Полная вода на большей части северной половины этого района наступает спустя 2—3 ч после установления максимального течения из пролива Св. Георга. Ситуация несколько осложняется наличием течений, направленных на юг в Ирландское море через Северный пролив между северо-восточным побережьем Ирландии и юго-западным побережьем Шотландии. На самом деле скорости течений, направленных с севера и с юга, становятся максимальными в одно и то же время, но объем воды, текущей с севера, гораздо меньше. Сила Кориолиса существенна и в этом случае; ее влиянием объясняется большая величина прилива на восточной стороне моря и вырожденная амфидромическая точка на юго-востоке Ирландии.

Мы уже упоминали о представлении Северного моря в виде широкого прямоугольного залива. Приливная волна входит в него с севера в виде бегущей волны Кельвина, преломленной в районе северной оконечности Шотландии. Значительная часть энергии этой волны диссипирует в заливе Саутерн-Байт в

Северном море, но часть отражается и в виде затухающей волны Кельвина распространяется на север. Суперпозиция входящей и отраженной волн Кельвина приводит к появлению трех амфидромических систем. Одна находится в заливе Саутерн-Байт примерно на половине расстояния между побережьями Восточной Англии и Нидерландов, но две другие, расположенные севернее, значительно смещены к востоку от средней линии. Этот факт указывает на диссипацию энергии, происходящую в южной части Северного моря в отраженной волне, распространяющейся на север.

## 2.7. СУПЕРПОЗИЦИЯ ПРИЛИВНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ

### 2.7.1. Гармонические постоянные и предвычисление приливов

Как уже отмечалось в разд. 2.2, приливообразующую силу и, следовательно, отклонение уровня при статическом приливе в данном месте можно представить через сумму гармонических составляющих. Согласно принципу, введенному Лапласом, отклонение уровня при реальном приливе в данном месте можно представить как сумму тех же составляющих, но с другими амплитудами и фазами. Таким образом, изменение уровня в данном месте как функцию времени можно записать в следующем виде:

$$\zeta = \sum_{n=1}^N H_n \cos(\sigma_n t + \alpha_n - \gamma_n), \quad (2.75)$$

где индекс  $n$  относится к  $n$ -й гармонической составляющей, а  $N$  — общее число рассматриваемых компонент;  $H_n$  — амплитуда  $n$ -й составляющей, имеющей угловую частоту  $\sigma_n$ ;  $\alpha_n$  — ее фаза в момент времени  $t=0$  в статическом приливе, а  $\gamma_n$  — сдвиг фазы данной составляющей в реальном приливе относительно той же составляющей в статическом приливе.

Значения  $\sigma_n$  для различных составляющих можно выразить через такие угловые скорости, как скорость вращения Земли вокруг своей оси, движения Луны по орбите вокруг Земли и движения Земли вокруг Солнца. Угловая частота  $\sigma_n$  данной составляющей связана с ее периодом  $T_n$  соотношением  $\sigma_n = 2\pi/T_n$ . Периоды некоторых основных составляющих приведены в табл. 2.1. Значения  $\alpha_n$  для некоторого начального момента времени, скажем для 00 ч 00 мин 1 января данного года, определяются по астрономическим таблицам, в которых даются положения Луны и Солнца относительно Земли. Значения  $H_n$  и  $\gamma_n$  не определяются заранее, а должны вычисляться для конкретного места на основе данных наблюдений. В таких расчетах используются ежечасные значения уровня в течение года,

полученные с помощью самописцев уровня. Методы анализа, основанные на использовании ЭВМ, подробно описаны в работах [50, 59].

Вычисленные гармонические постоянные  $H_n$  и  $\gamma_n$  для различных составляющих можно применить для расчета других характеристик прилива в данном месте. Их можно использовать также для предвычисления прилива — расчета его характеристик в следующем периоде путем суммирования всех составляющих для данного момента  $t$  (см. формулу (2.75)). Этот метод анализа и предвычисления приливов был разработан Кельвином, который к тому же изобрел специальное устройство для моделирования гармонических составляющих и их суммирования. Долгие годы подобные устройства использовались для предвычисления приливов, пока не были вытеснены ЭВМ.

### 2.7.2. Типы приливов

Хотя для предвычисления приливов с достаточной точностью следует учитывать 60 и более приливных составляющих, общий характер приливов можно определить по первым суточным и полусуточным составляющим. Указателем типа приливов может служить параметр  $F$ , определяемый как

$$F = \frac{K_1 + O_1}{M_2 + S_2},$$

где  $K_1$ ,  $O_1$ ,  $M_2$  и  $S_2$  — амплитуды соответствующих составляющих. В зависимости от величины  $F$  прилив принято относить к одному из следующих типов:

$F = 0 \div 0,25$ : полусуточный;

$F = 0,25 \div 1,5$ : смешанный, в основном полусуточный;

$F = 1,5 \div 3,0$ : смешанный, в основном суточный;

$F > 3,0$ : суточный.

На рис. 2.17 показаны соответствующие кривые колебаний уровня для Хамптон-Роудс (шт. Виргиния), Пенсаколы (шт. Флорида) и Сан-Франциско (шт. Калифорния), которые располагаются на Атлантическом и Тихоокеанском побережьях США и на побережье Мексиканского залива. Видно, что эти приливы относятся соответственно к полусуточному, суточному и смешанному типу, поскольку параметр  $F$  у них равен 0,19; 9,1 и 0,90.

Для точек, расположенных на открытом океанском побережье, тип прилива отражает реакцию прилегающей части океана на приливообразующие силы. В Атлантическом океане прилив имеет главным образом полусуточный характер, в то

время как в Тихом океане суточная составляющая более значительна, хотя и не является доминирующей. Амфидромические системы для полусуточной и суточной составляющих носят в одном и том же океане совершенно различный характер. Например, суточная составляющая может преобладать в окрестности амфидромической точки полусуточной составляющей, хотя в остальной области суточный прилив слабее полусуточного. На побережье Тихого океана приливы относятся в основном к смешанному типу с основной полусуточной составляющей. Суточный прилив вносит наибольший вклад в северной части океана, у западного побережья Канады и Аляски, у Алеутских островов и полуострова Камчатка. То же самое можно сказать о Филиппинах, Новой Гвинее и некоторых других островах Тихого океана. В Индийском океане приливы имеют в основном полусуточный характер, исключая ряд районов в южной половине западного побережья Австралии, где полусуточные составляющие весьма малы.

В частично закрытых морях тип прилива определяется индуцированными приливными колебаниями, поэтому отношение амплитуд суточной и полусуточной составляющих заметно ме-

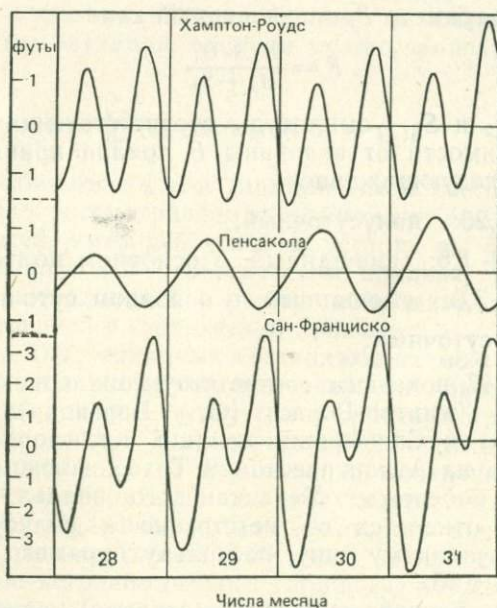


Рис. 2.17. Типы приливов. Регистрация колебаний уровня в Хамптон-Роудс, Пенсаколе и Сан-Франциско иллюстрирует полусуточный, суточный и смешанный приливы соответственно [97].

няется от одного района к другому. Подробное описание приливов в разных морях дано Дефантом (41).

В тех районах, где преобладают полусуточные приливы, отношение средней величины сизигийного прилива к средней величине квадратурного дается выражением  $(M_2 + S_2)/(M_2 - S_2)$ , где  $M_2$  и  $S_2$  — амплитуды соответствующих составляющих. Как правило, это отношение мало меняется в конкретной области, так как реакция на прилив  $S_2$  не должна сильно отличаться от реакции на прилив  $M_2$ , если только собственный период колебаний бассейна не очень близок к одному из периодов этих приливных составляющих. У северо-западного побережья Европы, например, отношение  $S_2/M_2$  равно примерно  $1/3$ , так что величина сизигийного прилива примерно вдвое превышает величину квадратурного прилива. Однако в других районах отношение  $S_2/M_2$  приближается к 1, так что квадратурный прилив становится очень малым. Крайним случаем является южный берег Австралии от юго-западной оконечности материка до Аделаиды, где амплитуды  $M_2$  и  $S_2$  примерно равны. В квадратурном приливе полусуточные колебания исчезают и остаются лишь малые суточные. Это явление имеет название «обманчивый прилив».

### 2.7.3. Влияние мелководья на составляющие прилива

Если реакция массы воды в данной области на простое гармоническое воздействие внешних сил, обусловленных приливом, не является линейной, то в уравнениях, описывающих изменение уровня и скоростей течений, появляются гармоники высшего порядка. В разд. 2.3.3 было показано, что этот эффект может вызываться придонным трением, пропорциональным квадрату скорости течения. Подобный же эффект создается на мелководье, где отклонение уровня  $\xi$  нельзя считать малым по сравнению с глубиной воды  $h$ .

Будем считать, как и в разд. 2.3.6, что свободные волны распространяются вдоль оси  $X$  в воде постоянной глубины  $h$  с  $v = 0$ . На этот раз мы будем пренебрегать влиянием трения, зато сохраним член  $u \partial u / \partial x$  в  $Du/Dt$  и примем глубину воды равной  $(h + \xi)$ . Уравнение (2.30) заменяется следующим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (2.76)$$

Уравнение (2.32) также преобразуется:

$$\frac{\partial}{\partial x} (h + \xi) u = - \frac{\partial \xi}{\partial t},$$

что можно записать также в виде

$$(h + \zeta) \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (2.77)$$

Сравнивая приведенные выше уравнения с уравнениями (2.45) и (2.46), заметим, что вместо  $\bar{y}$  в них входит  $u$ , так как в отсутствие трения скорость течения с глубиной не изменяется.

Приступая к решению уравнений (2.76) и (2.77), представим искомые величины в виде

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2, \quad u = u_1 + u_2,$$

где  $\zeta_1$  и  $u_1$  представляют собой решения линеаризованной задачи, а  $\zeta_2$  и  $u_2$  — решения второго порядка, обусловленные появлением в уравнениях дополнительных членов. Как было показано выше, решение первого порядка в виде прогрессивной волны дается выражениями

$$\zeta_1 = A \cos(\kappa x - \sigma t),$$

$$u_1 = \frac{c}{h} A \cos(\kappa x - \sigma t).$$

Подставляя эти величины в уравнения (2.76) и (2.77) и сохраняя члены порядка  $A^2$ , но отбрасывая члены порядка  $A^3$  и выше, получим пару уравнений для  $\zeta_2$  и  $u_2$ . Можно показать, что

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 = A \cos(\kappa x - \sigma t) - \frac{3}{4} \frac{\kappa x A^2}{h} \sin 2(\kappa x - \sigma t). \quad (2.78)$$

В выражении для  $\zeta$  присутствует более высокая гармоника (член с аргументом  $2(\kappa x - \sigma t)$ ), амплитуда которой пропорциональна  $A/h$  и возрастает с увеличением расстояния  $x$ . Подобный же член содержит выражение для  $u$ . Если сохранить в разложении члены более высокого порядка по  $A/h$ , то появятся гармоники с аргументами  $3(\kappa x - \sigma t)$ ,  $4(\kappa x - \sigma t)$  и т. д.

Суперпозиция первого и второго членов в выражении (2.78) приводит к искажению простой гармонической формы волны, которое возрастает по мере распространения волны. Если рассмотреть колебание уровня в фиксированной точке, т. е. для данного  $x$ , то станет видно, что уровень повышается до максимального значения быстрее, чем убывает после него. Эта особенность часто встречается в записях приливных колебаний, когда приливая волна распространяется вверх по эстуарию с уменьшающейся глубиной. Изменение скорости испытывает такое же искажение, так что по сравнению с отливом прилив имеет меньшую длительность и большую скорость течения. Экстремальным примером может служить бор — волна, с большой скоростью перемещающаяся вверх по эстуарию, благодаря которой повышение уровня происходит очень быстро.

За счет нелинейных эффектов определенная гармоническая составляющая, например полусуточная составляющая  $M_2$ , может порождать высшие гармоники, такие как  $M_4$ ,  $M_6$ ,  $M_8$ , ..., частоты которых кратны основной частоте. Точно так же составляющая  $S_2$  порождает составляющие  $S_4$ ,  $S_6$  и т. д. Можно показать, что за счет взаимодействия между составляющими, например  $M_2$  и  $S_2$ , возникают другие составляющие — в данном случае четвертьсуточная составляющая  $MS_4$ , частота которой равна сумме частот  $M_2$  и  $S_2$ . Именно таким образом возникает целый ряд мелководных составляющих:  $M_4$ ,  $S_4$ ,  $MS_4$  и др. Они не входят в статический прилив, но их частоты выражаются как суммы и произведения частот составляющих статического прилива. Естественно, что их следует принимать во внимание при предвычислении приливов в портах, где величина прилива может составлять заметную долю от глубины воды.

Какой именно будет описанная выше форма искажения, зависит от второго члена в выражении (2.78) — гармоники, которая сдвинута по фазе на  $90^\circ$  относительно первой. В более сложных случаях между первой и высшими гармониками могут наблюдаться различные фазовые соотношения, определяющие различные виды искажений. Именно этим можно объяснить явление двойной полной или двойной малой воды. В Ла-Манше, например, двойная полная вода наблюдается в Саутгемптоне, тогда как в Портленде, отстоящем от него всего на 100 км к западу, наблюдается двойная малая вода. Оба этих пункта находятся в центральной части пролива вблизи вырожденной амфидромической точки, где амплитуда прилива  $M_2$  относительно мала.

## 2.8. ПРИЛИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

### 2.8.1. Обработка данных измерений течений

В ходе наблюдений за течениями в данной конкретной точке обычно получают набор данных измерений скорости и направления течения, представленных в виде функций времени на различных глубинах. Если изобразить вектор скорости для данной глубины исходящим из одной точки, то за период прилива конец этого вектора опишет эллипс. Эллипс может искажаться в том случае, если приливное и отливное течения не симметричны или если на них наложено некоторое среднее течение. В узком канале, где течение ограничено стенками, эллипс сплющивается настолько, что вырождается в отрезок прямой. В целом если по данным измерений на станции построить эллипсы течений для всех глубин, то может оказаться, что для заданного момента времени векторы меняются с глубиной как по направ-

лению, так и по величине, а у эллипсов в целом изменяются эксцентриситет и даже направление вращения.

При анализе данных измеряемую скорость обычно разлагают на две составляющие,  $u$  и  $v$ , по двум перпендикулярным направлениям, в качестве которых, как правило, выбираются направления на восток и на север соответственно. В некоторых случаях в качестве  $u$  удобнее выбирать составляющую, параллельную берегу (оси канала), а в качестве  $v$  — перпендикулярную берегу (оси канала). Можно изобразить, как меняются  $u$  и  $v$  во времени; можно также представить их в виде суммы средней (за некоторый промежуток времени) величины и тренда или как сумму различных гармонических составляющих с определенными амплитудой и фазой.

Составляющую с угловой частотой  $\sigma$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} u &= A_1 \cos \sigma t + B_1 \sin \sigma t, \\ v &= A_2 \cos \sigma t + B_2 \sin \sigma t, \end{aligned} \quad (2.79)$$

где  $t$  отсчитывается от некоторого начального момента. Если изменение скорости во времени представить в виде векторной диаграммы, конец вектора гармонической составляющей течения опишет правильный эллипс. На этом этапе можно, если требуется, перейти к осям координат, параллельным большой и малой осям эллипса. Обозначая составляющие скорости относительно этих осей через  $u'$  и  $v'$ , можно записать

$$\begin{aligned} u' &= a \cos(\sigma t - \varepsilon), \\ v' &= b \sin(\sigma t - \varepsilon), \end{aligned} \quad (2.80)$$

где  $a$  и  $b$  — большая и малая полуоси эллипса течений, причем

$$\frac{u'^2}{a^2} + \frac{v'^2}{b^2} = 1.$$

Значения величин  $a$  и  $b$ , фазового угла  $\varepsilon$  и наклона  $\alpha$  большой оси к оси  $X$  можно рассчитать по значениям коэффициентов  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$  и  $B_2$ , как показано в [59]. Связь между двумя представлениями показана на рис. 2.18, а.

В альтернативном методе представления приливного течения, предложенном в 1928 г. Торадом, рассматривается суперпозиция двух вращательных компонент с противоположными направлениями вращения (рис. 2.18, б). Пусть движение воды описывается соотношениями

$$u_1 = a_1 \cos \sigma t, \quad v_1 = a_1 \sin \sigma t;$$

тогда результирующее течение может быть представлено вектором постоянной длины  $a_1$ , поворачивающимся против часо-

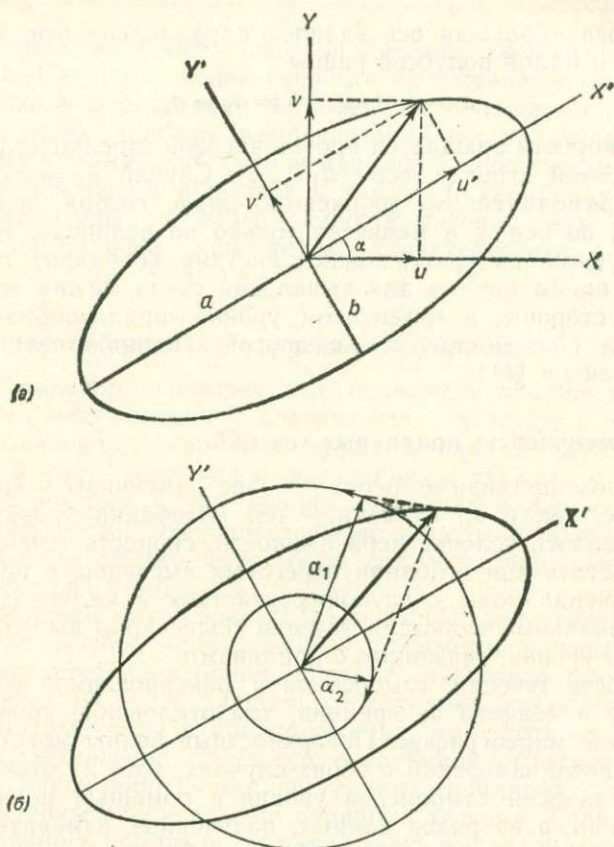


Рис. 2.18. Эллипсы приливных течений. (а) Переход от осей  $X, Y$  к осям  $X', Y'$ , параллельным большой и малой осям эллипса; (б) представление вектора течения в виде суммы двух вращательных компонент.

вой стрелки при увеличении времени  $t$ . Точно так же движение вида

$$u_2 = a_2 \cos \sigma t, \quad v_2 = -a_2 \sin \sigma t$$

характеризуется вектором постоянной длины, вращающимся по часовой стрелке. Результирующее течение описывается формулами

$$\begin{aligned} u &= u_1 + u_2 = (a_1 + a_2) \cos \sigma t, \\ v &= v_1 + v_2 = (a_1 - a_2) \sin \sigma t. \end{aligned} \quad (2.81)$$

Сравнивая выражения (2.80) и (2.81), можно увидеть, что (2.81) дает эллипс приливного течения для частного случая

$\varepsilon = 0$ , когда большая ось эллипса параллельна оси  $X$ . Длины большой и малой полуосей равны

$$a = a_1 + a_2, \quad b = a_1 - a_2.$$

Вектор скорости вращается против часовой стрелки, если  $a_1 > a_2$ , и по часовой стрелке, если  $a_1 < a_2$ . Случай  $a_1 = a_2$  соответствует прямолинейному движению; иначе говоря, течение направлено по оси  $X$  и меняется только по величине. Представление течения во вращающейся системе координат имеет некоторые преимущества для выявления связи между течениями, с одной стороны, и градиентом уровня, приливообразующими силами и силами трения — с другой. Подробно эти вопросы рассмотрены в [41].

### 2.8.2. Изменчивость приливных течений

В целом приливные течения более изменчивы — как в пространстве, так и во времени, — чем колебания уровня. Чтобы не нарушалось условие неразрывности, скорость течения должна возрастать при обгании береговых выступов, в проливах и при движении воды с глубоких участков в мелководные. Поэтому локальные вариации течений более ярко выражены, чем вариации уровня, связанные с приливами.

Скорость течения, измеренная в фиксированной точке, также более изменчива во времени, чем отклонение уровня, регистрируемое мареографом. Поверхностные волны могут «загрязнить» данные измерений в обоих случаях, хотя их можно устранить из записей самописцев уровня с помощью механической фильтрации, а из рядов данных, полученных измерителями течений, — путем осреднения по 5- или 10-мин периоду. Помимо волновых возмущений измеренная скорость течения испытывает вариации как по абсолютной величине, так и по направлению с временными масштабами от нескольких секунд до нескольких часов. Вариации с периодами от нескольких секунд до нескольких минут часто связаны с турбулентным характером потока — наличием нерегулярных флуктуаций скорости с горизонтальной и вертикальной структурой. Вариации большей продолжительности могут быть связаны с топографическими вихрями, обусловленными неровностями береговой линии или неоднородностями рельефа. Кроме того, в записях могут присутствовать и сигналы от переменных ветровых течений.

Наряду с реальной изменчивостью течений в данных отражаются и ошибки измерений. Если измеритель течений вывешен за бортом заякоренного судна или стоит на буйковой станции, необходимо вносить поправку, учитывающую движение прибора относительно фиксированной точки на морском дне. Обычно из-

мерители течений более точно определяют скорость, чем направление. При разложении скорости на составляющие небольшие ошибки в определении направления течения могут привести к большим ошибкам в определении составляющих с малыми амплитудами. Совместное влияние изменчивости течений и ошибок измерений приводит к тому, что ошибка в определении амплитуды и фазы скорости течения, как правило, на порядок больше, чем те же характеристики колебания уровня.

### 2.8.3. Изменение приливного течения с глубиной

Из наблюдений известно, что амплитуда приливного течения обычно максимальна у поверхности и убывает с глубиной сначала медленно, а по мере приближения ко дну быстрее. С глубиной часто меняется и фаза, причем так, что у дна она меньше, и поэтому у дна прилив сменяется отливом раньше, чем у поверхности. Эти качественные выводы и более строгие количественные оценки могут быть получены при анализе динамических уравнений.

Рассматривая уравнения (2.14) и (2.15), мы отмечали, что напряжение трения — единственный параметр, который существенно меняется с глубиной, и что в отсутствие трения скорость течения не будет зависеть от глубины. Указанные уравнения были выведены в предположении, что плотность воды  $\rho$  постоянна. Изменение плотности с глубиной объясняет существование бароклинных, или внутренних, приливов, для которых характерны вертикальные вариации течения. Если не считать внутренних приливов, которые здесь не рассматриваются, вариации течения с глубиной должны быть целиком обусловлены напряжениями, порождаемыми трением о дно.

Влияние придонного трения на среднюю по глубине скорость течения было рассмотрено в разд. 2.3.6; было показано, что в случае прогрессивной волны из-за трения скорость течения достигает наибольшего значения до того, как произойдет максимальное отклонение уровня. Общим результатом, справедливым также и для стоячей волны, является то, что под влиянием трения колебания скорости опережают по фазе колебания уровня. Если считать, что у дна трение больше, чем у поверхности, то этот вывод совпадет с данными наблюдений, согласно которым приливное течение меняет направление у дна раньше, чем у поверхности.

Чтобы из уравнений движения получить вертикальный профиль скорости, необходимо установить связь между составляющими напряжений сдвига  $\tau_x$  и  $\tau_y$  и составляющими скорости течения  $u$  и  $v$ . Проще всего это сделать на основе понятия о

коэффициенте турбулентной вязкости  $N_z$ , определяемой из соотношений

$$\tau_x = \rho N_z \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_y = \rho N_z \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (2.82)$$

Если считать, что  $N_z$  не зависит от  $z$ , то члены, описывающие трение в (2.14) и (2.15), принимают вид

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} = N_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} = N_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}. \quad (2.83)$$

Граничные условия, которым должны удовлетворять решения, имеют вид

при  $z = 0$

$$\tau_{sx} = \tau_{sy} = 0, \quad \text{так что} \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0;$$

при  $z = -h$

$$\tau_{bx} = \rho N_z \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_b \quad \text{и} \quad \tau_{by} = \rho N_z \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_b, \quad (2.84)$$

где индекс  $b$  относится к значениям при  $z = -h$ . Если линеаризовать член, описывающий трение на дне, как это сделано в разд. 2.3.3, то получим, что

$$\tau_{bx} = K' \rho u_b, \quad \tau_{by} = K' \rho v_b. \quad (2.85)$$

Условия, определяемые соотношениями (2.84) или (2.85), относят к самому дну. Более реалистично отнести их к верхней границе придонного слоя воды толщиной от одного до нескольких метров. Немало данных наблюдений указывает на существование у дна пограничного слоя, в котором скорость с расстоянием от дна возрастает по логарифмическому закону. В случае прямолинейного движения со скоростью  $u$ , когда  $v = 0$  и  $\tau_y = 0$ ,

$$u = \frac{u_*}{k_0} \ln \frac{z'}{z_0}, \quad (2.86)$$

где  $z'$  — расстояние от дна,  $u_* = \sqrt{\tau_{bx}/\rho}$  — так называемая скорость трения,  $z_0$  — параметр шероховатости, а  $k_0$  — постоянная Кармана, примерно равная 0,4. Логарифмический профиль скорости — хорошо известная особенность течения в пограничном слое; связанные с ним вопросы рассматриваются в работах [95, 106].

Даже при достаточно простых условиях решение динамических уравнений с учетом турбулентной вязкости становится весьма трудным. Наиболее общий вывод заключается в том, что влияние придонного трения распространяется примерно до высоты  $D$  над дном, где

$$D = \pi \sqrt{\frac{2N_z}{\sigma}}. \quad (2.87)$$

Данные о значениях, которые принимает величина  $N_z$  в различных условиях, разноречивы, однако имеются сведения, что при скоростях течения порядка 50 см/с  $N_z$  может иметь значение порядка 100 см<sup>2</sup>/с<sup>\*</sup>). Беря  $N_z = 200$  см<sup>2</sup>/с и  $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup> для составляющей  $M_2$ , можно получить из (2.87), что  $D = 53$  м. Таким образом, при глубине места, меньшей 50 м, влияние трения должно, по-видимому, распространяться на всю толщу воды. Там, где глубина превышает 100 м, трение будет влиять лишь на нижнюю половину слоя воды, так что в верхней половине скорость течения будет оставаться практически постоянной.

Для прямолинейного приливного течения на мелководье, где влияние трения распространяется на всю толщу воды, близкий к реальному профиль скорости можно получить, если предполагать логарифмическое распределение, описываемое формулой (2.86), в интервале глубин  $0 < z' < \alpha h$  с  $\alpha \leq 1$ , и параболический профиль в вышележащем слое. Последнее предположение можно сформулировать количественно: в интервале глубин  $\alpha h < z' < h$

$$U = U_1 + U_2 \left[ \frac{z'}{h} - \frac{1}{2} \left( \frac{z'}{h} \right)^2 \right], \quad (2.88)$$

где  $U_1$  и  $U_2$  — константы, которые можно определить, если знать значения скоростей на верхней границе логарифмического слоя (при  $z' = \alpha h$ ) и на поверхности (при  $z' = h$ ). Наблюдения в ряде районов показывают, что  $\alpha \approx 0,14$ .

## 2.9. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИЛИВОВ

### 2.9.1. Гидравлические и аналоговые модели

В течение многих лет ученые использовали физические модели для изучения приливов в некоторых специальных районах, особенно в реках и эстуариях, где необходимо было проводить инженерные работы. Из практических соображений вертикальный масштаб в этих моделях брался большим, чем горизонтальный. Чтобы между реальным течением и моделью сохранялось динамическое подобие, нужно, чтобы оставалось неизменным число Фруда, равное  $U/\sqrt{gh}$ , где  $U$  — характерная скорость, а  $h$  — глубина<sup>\*\*</sup>). Это условие определяет период прилива в модели: для полусуточного прилива он обычно равен нескольким минутам, так что в удобном масштабе времени оказывается возможным моделировать большое число приливных составляющих. На практике использовались модели такого типа,

<sup>\*</sup>) Обычно на мелководье принимают  $N_z \sim 10^3$  см<sup>2</sup>/с, так как турбулентность здесь сильнее, чем в открытом море, где  $N_z \sim 10^2$  см<sup>2</sup>/с. — Прим. ред.

<sup>\*\*</sup>) Числом Фруда чаще принято называть величину  $Fr = U^2/gh$ . — Прим. ред.

созданные для эстуария реки Северн и залива Уош в Великобритании, залива Пьюджет-Саунд в США и области Дельта в Нидерландах [94].

В гидравлических моделях обычно не воспроизводится влияние силы Кориолиса. Важным исключением является модель Ла-Манша, созданная на вращающемся столе в Лаборатории механики жидкостей Национального центра научных исследований в Гренобле. Она предназначалась, в частности, для изучения приливов в заливе Сен-Мало и их влияния на работу приливной электростанции.

Электрические аналоговые модели, впервые использованные ван Вееном в Нидерландах, представляют собой другой, более универсальный способ моделирования приливов и штормовых нагонов на мелководье. Реальная акватория моделируется электрической схемой, которая воспроизводит взаимодействия, определяемые уравнениями гидродинамики с учетом силы Кориолиса и трения. Изменяющееся входное напряжение воспроизводит приливообразующие силы, а реакция системы определяется по измерениям в различных элементах схемы [80].

### 2.9.2. Численное моделирование

В последнее время наибольшее распространение получило моделирование приливов, основанное на численном решении основных уравнений на ЭВМ. Акватория разбивается сеткой, в узлах которой рассчитываются отклонение уровня и скорость течения; при этом учитываются соответствующие граничные условия. До недавнего времени большинство моделей были двумерными или оперировали величинами, проинтегрированными по глубине; в случае прямоугольной системы координат для этой цели используются уравнения (2.16), (2.17) и (2.18).

Переходя к линеаризованной модели, основанной на уравнениях (2.21)–(2.23), можно сделать существенные упрощения. Для одной гармонической составляющей множитель, определяющий изменение  $\zeta$ ,  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  во времени, можно взять в виде  $\exp(i\sigma t)$ , где  $i = \sqrt{-1}$ . Поскольку

$$\exp(i\sigma t) = \cos \sigma t + i \sin \sigma t,$$

амплитуды колебаний  $\zeta$ ,  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  представляются комплексными числами. При подстановке соответствующих выражений в уравнения (2.21)–(2.23) множитель  $\exp(i\sigma t)$  сокращается и мы получаем уравнения для комплексных амплитуд или (что то же самое) для амплитуд и фаз данной гармонической составляющей. При заданных значениях уровня или скорости течения на границе модель позволяет вычислить соответствующие величины во внутренних точках области. Как правило, наибольший

интерес представляют значения уровня, однако модель позволяет получать и значения составляющих скорости. Коэффициент трения часто рассматривается как свободный параметр, который можно подбирать для получения наилучшего согласия между расчетами и данными наблюдений.

Во многих районах моря условия, на которых основывается линеаризованная модель, не выполняются. Отклонение уровня может быть сравнимо с глубиной воды, и нелинейность, связанная с инерцией и трением, иногда играет существенную роль. В таких случаях необходимо использовать нелинейную модель, основанную на полной системе уравнений (2.16) — (2.18). Вычисления начинают с того, что переменным придают значения, соответствующие нулевому моменту времени; затем на каждом шаге в пространстве и времени рассчитываются значения отклонения уровня и скорости течения. В нелинейной модели даже простое гармоническое воздействие на открытой границе приводит к появлению ряда гармоник в отклике водной массы. Нелинейные модели позволяют рассчитывать взаимодействие между несколькими составляющими или совместный эффект воздействия приливных волн, идущих из океана, ветра и атмосферного давления.

Большинство моделей, которые использовались до настоящего времени (как линейных, так и нелинейных), предусматривали интегрирование по глубине, т. е. в качестве результатов давали отклонение уровня и среднюю по глубине скорость течения. Для многих целей этого достаточно, однако в некоторых случаях желательно знать, как изменяется течение с глубиной. Например, модели приливов можно применять для того, чтобы изучать влияние ветра, действующего на поверхность моря, или эффект изменения плотности, вызываемого притоком пресной воды. В подобных случаях определение вариаций течения с глубиной представляет собой наиболее важную проблему. Для решения таких задач разрабатываются трехмерные модели. Это либо многослойные модели, в которых двумерная сетка  $x, y$  «распространяется» на третье измерение (ось  $z$ ), либо модели, в которых зависимость составляющих скорости  $u$  и  $v$  от глубины представляют аналитически. Одна из проблем, возникающих при создании таких моделей, заключается в том, чтобы каким-то образом выразить напряжение трения через составляющие скорости. Для этого можно, например, воспользоваться концепцией изменяющегося с глубиной коэффициента турбулентной вязкости или гипотезой замыкания турбулентности, согласно которой напряжения связаны с кинетической энергией турбулентности, в свою очередь рассчитываемой в процессе вычислений. Описание целого ряда моделей можно найти в работе [127].

## 2.10. ЭНЕРГИЯ ПРИЛИВОВ И ЕЕ ДИССИПАЦИЯ

Скорость переноса энергии в приливной волне через вертикальную плоскость в расчете на единичную площадь дается, как показано в разд. 2.4.1, произведением  $\rho'u$ , где  $\rho'$  — флуктуация давления, а  $u$  — составляющая скорости, перпендикулярная плоскости сечения. Поскольку в длинной волне  $\rho' = g\rho\zeta$ ,

$$\rho'u = g\rho\zeta u.$$

Интегрируя по вертикали от  $z = -h$  до  $z = \zeta$  и предполагая, что  $\zeta \ll h$ , скорость переноса энергии через вертикальную полосу единичной ширины можно записать в виде

$$E = g\rho h\zeta \bar{u}.$$

Для данной гармонической составляющей положим

$$\begin{aligned}\zeta &= A \cos \sigma t, \\ \bar{u} &= U \cos(\sigma t - \delta),\end{aligned}$$

где  $\delta$  — разность фаз между колебаниями уровня и скорости течения. Тогда средняя скорость переноса энергии за период прилива

$$\bar{E} = \frac{1}{2} g\rho h A U \cos \delta. \quad (2.89)$$

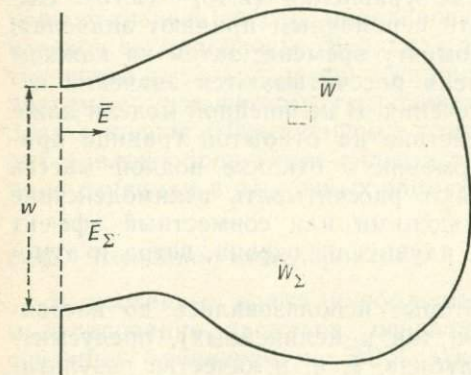


Рис. 2.19 Поток приливной энергии и ее диссипация в закрытом бассейне.  $\bar{E}$  — поток энергии внутрь области на единицу ширины сечения  $\bar{W}$  — скорость диссипации энергии вследствие трения на единицу площади дна.

Выражение (2.89) учитывает и уход энергии из данной области в отраженной волне, поскольку в него входят результирующие значения  $\zeta$  и  $\bar{u}$ , которые можно было бы измерить в данном сечении. Обозначим через  $\bar{E}_\Sigma$  энергию  $\bar{E}$  из (2.89), проинтегрированную по всей ширине сечения  $w$ ;  $\bar{E}_\Sigma$  представляет собой суммарный поток энергии, обусловленный данной гармонической составляющей, которая входит в рассматриваемый бассейн. Если с другого конца бассейн закрыт, то эта величина должна равняться также энергии, диссипируемой во всем бассейне (рис. 2.19).

Скорость диссипации энергии можно рассчитать и иначе — вычислив работу, совершаемую придонным трением. Пользуясь обозначениями разд. 2.3.2, запишем

$$\tau_b = k\rho |U_b| U_b,$$

где  $\tau_b$  — напряжение трения на дне на единицу площади,  $U_b$  — скорость придонного течения, а  $k$  — коэффициент трения поряд-

ка  $2 \cdot 10^{-3}$ . Работа, совершаемая в единицу времени силой трения на дне (мощность), равна

$$W = \tau_b U_b = k\rho |U_b| U_b^2.$$

Если  $U_b = C_b \cos \sigma t$ , то среднюю мощность за период прилива с учетом результатов, полученных в разд. 2.3.3, можно выразить как

$$\bar{W} = \frac{4}{3\pi} k\rho C_b^3. \quad (2.90)$$

Величина  $\bar{W}_\Sigma$ , равная интегралу от  $\bar{W}$  по всей площади дна, равна скорости диссипации приливной энергии из-за придонного трения во всем бассейне. Предполагая, что вся энергия,

Таблица 2.2. Поток энергии прилива  $M_2$  в окраинные моря

Регион	104 МВт	Проценты от суммы
Шельфовые моря на северо-западе Европы	19	12
Гудзонов пролив	12	8
Патагонский шельф (Южная Америка)	13	9
Другие шельфовые зоны Атлантики	9	6
Берингово море	3	2
Охотское море	21	13
Другие шельфовые зоны Тихого океана	29	19
Северозавстралийский шельф	18	12
Шельфовые зоны Индийского океана	23	15
Районы Арктики и Антарктики	7	4
Всего	154	100

входящая в бассейн, диссипирует вследствие придонного трения, можно записать

$$\bar{E}_\Sigma = \bar{W}_\Sigma.$$

Метод потоков, основанный на соотношении (2.89), был впервые использован Тэйлором в 1919 г. и применен Джеффрисом в 1920 г. для вычисления потерь приливной энергии во всех мелководных морях земного шара. Впоследствии эти оценки были уточнены; Миллер [100] в частности, показал, что средняя по всему земному шару скорость диссипации энергии прилива  $M_2$  достигает  $1,7 \cdot 10^{19}$  эрг/с, или  $1,7 \cdot 10^6$  МВт. Если взять всю энергию прилива в Мировом океане, то при такой скорости она диссипирует примерно за двое суток. В табл. 2.2 приведены значения скорости диссипации энергии в ряде регионов как в абсолютном выражении, так и в процентах от общей величины. Приведенные значения основаны на данных Миллера;

исключение составляют Берингово море (для которого оценки, включая и те, что получены при численном моделировании, значительно ниже оценок, полученных в более ранних работах) и шельфовые моря на северо-западе Европы (для которых были взяты современные значения, полученные при численном моделировании и не очень сильно отличающиеся от более ранних оценок).

Можно рассчитать и работу по генерации приливов, совершаемую гравитационным притяжением Луны. Эта работа относительно мала в шельфовых зонах и велика в океанах. Представляется, что энергия приливов генерируется в основном в океанах, но большая ее часть диссипирует в мелководных морях. Разумеется, часть энергии диссипирует в океане вследствие трения у дна, а часть превращается в энергию внутренних приливов (это происходит главным образом на крутых континентальных склонах у границ океанов).

## Поверхностные волны

### 3.1. ВВЕДЕНИЕ

#### 3.1.1. Характеристики поверхностных волн

Волны на поверхности моря, создаваемые ветром, — явление, знакомое каждому. Хорошо известно, насколько важна роль поверхностных волн при решении всех практических задач, связанных с морским транспортом, береговым строительством и защитой берега. Хотя своим существованием поверхностные волны обязаны главным образом касательному напряжению ветра, фактический процесс возникновения получил удовлетворительное физическое объяснение сравнительно недавно. К счастью, динамические свойства развитого волнения и изменения, которые происходят с волнами по мере их распространения с глубокой воды на мелководье, получили надежное теоретическое обоснование, которое почти не зависит от того, как волны возникают.

Поверхностные волны обладают следующими основными особенностями:

1) Они имеют относительно короткий период, большей частью от 1 до 30 с.

2) На глубокой воде их влияние ограничено сравнительно тонким слоем; этим они отличаются от приливных волн, которые охватывают всю толщу воды.

3) Вертикальная и горизонтальная амплитуды колебаний частиц воды в поверхностных волнах сравнимы по величине, что отличает эти волны от приливных колебаний или возникающих под воздействием ветра течений, в которых вертикальные движения малы по сравнению с горизонтальными.

4) Вертикальные ускорения в поверхностных волнах велики и сравнимы с ускорением силы тяжести (в океанских течениях и приливах вертикальными ускорениями можно пренебречь).

5) Вертикальные и горизонтальные ускорения велики по сравнению с геострофическим ускорением; поэтому в динамике поверхностных волн последним обычно можно пренебречь.

В классической теории поверхностных волн, существующей более ста пятидесяти лет, рассматриваются группы волн с близкими значениями амплитуды, длины и периода, распространяющиеся в определенном направлении. Однако даже беглый взгляд на поверхность моря показывает, что волнение очень нерегулярно: волны имеют различные высоты и периоды и изменяются со временем. Чтобы привести хаос в некоторый порядок, необходимо описывать реальное поле волн статистически. В самом простом способе определяют средние значения таких характеристик, как высота, период и длина волны. Далее важно выяснить распределение значений каждой характеристики относительно средней величины. Наконец, можно рассчитать спектр волн, представив поверхность моря как суперпозицию большого числа групп волн с различными периодами и амплитудами, распространяющихся, вообще говоря, в различных направлениях.

### 3.1.2. Наблюдения волн

Некоторые основные термины поясняет рис. 3.1. Гребень соответствует высшей точке волны над средним уровнем воды,

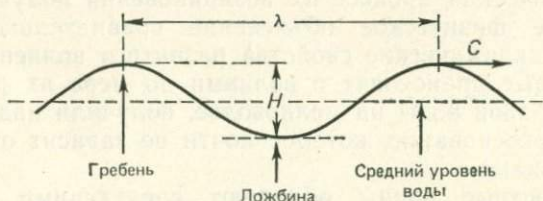


Рис. 3.1. Определение терминов, связанных с понятием волны.

ложбина — нижней точке под этим уровнем\*). Высота  $H$  волны — это расстояние по вертикали от ложбины до гребня. В синусоидальной волне гребень и ложбина симметрично смещены от среднего уровня и высота равна удвоенной амплитуде. Но у реальной волны это не так. Длина волны  $\lambda$  равна расстоянию по горизонтали между двумя гребнями, а период  $T$  — интервалу времени между прохождениями двух последовательных гребней через фиксированную точку. Скорость распространения данного гребня или ложбины (называемая фазовой скоростью волны. — *Ред.*) обозначается  $c$ . Скорость  $c$  связана с длиной волны и пе-

\*) Строго говоря, *гребнем* называется часть волны, расположенная выше среднего волнового уровня (наивысшая точка гребня — *вершина* волны), а *ложбиной* — часть волны ниже этого уровня (низшая точка ложбины — *подошва* волны). — *Прим. ред.*

риодом соотношением  $c = \lambda/T$ , которое справедливо для всех типов волн.

Для визуальных наблюдений высоты волн, достигающих берега, можно использовать вертикальную рейку, отмечая на ней поднятие и опускание уровня воды. Период определяется путем измерения интервала времени между прибытиями последовательных гребней в фиксированную точку. Чтобы непосредственно измерить длину волны, необходимо видеть всю волну, когда она проходит вдоль неподвижного сооружения типа дамбы или стенки.

Наблюдения волн, основанные на измерении уровня, ведут различными способами. Меняющийся уровень воды можно определять по положению поплавка или косвенно — по изменению электрической емкости либо сопротивления, когда уровень воды смещается вдоль провода или набора контактов. Волномеры других типов измеряют давление в фиксированной точке при прохождении над нею волн. Измеритель давления можно прикрепить к неподвижному сооружению или установить на дне моря. Амплитуда колебаний давления, вызванных поверхностной волной, уменьшается с глубиной (см. разд. 3.2.2); этот эффект надо учитывать при определении колебаний поверхности по колебаниям давления.

Вертикальное ускорение плавающего объекта, например буй, можно измерить с помощью акселерометра; последующее двойное интегрирование с помощью электронных преобразователей дает вертикальное смещение. В устанавливаемом на корабле волновом самописце, описанном в [150], используется комбинация акселерометра, измеряющего вертикальное движение фиксированной точки на корпусе корабля, и манометра, по которому определяется движение воды относительно этой точки. Различные типы волновых самописцев описаны в [42, 44].

Измерения с помощью приборов упомянутых выше типов позволяют получить запись уровня как функцию времени; отсюда можно вывести различные средние значения характеристик, их статистические свойства и энергетические спектры. Однако они не дают никакой информации о направлении распространения волн. Для этой цели можно воспользоваться сетью самописцев, позволяющей определить направление на основе принципа интерференции волн, как в решетке направленной радиоантенны. В качестве альтернативы применяют прибор, измеряющий составляющие наклона уровня (например, буй для измерения тангажа и крена), либо прибор, измеряющий две компоненты скорости частицы воды, по которым можно определить направление распространения волны [32].

В дополнение к приборам, закрепляемым неподвижно на буйках или на борту корабля, имеется несколько методов дистан-

ционного наблюдения волн. Чтобы определить спектр направлений волн, используют стереоскопические фотографии, сделанные с самолета. Измерить характеристики волнения с береговых станций или с самолета можно с помощью радиолокатора, если применить подходящие методы излучения и приема отраженных от морской поверхности радиоволн, которые обычно рассматриваются как местные помехи. Для определения характеристик волнения на больших участках моря применяется также дистанционное измерение со спутников [60] (пример приведен на рис. 3.21). Метеорологи обнаружили, что такие измерения полезны для оценки скорости ветра.

### 3.1.3. Волны в открытом океане и прибрежной зоне

Волны, которые определяют состояние поверхности моря в прибрежных водах и в конце концов разбиваются о берег, могут возникать либо в открытом океане и приходить к берегу в виде зыби, либо в самой прибрежной зоне под воздействием местных ветров. Процессы возникновения волн в обоих случаях сходны, но близость дна начинает влиять на волны, когда глубина становится меньше примерно половины длины волны. Таким образом, когда группа волн подходит к мелководью, длинные волны первыми испытывают это влияние. Волны изменяются также в присутствии течений, например приливных, которые часто сильнее в прибрежных водах. Рефракция волн, обусловленная уменьшением их скорости распространения на мелкой воде, оказывает заметное влияние на их свойства около берега.

В этой главе мы сначала рассмотрим классическую теорию волн с одним периодом, поскольку она является основой для анализа распределений реальных волн. Далее будет использован статистический подход, даны определения значительных волн, энергетических и угловых спектров, а также оценка крайних условий. Затем мы проанализируем процесс генерации волн, распространение зыби и изменения, которые происходят с волнами, когда они заходят на мелкую воду. Последние разделы касаются разрушения волн и таких эффектов, как волновой нагон, разрывные течения и вдольбереговой перенос.

## 3.2. ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

### 3.2.1. Основные уравнения

Выберем правую прямоугольную систему координат (как в разд. 2.3.1), оси  $X$  и  $Y$  которой горизонтальны, а ось  $Z$  направлена вертикально вверх. Составляющие скорости по этим осям обозначим  $u$ ,  $v$  и  $w$ . Учитывая особенности поверхностных

волн, упомянутые в разд. 3.1.1, оставим член, соответствующий вертикальному ускорению, но будем пренебрегать силой Кориолиса. Тогда уравнения движения по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  соответственно можно записать в виде

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x, \quad (3.1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + F_y, \quad (3.2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z, \quad (3.3)$$

а уравнение неразрывности — в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3.4)$$

В приведенных выше уравнениях

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z},$$

а  $F_x$ ,  $F_y$  и  $F_z$  обозначают составляющие объемной силы, отличной от давления или силы тяжести и действующей на частицу.

Пока упростим приведенные выше уравнения, ограничившись рассмотрением волн с горизонтальными гребнями, распространяющимися по оси  $X$ , так что

$$v = 0, \quad \frac{\partial}{\partial y} = 0.$$

Будем также считать, что амплитуды волн относительно малы, так что членами высших порядков, описывающими силы инерции, можно пренебречь, и поэтому

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t}, \quad \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t}.$$

Будем считать, что трением, возникающим благодаря молекулярной или турбулентной вязкости, можно пренебречь, так что

$$F_x = F_y = F_z = 0.$$

Плотность  $\rho$  считается постоянной.

С этими упрощениями уравнения (3.1), (3.3) и (3.4) принимают следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3.7)$$

Эти уравнения справедливы в любой точке.

На свободной поверхности, определяемой условием  $z = \zeta_0$ , где  $\zeta_0$  — отклонение уровня от невозмущенного положения, надо задать два граничных условия. Первое основывается на том, что поверхность образована движущимися частицами воды, т. е.

$$\text{при } z = \zeta_0 \quad w = \frac{\partial \zeta_0}{\partial t}. \quad (3.8)$$

Второе опирается на утверждение, что, если пренебречь поверхностным натяжением, давление на поверхности моря можно считать равным атмосферному давлению  $p_a$ . Таким образом,

$$\text{при } z = \zeta_0 \quad p = p_a. \quad (3.9)$$

Модификации, которых требует теория в случае капиллярных волн, когда поверхностным натяжением пренебрегать нельзя, рассматриваются ниже.

Следующее упрощение, которое делается в классической теории, состоит в том, что волны считаются безвихревыми, т. е. что их завихренность (или ротор вектора скорости) равна нулю. Для волн, движение в которых ограничено плоскостью  $xz$ , как предполагалось выше, условие безвихревого движения означает

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial x}.$$

В этом случае можно задать потенциал скорости  $\varphi$  такой, что

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Безвихревой поток может возникать под действием одних только сил давления; если касательные напряжения значительны, поток перестает быть безвихревым. Из основных посылок не вытекает, что поверхностные волны должны быть безвихревыми, поскольку касательное напряжение ветра на поверхности может быть значительным, как может быть значительным и влияние молекулярной или турбулентной вязкости. На самом деле наблюдения показывают, что почти во всех отношениях поверхностные волны с большой точностью описываются безвихревой теорией.

Решение основных уравнений можно выразить через потенциал скорости  $\varphi$ ; этому методу следуют в большинстве математических работ, таких как [90, 113]. Однако в настоящей книге решение будет получено простым способом непосредственно из основных уравнений.

Дифференцируя уравнение (3.5) по  $x$ , (3.6) по  $z$  и (3.7) по  $t$ , находим, что

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0. \quad (3.10)$$

### 3.2.2. Прогрессивные (поступательные) волны бесконечно малой амплитуды

Будем искать решение выписанных выше уравнений в виде простой гармонической волны, распространяющейся в направлении  $X$ . Давление можно взять в следующем выражении:

$$p = p_a - g\rho z + Z(z) \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (3.11)$$

Первые два члена в правой части (3.11) описывают давление на глубине  $z$  в невозмущенном состоянии (гидростатическое давление). Третий член представляет волну давления с длиной  $\lambda = 2\pi/\kappa$ , периодом  $T = 2\pi/\sigma$  и амплитудой  $Z(z)$ , которая является функцией только  $z$ . Подставляя уравнение (3.11) в (3.10), находим, что  $Z(z)$  должно удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - \kappa^2 Z = 0.$$

Оно имеет решение

$$Z(z) = A \exp(\kappa z) + B \exp(-\kappa z), \quad (3.12)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные интегрирования.

#### А. Волны на глубокой воде

Из наблюдений известно, что на глубокой воде влияние поверхностных волн на большой глубине становится пренебрежимо малым, т. е.

$$\text{при } z \rightarrow -\infty \quad Z(z) \rightarrow 0. \quad (3.13)$$

Таким образом, в (3.12)  $B = 0$  и из (3.11) получаем, что решение для  $p$  имеет вид

$$p = p_a - g\rho z + A \exp(\kappa z) \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (3.14)$$

Пользуясь граничными условиями (3.8) и (3.9), задаваемыми на поверхности, можно показать, что  $\kappa$  и  $\sigma$  должны удовлетворять соотношению

$$\sigma^2 = g\kappa. \quad (3.15)$$

Оно одновременно определяет скорость распространения волны  $c$ , так как

$$c = \lambda/T = \sigma/\kappa.$$

Таким образом, из (3.15) имеем

$$c^2 = g/\kappa = g\lambda/2\pi. \quad (3.16)$$

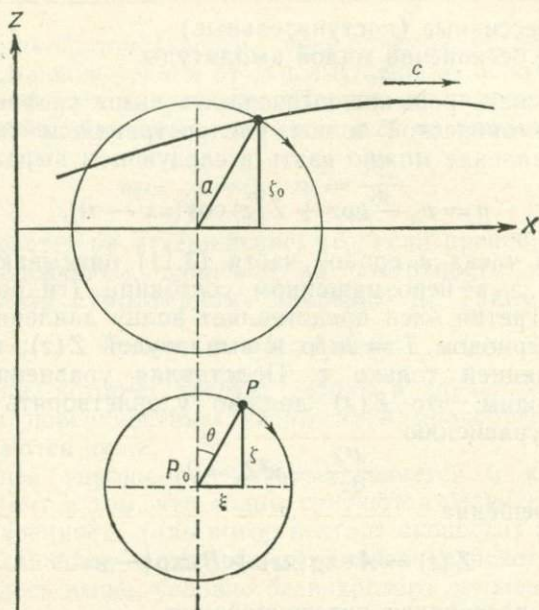


Рис. 3.2. Движение частиц воды в волне

Обозначая  $a = A/g\rho$  и используя (3.5), (3.6), (3.8) и (3.14), находим, что

$$\zeta_0 = a \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (3.17)$$

$$u = \sigma a \exp(\kappa z) \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (3.18)$$

$$w = \sigma a \exp(\kappa z) \sin(\kappa x - \sigma t), \quad (3.19)$$

$$p = p_a - g\rho z + g\rho a \exp(\kappa z) \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (3.20)$$

В этих уравнениях  $a$  — амплитуда вертикального колебания поверхности моря, а  $u$  и  $w$  — соответственно горизонтальная и вертикальная скорости частицы на глубине  $z$ .

Составляющие  $\xi$ ,  $\zeta$  смещения частицы воды относительно невозмущенного положения (рис. 3.2) можно найти, если учесть, что

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}.$$

Отсюда

$$\xi = -a \exp(\kappa z) \sin(\kappa x - \sigma t), \quad (3.21)$$

$$\zeta = a \exp(\kappa z) \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (3.22)$$

Уравнения (3.21) и (3.22) показывают, что частицы воды движутся по круговым орбитам с радиусом  $a \exp(\kappa z)$ . Таким обра-

зом, смещения, скорости частиц и амплитуда колебаний давления экспоненциально убывают с глубиной. При этом коэффициент затухания равен  $\exp(\kappa z) = \exp(2\pi z/\lambda)$ . На глубине, равной половине длины волны, его значение равно  $\exp(-\pi) \approx 0,043$ , откуда видно, что на этой глубине волновое движение ослабевает приблизительно в 23 раза по отношению к движению на поверхности. На рис. 3.2 угол  $\theta$  в радианах отвечает аргументу  $\sigma t - \kappa x$ .

Из уравнения (3.16) для скорости волны и соотношения  $c = \lambda/T$  видно, что как скорость, так и длина волны могут быть выражены через период  $T$ . Таким образом,

$$c = gT/2\pi, \quad \lambda = gT^2/2\pi. \quad (3.23)$$

Если положить  $g = 9,80 \text{ м/с}^2$ , эти равенства дают

$$c = 1,56T, \quad \lambda = 1,56T^2,$$

где  $c$  измеряется в метрах в секунду, а  $\lambda$  — в метрах, если  $T$  — в секундах.

Приведем численный пример:

если  $T = 5 \text{ с}$ , то  $c = 7,8 \text{ м/с}$ ,  $\lambda = 39 \text{ м}$ ;

если  $T = 10 \text{ с}$ , то  $c = 15,6 \text{ м/с}$ ,  $\lambda = 156 \text{ м}$ .

Период 5 с типичен для волн, генерируемых в прибрежной зоне, в то время как период 10 с характерен для волн в открытом океане.

### *Б. Волны на воде конечной глубины*

Если глубина воды сравнима с длиной волны, то (3.13) следует заменить условием, согласно которому вертикальная скорость движущихся частиц воды на дне равна нулю. Таким образом,

$$\text{при } z = -h \quad w = 0, \quad (3.24)$$

где  $h$  — глубина воды.

Оба члена из правой части уравнения (3.12) остаются, когда  $Z(z)$  подставляется в (3.11); затем с помощью (3.6) находим  $w$ . Использование условия (3.24) и граничных условий на поверхности (3.8) и (3.9) приводит к следующим уравнениям

для  $\zeta_0$ ,  $c$ ,  $p$ ,  $u$ ,  $w$ ,  $\xi$  и  $\zeta$ :

$$\zeta_0 = a \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (3.25)$$

$$c^2 = (g/\kappa) \operatorname{th}(\kappa h), \quad (3.26)$$

$$p = p_a - g\rho z + g\rho a \frac{\operatorname{ch}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{ch}(\kappa h)} \cos(\kappa x - \sigma t), \quad (3.27)$$

$$u = \sigma a \frac{\operatorname{ch}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{sh}(\kappa h)} \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (3.28)$$

$$w = \sigma a \frac{\operatorname{sh}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{sh}(\kappa h)} \sin(\kappa x - \sigma t), \quad (3.29)$$

$$\xi = -a \frac{\operatorname{ch}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{sh}(\kappa h)} \sin(\kappa x - \sigma t), \quad (3.30)$$

$$\zeta = a \frac{\operatorname{sh}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{sh}(\kappa h)} \cos(\kappa x - \sigma t). \quad (3.31)$$

Уравнение (3.26) для скорости волны  $c$  можно записать в виде

$$c^2 = (g\lambda/2\pi) \operatorname{th}(2\pi h/\lambda). \quad (3.32)$$

Оно показывает, что скорость распространения волн в этом случае зависит не только от длины волны, но и от глубины воды. Скорость на глубокой воде, задаваемую (3.16), можно получить, полагая  $h \gg \lambda$ , так что

$$\operatorname{th}(2\pi h/\lambda) \rightarrow 1 \quad \text{и} \quad c^2 \approx g\lambda/2\pi.$$

В другом предельном случае, если глубина мала по сравнению с длиной волны, т. е.  $h \ll \lambda$ ,

$$\operatorname{th}(2\pi h/\lambda) \rightarrow 2\pi h/\lambda \quad \text{и} \quad c^2 = gh. \quad (3.33)$$

Это уравнение для скорости распространения длинных волн, включая приливные волны (см. (2.35)).

В общем случае если отношение  $\lambda/h < 2$ , то можно пользоваться уравнением для волн на глубокой воде (3.16); при  $\lambda/h > 20$  можно пользоваться уравнением для длинных волн (3.33); если  $2 < \lambda/h < 20$ , следует использовать полное уравнение (3.32). Зависимость скорости волны от глубины, включая приближения глубокой и мелкой воды, показана на рис. 3.3.

Как видно из (3.30) и (3.31), траектории частиц воды, круговые на глубокой воде, в общем случае имеют форму эллипсов, большие оси которых лежат в горизонтальной плоскости. С глубиной эллипсы становятся более сплюснутыми, так что на дне частицы воды движутся горизонтально вперед-назад по прямой линии.

Если записать давление в виде

$$p = p_a - g\rho z + P \cos(\kappa x - \sigma t),$$

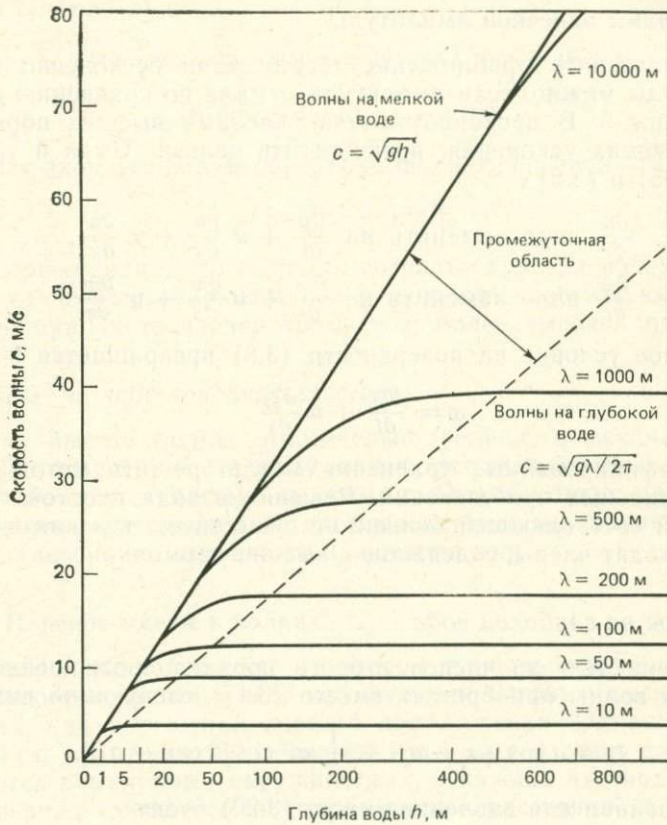


Рис. 3.3. Скорость волны  $c$  как функция глубины воды  $h$  при различных значениях длины волны  $\lambda$  [123].

где  $P$  — амплитуда колебаний, то из (3.27) следует

$$P = g\rho a \frac{\operatorname{ch}[\kappa(h+z)]}{\operatorname{ch}(\kappa z)}, \quad (3.34)$$

что дает скорость затухания колебаний давления с глубиной. Для измерителя давления, положенного на дно, имеем

$$\text{при } z = -h \quad P = \frac{g\rho a}{\operatorname{ch}(\kappa h)}. \quad (3.35)$$

Это уравнение позволяет вычислить амплитуду  $a$  поверхностной волны длиной  $\lambda = 2\pi/\kappa$  по амплитуде колебаний давления, зарегистрированных на дне.

### 3.2.3. Волны конечной амплитуды

Использовать приближение теории волн бесконечно малой амплитуды можно, если амплитуда  $a$  мала по сравнению с длиной волны  $\lambda$ . В противном случае членами высших порядков, описывающих ускорения, пренебрегать нельзя. Тогда в уравнениях (3.5) и (3.6)

$$\frac{\partial u}{\partial t} \text{ надо заменить на } \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \omega \frac{\partial u}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} \text{ надо заменить на } \frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \omega \frac{\partial \omega}{\partial z}.$$

Граничное условие на поверхности (3.8) превращается в

$$\omega = \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta_0}{\partial x}.$$

Модифицированные уравнения можно решить методом последовательных приближений. Решения в виде простой гармонической составляющей больше не существует, так как в уравнения входят члены, содержащие высшие гармоники.

#### *A. Волны на глубокой воде*

С точностью до членов второго порядка соотношение для профиля волны приобретает вместо (3.17) следующий вид:

$$\zeta_0 = a \cos(\kappa x - \sigma t) + \frac{1}{2} \kappa a^2 \cos[2(\kappa x - \sigma t)]. \quad (3.36)$$

Соотношением для давления вместо (3.20) будет

$$p = p_a - g\rho z + g\rho \left\{ a \exp(\kappa z) \cos(\kappa x - \sigma t) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \kappa a^2 \exp(2\kappa z) \cos[2(\kappa x - \sigma t)] \right\}. \quad (3.37)$$

Уравнения для скорости волны  $c$  и составляющих скорости частиц воды  $u$ ,  $\omega$  не изменяются во втором приближении.

Из выражения (3.36) видно, что смещение поверхности больше не является чисто синусоидальным, а включает вторую гармонику вида  $\cos[2(\kappa x - \sigma t)]$ . Фаза этой составляющей относительно гармоники  $\cos(\kappa x + \sigma t)$  такова, что высота гребня увеличивается, а понижение ложбины относительно среднего уровня уменьшается. Этот эффект усиливается, если учесть члены высших порядков. Поэтому при возрастании отношения  $a/\lambda$  форма волны становится все более несимметричной относительно среднего уровня: волна имеет более острые гребни и более плоские ложбины.

В приближении третьего порядка уравнение для профиля волны  $\xi_0$  имеет вид

$$\xi_0 = a \left\{ \cos(kx - \sigma t) + \frac{1}{2} ka \cos [2(kx - \sigma t)] + \frac{3}{8} k^2 a^2 \cos [3(kx - \sigma t)] \right\}. \quad (3.38)$$

Фазовая скорость волны определяется соотношением

$$c^2 = \frac{g}{k} (1 + k^2 a^2), \quad (3.39)$$

из которого видно, что скорость возрастает, когда волны становятся круче. Составляющие  $u$  и  $w$  скорости частиц также изменяются при учете членов третьего и более высоких порядков.

### Б. Волны на воде конечной глубины

Если высота волны относительно велика, а глубина воды мала по сравнению с длиной волны, решения волнового уравнения становятся весьма сложными. Они не будут здесь рассматриваться, но несколько частных случаев мы опишем позже при анализе волн, заходящих на мелкую воду.

#### 3.2.4. Перенос массы в волнах

Выше упоминалось, что во втором приближении составляющие скорости частиц  $u$  и  $w$  как функции глубины имеют такой же вид, как в решении первого приближения. Однако можно показать, что траектории частиц воды уже в этом случае не являются замкнутыми окружностями, а каждая частица за полный период смещается на определенное расстояние в направлении распространения волны. Средняя скорость, называемая скоростью переноса массы (или «дрейфовой скоростью». — *Ред.*), задается выражением

$$\bar{u} = k\sigma a^2 \exp(2kz). \quad (3.40)$$

Орбитальная скорость частиц воды с компонентами  $u$  и  $w$ , задаваемыми (3.18) и (3.19), имеет амплитуду  $\sigma a \exp(kz)$ . На поверхности отношение скорости переноса массы к орбитальной скорости равно

$$\bar{u}/\sigma a = ka = 2\pi a/\lambda.$$

Крутизна волны, определяемая как  $2a/\lambda$ , редко превышает 0,1, а в этом случае  $\bar{u}/\sigma a = 0,1\pi = 0,314$ . Этот крайний случай указывает на то, что скорость переноса массы обычно на порядок меньше орбитальной скорости на поверхности. Из-за члена  $\exp(2kz)$  в (3.40) скорость переноса массы быстро убывает с глубиной.

Этот перенос массы называют также лагранжевым (или стоковским. — *Ред.*), потому что он выявляется при рассмотрении движения отдельной частицы воды, а не составляющих скорости, наблюдаемых в фиксированной точке жидкости («эйлеров» подход). Как показывает приведенный выше анализ, основанный на работе Стокса 1840 г., незамкнутые траектории частиц и перенос массы являются следствием предположения о том, что волновое движение является безвихревым.

До Стокса Герстнер в 1802 г. описал волновое движение, в котором траектории частиц представляют собой окружности с радиусами, экспоненциально убывающими с глубиной. Поверхность воды в сечении имеет форму трохонды, т. е. кривой, описываемой точкой на диске, который катится по плоской поверхности. Для волн малой амплитуды трохоида приближается к синусоиде, но с увеличением высоты волны гребни становятся более острыми, а ложбины более плоскими, что до некоторой степени напоминает высшие приближения Стокса. Волна Герстнера не является безвихревой, а имеет определенную завихренность, которую можно вычислить.

Наблюдаемые особенности поверхностных волн, включая явление переноса массы, показывают, что они ближе к безвихревым волнам, чем к волнам Герстнера. Следовательно, использование теории безвихревых волн для описания реальных волн с приемлемой степенью точности оправдано, хотя в некоторых случаях может оказаться необходимым учесть завихренность волн (подробнее об этом см. в [88]).

### 3.2.5. Энергия волнового движения

Поверхностная волна обладает как потенциальной энергией, обусловленной смещением частиц воды по вертикали от невозмущенного уровня, так и кинетической энергией, связанной с орбитальной скоростью движения частиц. Потенциальная энергия столба воды высотой  $\zeta_0$  и поперечным сечением  $\delta x$  (при условии  $\delta y = 1$ ), как показано на рис. 3.4, где изображено сечение волнового фронта поперек оси  $Y$ , равна

$$\delta E_{\text{п}} = \frac{1}{2} g \rho \zeta_0^2 \delta x.$$

Средняя потенциальная энергия на единицу горизонтальной площади находится путем интегрирования по длине волны. Для простой гармонической волны, в которой  $\zeta_0$  дается формулой (3.17),

$$\bar{E}_{\text{п}} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} \frac{1}{2} g \rho a^2 \cos^2(kx - \sigma t) dx = \frac{1}{4} g \rho a^2. \quad (3.41)$$

Кинетическая энергия малого объема воды  $\delta x \delta z$  единичной ширины по оси  $Y$  равна

$$\delta E_k = \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2) \delta x \delta z.$$

Для волн малой амплитуды на глубокой воде из (3.18) и (3.19) следует

$$u^2 + w^2 = \sigma^2 a^2 \exp(2\kappa z).$$

Интегрируя по всей глубине и по длине волны, получаем среднюю кинетическую энергию на единицу горизонтальной площади в виде

$$\begin{aligned} \bar{E}_k &= \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \int_0^{-\infty} \frac{1}{2} \rho \sigma^2 a^2 e^{2\kappa z} dx dz = \\ &= \frac{1}{4} \frac{\rho \sigma^2 a^2}{\kappa}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Согласно (3.15),  $\sigma^2 = g\kappa$ , и поэтому

$$\bar{E}_k = \bar{E}_\pi = \frac{1}{4} g \rho a^2.$$

Полная энергия на единицу площади поверхности моря равна

$$E = \frac{1}{2} \rho g a^2. \quad (3.43)$$

Таким образом, энергия  $E$  не зависит от длины волны, а зависит только от ее амплитуды  $a$ .

Используя выражения (3.28) и (3.29), можно показать, что на воде конечной глубины

$$E = \frac{1}{2} \frac{\rho \sigma^2 a^2}{\kappa} \operatorname{cth}(\kappa h). \quad (3.44)$$

### 3.2.6. Групповая скорость

Если две или более волны с различными длинами и периодами, распространяющиеся в одном и том же направлении, накладываются друг на друга, они интерферируют таким образом, что возникает структура, состоящая из групп волн. Скорость распространения группы в целом не обязательно

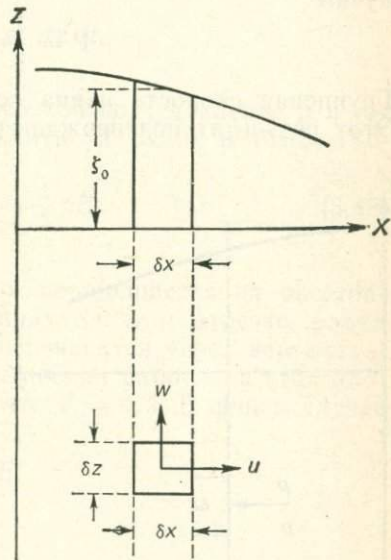


Рис. 3.4. Потенциальная и кинетическая энергия волны.

совпадает со скоростью  $c$  отдельной волны. Из кинематических свойств волнового движения в общем можно вывести соотношение для групповой скорости  $V$ :

$$V = \frac{d\sigma}{dk}. \quad (3.45)$$

Для поверхностных волн на глубокой воде, согласно (3.15),

$$\sigma^2 = gk.$$

Отсюда путем дифференцирования и подстановки в (3.45) получим

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{c}{2}. \quad (3.46)$$

Групповая скорость равна половине фазовой скорости волны. Этот результат подтверждают простые наблюдения групп волн в море. Если сосредоточить внимание на гребне отдельной волны в группе, то можно заметить, что он перемещается вперед сквозь группу, теряя свою высоту и будто бы выходя из группы. В то же время в тыловой части группы появляются новые волны: они движутся вперед, и, когда они проходят через центр группы, их высота возрастает до максимума.

Из соотношений (3.26) и (3.45) следует, что в бассейне конечной глубины

$$V = \frac{c}{2} \left( 1 + \frac{2kh}{\operatorname{sh}(2kh)} \right). \quad (3.47)$$

В случае глубокой воды второй член в скобках стремится к нулю и соотношение (3.47) сводится к (3.46). В случае

очень мелкой воды второй член стремится к единице и (3.47) переходит в

$$V = c,$$

Этот результат можно было бы получить непосредственно из (3.45), так как на очень мелкой воде  $c^2 = gh$  и волны не испытывают дисперсии.

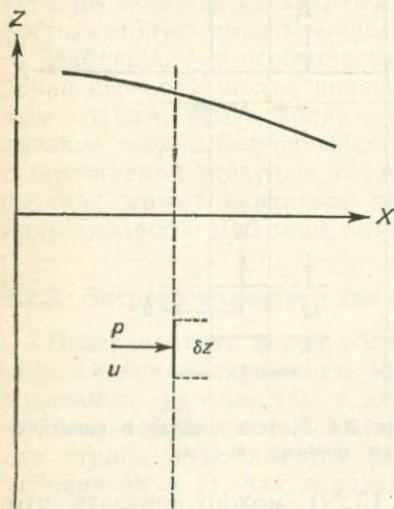


Рис. 3.5. Работа, совершаемая силой давления в волне в направлении ее распространения.

Согласно другой интерпретации, групповая скорость — это скорость распространения энергии. Как видно из рис. 3.5, скорость, с которой масса воды, находящаяся слева от вертикальной плоскости, производит работу над массой воды, расположенной справа от нее, в любой момент времени определяется выражением

$$dW = \int_{-\infty}^{\xi_0} pu \, dz.$$

Работа, совершенная за полный период, равна

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-\infty}^{\xi_0} pu \, dz \, dt.$$

Для волн малой амплитуды на глубокой воде давление  $p$  и горизонтальную скорость  $u$  можно найти из (3.20) и (3.18). Тогда получим

$$W = \frac{1}{4} \frac{g\rho a^2 \lambda}{T} = \frac{1}{2} cE, \quad (3.48)$$

если воспользуемся (3.43).

В единицу времени группа волн перемещается на расстояние  $V$ , а энергия волны, заключенная на этом отрезке, равна  $VE$ . Скорость, с которой энергия переносится через вертикальную плоскость, равна скорости совершения работы на этой плоскости. Поэтому из (3.48) следует, что  $V = c/2$ . В общем случае скорость переноса энергии равна

$$W = VE.$$

### 3.2.7. Капиллярные волны

Если длина волны очень мала, то существенное влияние на свойства таких волн оказывает поверхностное натяжение. На искривленной поверхности раздела воздуха и воды поверхностное натяжение создает избыточное давление  $p_s$ . Соответствующая сила действует в направлении центра кривизны поверхности и определяется выражением

$$p_s = S \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

где  $S$  — поверхностное натяжение, а  $r_1$  и  $r_2$  — главные радиусы кривизны поверхности раздела. Граничное условие для давления на поверхности, задаваемое уравнением (3.9) в случае, когда поверхностным натяжением можно пренебречь, следует теперь заменить на

$$p = p_a + p_s \quad \text{при} \quad z = \xi_0.$$

Для двумерного волнового движения в плоскости  $xz$  давление  $p_s$  можно выразить через первую и вторую производные  $\xi_0$  по  $x$ . Для волн на глубокой воде скорость распространения  $c$ , ранее задававшаяся уравнением (3.16), теперь определяется выражением

$$c^2 = \frac{g}{\kappa} + \frac{\kappa S}{\rho}. \quad (3.49)$$

Зависимость фазовой скорости  $c$  от длины волны  $\lambda$ , определяемая соотношением (3.49), показана на рис. 3.6. Кривые, обо-

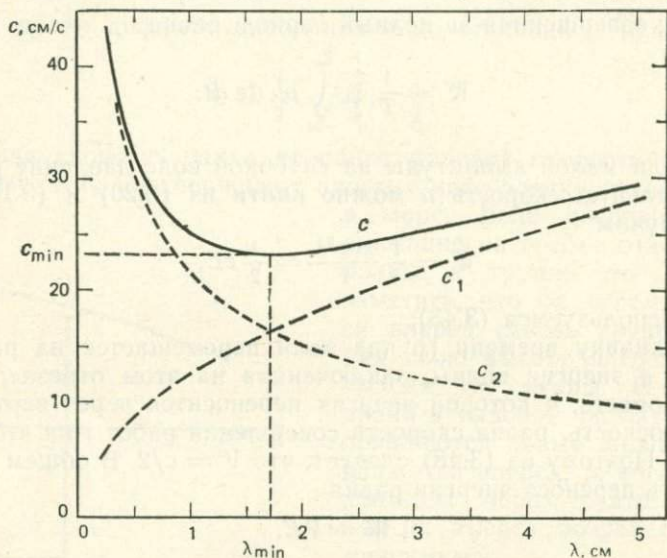


Рис 3.6. Скорость распространения капиллярных волн.

значенные  $c_1$  и  $c_2$ , относятся отдельно к первому и второму члену в правой части (3.49). В случае очень коротких волн преобладает второй член и с уменьшением длины волны скорость растет. В целом скорость имеет минимум при значении  $\kappa$ , определяемом как

$$\kappa^2 = g\rho/S.$$

Если взять  $S = 74$  дин/см, то указанное значение  $\kappa$  равно  $3,64 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует длине волны  $\lambda = 1,7$  см и минимуму скорости  $c_{\min} = 23$  см/с.

Можно показать, что групповая скорость имеет минимальное значение  $V_{\min} = 18$  см/с при  $\lambda = 4,4$  см. Групповая скорость более коротких волн растет с уменьшением длины волны, и у очень коротких волн она связана с фазовой скоростью соотношением  $V = 1,5c$ .

Самая важная и интересная особенность капиллярных волн в море состоит в том, что они возникают на склонах гораздо более длинных волн. Поэтому они могут влиять на шероховатость поверхности в малом масштабе и оказывать воздействие на процесс возникновения и роста гравитационных волн. Капиллярные волны наиболее заметны на гребнях длинных волн, особенно если крутизна последних приближается к значению, при котором происходит разрушение гребней.

### 3.2.8. Диссипация волн за счет вязкости

Можно показать, что скорость диссипации энергии поверхностных волн из-за молекулярной вязкости описывается выражением

$$\frac{dE}{dt} = -2\mu\kappa^3 c^2 a^2, \quad (3.50)$$

где  $\mu$  — коэффициент вязкости,  $a$  — амплитуда,  $\kappa$  — волновое число и  $c$  — фазовая скорость [90]. В отсутствие каких-либо внешних сил амплитуда волны уменьшается по закону

$$a = a_0 \exp(-2\nu\kappa^2 t),$$

где  $a_0$  — амплитуда в момент  $t = 0$ , а  $\nu$  — кинематическая вязкость, задаваемая формулой  $\nu = \mu/\rho$ . Время  $\tau$ , за которое амплитуда уменьшится в  $e$  раз по сравнению с ее первоначальным значением, равно

$$\tau = \lambda^2/8\pi^2\nu.$$

Положив  $\nu = 0,0014$  см<sup>2</sup>/с (значение для морской воды при 10°С), получим  $\tau = 0,905 \lambda^2$  в секундах, если  $\lambda$  выражено в сантиметрах. Таким образом, капиллярные волны очень быстро ослабляются вязкостью; длинные волны подвержены ее влиянию в меньшей степени. Влияние вязкости на длинные волны ограничено тонкими пограничными слоями около поверхности, а на мелкой воде — и у дна.

При рассмотрении процессов, которые могут вызвать диссипацию морских волн, молекулярной вязкостью обычно можно пренебречь по сравнению с другими процессами, такими как разрушение волн или придонное трение.

## 3.3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ ВОЛНЕНИЯ

### 3.3.1. Средние характеристики: значительные волны

Запись колебаний уровня, вызванных волнами в фиксированной точке, обычно имеет нерегулярный вид (пример приведен на рис. 3.7). Группы высоких волн чередуются с волнами

меньших амплитуд, откуда можно заключить, что происходит наложение волновых цугов с большим числом волн различных периодов. Самый простой способ охарактеризовать такую запись — это определить среднюю высоту и средний период всех волн на записи. Однако практическая ценность таких определений невелика, потому что они придают несоразмерный вес большому числу малых волн, которые возникают между группами более высоких. В другом предельном случае можно взять

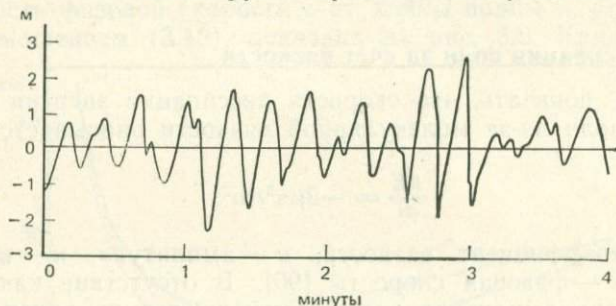


Рис. 3.7. Диаграмма записи волнения.

самую высокую волну в записи и соответствующий ей период. Для некоторых целей понятие предельной волны является полезным, но выявление такой волны на данной записи подвержено значительным ошибкам выборки. В качестве компромиссного варианта, полезного для многих целей, можно рассмотреть одну треть самых высоких волн в качестве «значительных волн» и взять среднюю высоту и период этих волн в качестве «высоты значительной волны» и «периода значительной волны». Эта процедура придает больший вес высоким волнам, учет которых более важен в связи с их влиянием на суда и береговые сооружения, но сохраняет определенную степень усреднения и позволяет избежать крайних оценок. Для значительных волн были разработаны эмпирические методы прогноза, рассматриваемые в разд. 3.4.4.

### 3.3.2. Волновой спектр

Следующий этап представления волнового поля состоит в расчете волнового спектра, который учитывает суперпозицию многих волновых цугов с различными длинами волн и периодами. Рассматривая волны, распространяющиеся только в направлении  $x$ , колебания поверхности моря можно представить в виде

$$\zeta_0(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\kappa_n x - \sigma_n t + \varepsilon_n), \quad (3.51)$$

где  $a_n$  — амплитуда  $n$ -й составляющей с волновым числом  $\kappa_n$  и угловой частотой  $\sigma_n$ , а  $\varepsilon_n$  — фазовый сдвиг, который меняется случайным образом от одной компоненты к другой в диапазоне от 0 до  $2\pi$  радиан; суммирование ведется по всем составляющим.

Для волн малой амплитуды, распространяющихся на глубокой воде,  $\kappa_n$  и  $\sigma_n$  связаны соотношением (3.15), т. е.

$$\sigma_n^2 = g\kappa_n. \quad (3.52)$$

Для таких волн энергия на единицу площади задается для каждой составляющей выражением (3.43), т. е.

$$E_n = \frac{1}{2} g\rho a_n^2. \quad (3.53)$$

### А. Энергетический спектр

Можно показать, что для волн малой амплитуды полная энергия любого числа наложенных друг на друга волновых цугов равна сумме энергий отдельных компонент. Это позволяет ввести понятие энергетического спектра. Определим  $E(\sigma)d\sigma$  как приходящуюся на единицу площади энергию всех волновых цугов с угловыми частотами между  $\sigma$  и  $\sigma + d\sigma$ . Тогда

$$E(\sigma) d\sigma = \frac{1}{2} g\rho \sum_{\sigma}^{\sigma+d\sigma} a_n^2, \quad (3.54)$$

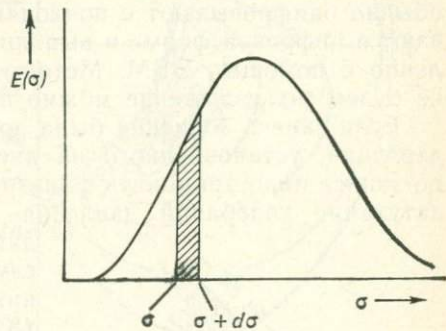


Рис. 3.8. Энергетический спектр волн:  $E(\sigma)$  как функция угловой частоты  $\sigma$ .

где суммирование величин  $a_n^2$  выполняется для всех составляющих с угловыми частотами, заключенными между  $\sigma$  и  $\sigma + d\sigma$ , а  $E(\sigma)$  — спектральная плотность энергии, которую можно изобразить как функцию  $\sigma$  (рис. 3.8). На графике  $E(\sigma)d\sigma$  представляет собой площадь между ординатами функции  $E(\sigma)$ , соответствующими  $\sigma$  и  $\sigma + d\sigma$ . Полная энергия волнового поля получается суммированием по всему спектру. Таким образом,

$$E = \int_0^{\infty} E(\sigma) d\sigma. \quad (3.55)$$

Согласно (3.53), соотношение (3.55) эквивалентно следующему:

$$E = \frac{1}{2} \rho g \sum_{n=1}^{\infty} a_n^2,$$

которое показывает, что приходящаяся на единицу площади полная энергия всех присутствующих волновых цугов пропорциональна сумме квадратов их амплитуд.

В определении энергетического спектра, данном выше, роль независимой переменной играет угловая частота  $\sigma$ . Если требуется, можно определить спектр как функцию частоты  $f$ , периода  $T$ , волнового числа  $\kappa$  или длины волны  $\lambda$ , поскольку все эти величины связаны с  $\sigma$ . Форма спектральной кривой будет во всех случаях разной, но полная площадь под кривой всегда определяет полную энергию волны  $E$ .

Если для определенного промежутка времени, скажем 12 мин, была получена запись колебаний поверхности моря, то методами спектрального анализа можно получить энергетический спектр этой записи. Первоначально анализ спектров волнения выполнялся механическим устройством. Сейчас запись обычно оцифровывают с подходящим шагом или сразу записывают в цифровой форме и выполняют спектральный анализ численно с помощью ЭВМ. Методы анализа мы здесь описывать не будем; их изложение можно найти, например, в [10, 88].

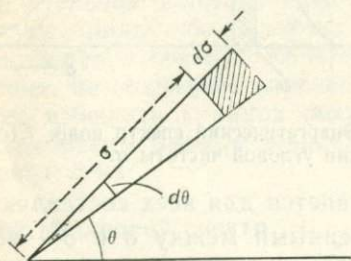
Если запись волнения была получена с помощью измерителя давления, установленного на дне, то при вычислении спектра по записи надо применить фильтрующую функцию, чтобы учесть затухание колебаний давления с глубиной. Для измерителя давления, установленного на глубине  $h$ , коэффициент затухания определяется соотношением (3.35) и равен  $\text{sch}(\kappa h)$ , где волновое число  $\kappa$  связано с частотой  $\sigma$  по формуле

$$\sigma^2 = g\kappa \text{th}(\kappa h). \quad (3.56)$$

### Б. Угловой спектр

Рис. 3.9. Определение углового спектра волнения:  $E(\sigma, \theta)$  как функция угловой частоты  $\sigma$  и направления распространения  $\theta$ .

Энергетический спектр дает распределение энергии волнового поля по частотам, но не учитывает характер распространения волн. Для более полного описания волнового поля необходимо знать направление распространения волн с той или иной частотой. Пусть, как показано на рис. 3.9,  $E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta$  — энергия на единицу площади поверхности моря для волн с угловы-



ми частотами между  $\sigma$  и  $\sigma + d\sigma$ , распространяющихся в интервале углов между  $\theta$  и  $\theta + d\theta$ , где  $\theta$  отсчитывается от фиксированного направления. Распределение  $E(\sigma, \theta)$  можно представить в виде изолиний в плоскости  $\sigma\theta$ , где  $\sigma$  пропорционально расстоянию по радиусу от начала координат, а  $\theta$  представляет собой полярный угол. Поэтому на рис. 3.9 заштрихованная площадь, образованная элементами  $d\sigma, d\theta$  для заданных  $\sigma$  и  $\theta$ ,

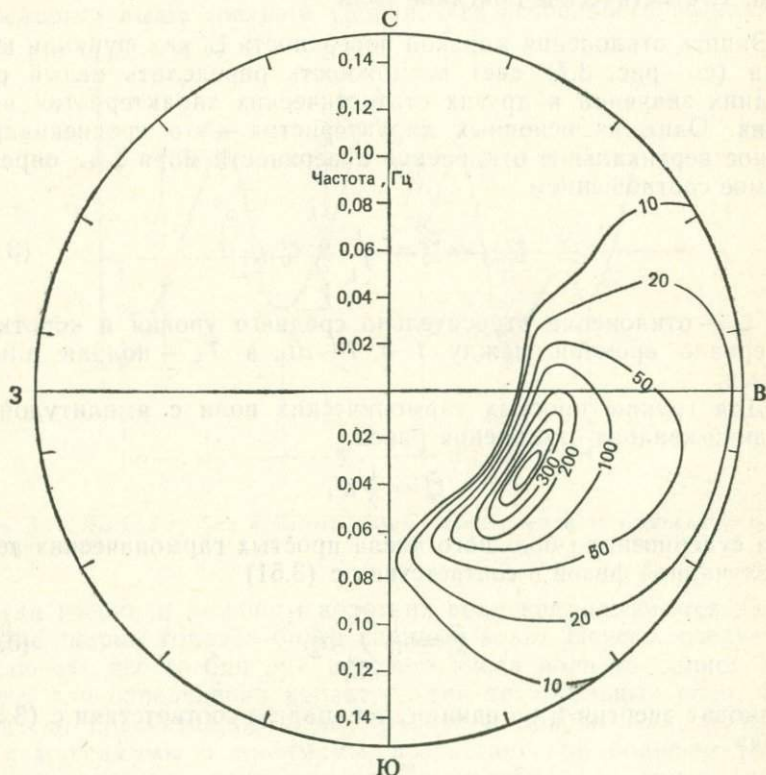


Рис. 3.10. Угловой спектр волнения: данные, полученные с бую Национального института океанографии [31].

будет пропорциональна величине спектральной плотности  $E(\sigma, \theta)$ .

Интегрируя  $E(\sigma, \theta)$  по всем значениям  $\theta$  при заданном значении  $\sigma$ , получаем спектральную плотность  $E(\sigma)$  для энергетического спектра, как описано выше. Таким образом,

$$E(\sigma) = \int_0^{2\pi} E(\sigma, \theta) d\theta. \quad (3.57)$$

На рис. 3.10 представлен угловой спектр, полученный по данным измерений на волномерном буре в Северной Атлантике. Видно, что максимальное значение спектральной плотности соответствует волнам с частотой примерно 0,07 Гц, распространяющимся приблизительно в юго-восточном направлении.

### 3.3.3. Статистическое описание волн

Запись отклонения морской поверхности  $\zeta_0$  как функции времени (см. рис. 3.7) дает возможность определить целый ряд средних значений и других статистических характеристик волнения. Одна из основных характеристик — это среднеквадратичное вертикальное отклонение поверхности моря  $\zeta_{rms}$ , определяемое соотношением

$$\zeta_{rms}^2 \equiv \overline{\zeta_0^2} = \frac{1}{T_L} \int_0^{T_L} \zeta_0^2 dt, \quad (3.58)$$

где  $\zeta_0$  — отклонение относительно среднего уровня в коротком интервале времени между  $t$  и  $t + dt$ , а  $T_L$  — полная длина записи.

Для группы простых гармонических волн с амплитудой  $a$  средний квадрат отклонения равен

$$\overline{\zeta_0^2} = \frac{1}{2} a^2.$$

Для суперпозиции большого числа простых гармонических волн со случайной фазой в соответствии с (3.51)

$$\overline{\zeta_0^2} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n^2. \quad (3.59)$$

Волновая энергия  $E$  на единицу площади в соответствии с (3.59) равна

$$E = \frac{1}{2} g \rho \sum_{n=1}^{\infty} a_n^2 = g \rho \zeta_{rms}^2. \quad (3.60)$$

Хотя  $\zeta_{rms}$  является точно определенной мерой среднего отклонения поверхности моря на длине записи, но для практики больший интерес представляют характеристики гребней, ложбин и высот волн.

Прежде чем перейти к описанию этих характеристик, рассмотрим более детально термины «гребень», «ложбина» и «высота волны».

Если на море присутствуют волны различных периодов и длин волн, то в сечении поверхность может иметь форму, ана-

логичную изображенной на рис. 3.11. Определив гребень как максимум кривой, описывающей изменение уровня во времени, мы увидим, что помимо основных гребней, таких как  $A$ ,  $B$ ,  $E$ , встречаются и другие, такие как  $C$ ,  $D$ , и некоторые из них, например  $D$ , могут лежать ниже среднего уровня. Если по аналогии определить ложбины как минимумы кривой изменения уровня ( $a$ ,  $b$ ,  $c$  и т. д.), то некоторые из них могут оказаться лежащими выше среднего уровня. Эти особенности возникают,

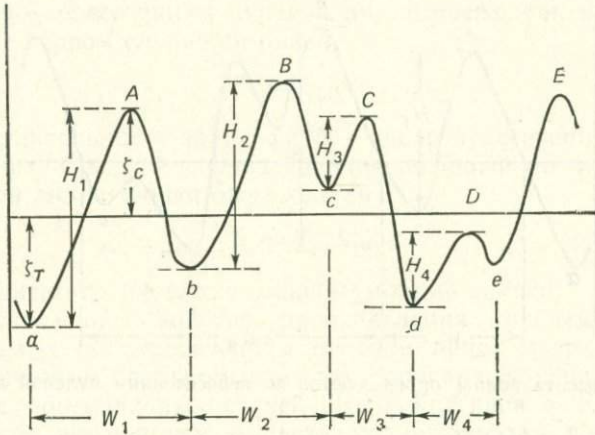


Рис. 3.11. Высота гребня и высота волны, определяемой по положению гребня и ложбины.

когда гребни и ложбины коротких волн накладываются на пологие склоны гораздо более длинных волн. Неясно, следует ли включать все гребни при подсчете числа волн на записи, скажем, для определения характеристик значительных волн. Фактически подсчитанное число гребней и ложбин, определенных как максимумы и минимумы, возрастает при большем разрешении прибора, регистрирующего волнение. С точки зрения воздействия волн на плавающие или закрепленные конструкции очень короткие волны не имеют значения, и при определении волновых характеристик ими лучше пренебречь.

Если считать, что волна «заключена» между гребнем и ложбиной, высоту волны  $H$  можно определить как высоту гребня относительно предшествующей ложбины. На рис. 3.11  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  и  $H_4$  — высоты волн  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$  и  $W_4$  с гребнями  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  соответственно. Высоту данного гребня относительно среднего уровня обозначим  $\zeta_c$ , как показано на рисунке для гребня  $A$ , а понижение данной ложбины —  $\zeta_T$ , причем для удобства  $\zeta_T$  считается положительным. Для волны, представленной греб-

нем  $A$ , например,  $H_1 = \zeta_c + \zeta_T$ . Один из способов не учитывать маленькие волны состоит в том, чтобы пренебрегать теми волнами, гребни которых лежат ниже среднего уровня моря. В этом случае гребнем  $D$  на рис. 3.11 следует пренебречь.

Введем альтернативное определение волны, «пересекающей нулевую линию вверх». Это понятие иллюстрируется на рис. 3.12, где приведена та же кривая колебаний поверхности,

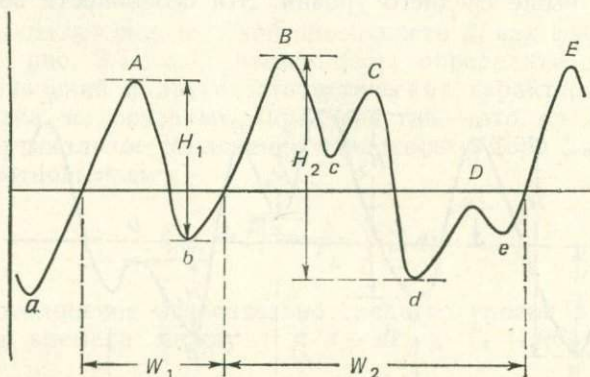


Рис. 3.12. Высота волны, определяемой по пересечениям нулевой линии вверх.

что и на рис. 3.11 (под «нулевой линией» в данном случае понимается средний уровень. — *Ред.*). Пересечениям нулевой линии вверх будут соответствовать только те точки, которые даст линия записи колебаний поверхности при пересечении среднего уровня от ложбины к гребню. Тогда волна, определяемая «по пересечениям нулевой линии вверх», будет располагаться между двумя последовательными точками пересечений. Такие волны  $W_1$  и  $W_2$  представлены на рис. 3.12. Их высоты равны соответственно  $H_1$  и  $H_2$ . Гребни  $C$  и  $D$  и ложбины  $c$  и  $e$  в рамках этого определения не учитываются. Это определение позволяет объективным образом сосредоточить внимание на более крупных волнах и, как оказалось, поддается статистическому анализу. Основы соответствующей теории были описаны в работах [29, 93], а практическое применение — в [43].

Пусть  $N$  — полное число волн, определяемых по пересечениям нулевой линии вверх, на записи длительностью  $T_L$ . Тогда среднеквадратичная высота волн  $H_{rms}$  определяется выражением

$$H_{rms}^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N H_n^2, \quad (3.61)$$

где  $H_n$  — высота  $n$ -й волны.

Чтобы определить высоту значительной волны, высоты  $H_n$  располагают в порядке убывания от  $H_1$  до  $H_N$ . Значительными волнами считаются волны с высотами от  $H_1$  до  $H_{N/3}$ , где  $N/3$  округляется до ближайшего целого числа, а высота значительной волны определяется выражением

$$H_s = \frac{3}{N} (H_1 + H_2 + \dots + H_{N/3}). \quad (3.62)$$

Средний период волны можно найти для волн, определяемых как по пересечениям нулевой линии вверх, так и по числу гребней. В первом случае он равен

$$T_z = T_L/N,$$

где  $T_L$  — длительность записи, а  $N$  — число пересечений нулевой линии вверх. Средний период  $T_c$ , определенный по числу гребней, дается аналогичным выражением

$$T_c = T_L/N_c,$$

где  $N_c$  — число гребней, т. е. максимумов, на записи.

Статистические свойства распределения гребней и волн, определяемых по пересечениям нулевой линии вверх, связаны с энергетическим спектром; эта связь описана Картрайтом [30] на основе оригинальных статей Лонге-Хиггинса и Картрайта. Оказывается возможным вывести уравнение для вероятности распределения высот гребней  $\zeta_c$  и, следовательно, получить ожидаемое значение высоты значительной волны или высоты najwyżшей волны на записи. Если предположить, что высоты волн, определяемых по пересечениям нулевой линии вверх, подчиняются распределению Рэлея (а для этого имеется надежное экспериментальное подтверждение), можно показать, что высота значительной волны определяется формулой

$$H_s \approx \sqrt{2} H_{rms}, \quad (3.63)$$

где  $H_{rms}$  — среднеквадратичная высота волн, определяемых по пересечениям нулевой линии вверх, как в формуле (3.61).

Сделав дополнительное предположение о том, что спектр узкий, т. е. что большая часть энергии сосредоточена в узкой полосе частот в окрестности пика, можно показать, что

$$H_{rms} = 2\sqrt{2} \zeta_{rms}, \quad (3.64)$$

где  $\zeta_{rms}$  — среднеквадратичное отклонение поверхности, определяемое формулой (3.58). Тогда из (3.63) и (3.64) следует, что

$$H_s \approx 4\zeta_{rms}. \quad (3.65)$$

### 3.3.4. Оценка максимальной высоты волн

Еще одна статистическая характеристика, которую можно получить из рассмотренного выше распределения, — это наиболее вероятная максимальная высота  $H_{\max}$  волны на записи из  $N$  волн. С учетом указанного выше предположения можно показать, что в первом приближении

$$H_{\max} = \sqrt{\ln N} H_{rms}. \quad (3.66)$$

В табл. 3.1 приведены значения отношения  $H_{\max}/H_{rms}$  для некоторых значений  $N$ , взятые из работы [93], в которой используется более точное приближение, чем (3.66).

Таблица 3.1. Наиболее вероятная максимальная высота волны ( $H_{\max}$ ) на записи из  $N$  волн

$N$	$H_{\max}/H_{rms}$	$N$	$H_{\max}/H_{rms}$
10	1,58	2 000	2,77
50	2,01	5 000	2,93
100	2,17	10 000	3,04
200	2,32	20 000	3,15
500	2,51	50 000	3,30
1000	2,64	100 000	3,40

Основываясь на этих результатах, можно предсказать, что на 10-мин записи, содержащей около 100 волн, высота наибольшей измеренной волны будет в 2,17 раза больше среднеквадратичной высоты, или (согласно (3.63)) примерно в 1,54 раза больше высоты значительной волны. Экстраполяция записи для оценки наиболее вероятной высоты волны за больший промежуток времени возможна в том случае, если полагать, что спектр, полученный из 10-мин записи, остается неизменным. Таким образом, в 3-ч записи, содержащей около 1800 волн, наиболее вероятное значение  $H_{\max}$  будет равно примерно 2,75  $H_{rms}$ , а в 16-ч записи, содержащей около 10 000 волн, оно будет равно примерно 3  $H_{rms}$ . Ясно, что чем длиннее запись, тем с меньшей вероятностью состояние волн останется статистически неизменным.

Подобный метод можно использовать для оценки самой высокой (максимальной) волны, которую можно встретить в шторме данной длительности, предсказав высоту значительной волны с помощью одного из методов, описанных в разд. 3.4.4.

Предсказание максимально допустимой высоты волны необходимо для гидротехнических сооружений и относится к проблеме долгосрочного прогноза. Нефтяные платформы и прочие

прибрежные конструкции часто проектируются так, чтобы выдерживать «волну, повторяющуюся раз в 50 лет», т. е. волну с наибольшей высотой, встречающуюся в среднем один раз в 50 лет. Методы оценки этой высоты обычно зависят от наличия записей волнения для рассматриваемого района в течение по меньшей мере года и подбора подходящего статистического распределения для экстраполяции на большие периоды. Этот вопрос рассмотрен в [43]; более поздний обзор дан в [27].

### 3.4. ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН

#### 3.4.1. Физические процессы генерации

Проблема генерации поверхностных волн ветром включает три вопроса:

- 1) Почему поверхность воды становится волнистой, когда над ней дует ветер?
- 2) Каким образом передается энергия от ветра волнам, так что они растут и создают характерную картину бурного моря?
- 3) Как прогнозировать возникновение волн, их высоту, период и спектр для практических целей?

Первый вопрос исследовался рядом математиков в течение многих лет. В настоящее время известно, что если имеется водная поверхность с длиной более нескольких метров, то очень слабый ветер со скоростью менее 1 м/с способен генерировать волны определенной длины, которые растут и распространяются. Мы не будем здесь рассматривать этот вопрос подробнее, а перейдем ко второму вопросу.

Первая теория генерации волн, использующая реалистические физические соображения, была предложена Джеффрисом в 1924 г. В этой теории не рассматривалось возникновение волн на первоначально плоской поверхности. Предполагалось, что волновые возмущения малой амплитуды уже присутствуют, и анализировалось, как они могут расти, извлекая энергию из ветра, дующего над ними с постоянной силой. На некотором расстоянии от поверхности воды линии тока в потоке воздуха приблизительно параллельны невозмущенной поверхности, но вблизи нее они следуют вдоль профиля волны, как показано на рис. 3.13. В некоторой точке на подветренной стороне волны происходит срыв потока (аналогичный отрыву пограничного слоя при обтекании крыла самолета), возникает вихревое движение и в соответствии с теоремой Бернулли давление падает. Поток как бы атакует наветренный склон волнового фронта. Таким образом, на подветренном склоне волны ниже по потоку давление меньше, чем на наветренном склоне. Анализ показал, что разность давлений находится в таком фазовом соотношении

с движением волны, что ветер может производить работу над волнами и тем самым передавать им энергию. Основные потери волновой энергии происходят за счет вязкой диссипации; поэтому волны растут только в том случае, когда скорость передачи энергии от ветра к волнам превышает скорость диссипации.

Теория Джеффриса содержала в качестве параметра так называемое волновое сопротивление, аналогичное коэффициенту

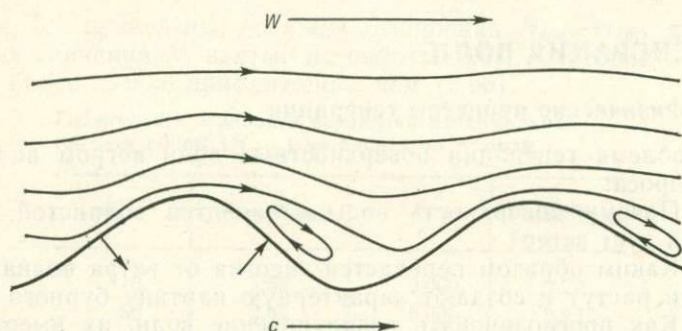


Рис 3.13. Схематическое изображение воздушного потока над взволнованной поверхностью моря.

трения  $C_D$  для ветра, действующего на поверхность моря, которое должно было определяться эмпирически. Однако наблюдаемые значения скорости роста волн были таковы, что требовали на порядок больших значений волнового сопротивления, чем давали экспериментальные данные. Кроме того, казалось сомнительным, что срыв воздушного потока происходит на волне относительно малой крутизны, свойственной начальной стадии процесса. В настоящее время считается, что срыв происходит только при разрушении волн, но искривление линий тока и уменьшение давления на подветренном склоне волны может происходить и до ее разрушения. Хотя теория Джеффриса в своем первоначальном виде не давала правильных количественных оценок, но лежащее в ее основе предположение о том, что волны возмущают воздушный поток и при этом им передается энергия, по-видимому, справедливо и продолжает использоваться в более современных теориях.

Генерацию волн на плоской поверхности воды под действием турбулентных флуктуаций давления в воздушном потоке впервые рассмотрел Эккарт в 1953 г. Его теория позволила связать высоту возникающих волн с амплитудой флуктуаций давления, обусловленных «порывистостью» ветра. Однако теория не была удовлетворительной в количественном отношении, поскольку реальные флуктуации давления были на порядок меньше, чем

те, которые требовались для генерации волн наблюдаемой амплитуды. Состояние теоретических и экспериментальных исследований генерации волн на 1956 г. подробно описано в [151].

В 1957 г. были опубликованы две работы, которые лежат в основе современной теории генерации ветровых волн. В статье Филлипса [112] описывался резонансный механизм, который постулировал наличие случайно меняющегося распределения флуктуаций давления, медленно смещающегося по ветру. Согласно этой гипотезе, волны создаются нормальными силами давления и резонанс возникает, если горизонтальный масштаб флуктуаций сравним с длиной волны, а скорость их перемещения сравнима со скоростью распространения волны. Было показано, что скорость передачи энергии волнам пропорциональна амплитуде флуктуаций давления, но не зависит от высоты волны. При постоянной средней интенсивности флуктуаций давления энергия волн должна линейно расти со временем.

Во второй статье, Майлза [98], был описан механизм неустойчивости, который имел некоторое сходство с теорией Джеффриса. Над профилем уже существующей волны воздушный поток возмущается и возмущения давления в свою очередь воздействуют на волны, увеличивая их энергию. Для данного профиля скорости ветра вблизи поверхности удалось вычислить скорость передачи энергии, не вводя никакого эмпирического параметра типа волнового сопротивления в теории Джеффриса. Оказалось, что эта скорость пропорциональна амплитуде волны. Наличие такой обратной связи приводит к тому, что при постоянной средней скорости ветра энергия волн растет экспоненциально со временем.

Два указанных процесса были объединены в механизме, описанном Майлзом в более поздней работе [99]. Когда ветер начинает дуть над спокойным морем, вначале действует резонансный механизм, обеспечивая линейный рост энергии волны. По мере того как волны увеличиваются, более важным становится механизм неустойчивости, и энергия волн начинает возрастать экспоненциально. Момент перехода, когда неустойчивость становится доминирующим фактором, можно определить; было показано, что продолжительность первой стадии зависит только от параметра  $(W \cos \alpha)/c$ , где  $W$  — скорость ветра,  $c$  — скорость волн, а  $\alpha$  — угол между направлением ветра и направлением распространения волн.

### 3.4.2. Развитие волнового спектра

Приведенное выше упрощенное описание применимо к каждой отдельной составляющей с данной угловой частотой  $\sigma$  или волновым числом  $k$ ; скорость роста энергии зависит от ча-

стоты, поэтому со временем будет формироваться волновой спектр. Экспоненциальный рост не может продолжаться сколь угодно долго, и в конце концов для каждой составляющей будет достигнута стадия, когда приток энергии уравнивается потерями, связанными с молекулярной и турбулентной вязкостью и с разрушением волн. Если не считать очень коротких волн, разрушение является, по-видимому, преобладающим процессом;

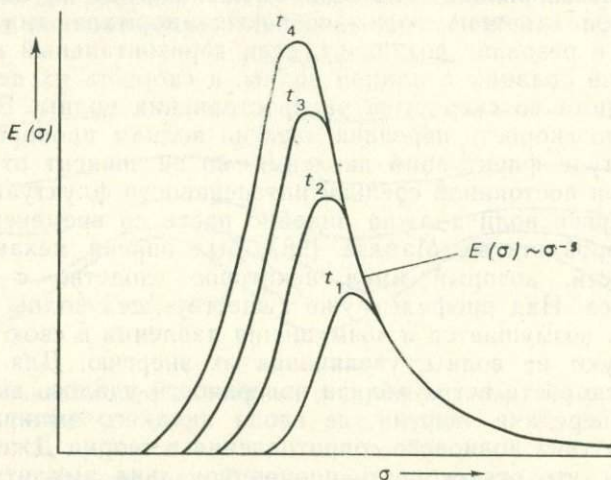


Рис. 3.14. Развитие волнового спектра: форма спектра в последовательные моменты времени  $t_1, t_2, t_3$  и  $t_4$ .

Филлипс из соображений размерности показал, что в этом случае спектральная плотность определяется выражением

$$E'(\sigma) = \beta g^2 \sigma^{-5}, \quad (3.67)$$

где  $E'(\sigma) = E(\sigma)/g\rho$ , а  $\beta$  — константа. Таким образом, на равновесной стадии, когда передача энергии от ветра уравнивается потерями, обусловленными разрушением волн, спектральная плотность должна быть обратно пропорциональна пятой степени частоты.

Изменение волнового спектра со временем в случае ветра, начинающегося в момент  $t = 0$  и продолжающегося с постоянной силой, схематически иллюстрирует рис. 3.14. В момент  $t_1$  высокочастотные волны достигли состояния равновесия, и на высокочастотном конце спектра  $E(\sigma)$  следует кривой  $\sigma^{-5}$ . До следующего момента времени  $t_2$  волны низкой частоты продолжали получать энергию, а волны, попадающие в диапазон частот, где  $E \sim \sigma^{-5}$ , не меняются, поскольку они уже находились в равновесии в момент  $t_1$ . Со временем волны низких

частот продолжают приобретать энергию, пик спектра смещается в сторону низких частот и диапазон, в котором выполняется зависимость  $E \sim \sigma^{-5}$ , по мере того как большее число составляющих достигает равновесия, распространяется на более низкие частоты.

В первых теоретических работах считалось, что каждая составляющая волнового спектра растет независимо от составляющих с другими волновыми числами и частотами. Позднее уделялось много внимания взаимодействию между волнами с различными частотами и волновыми числами, благодаря которому волны с данной частотой могут приобретать или терять энергию, обмениваясь ею с волнами других частот. При этом энергия, которая передается от ветра некоторой составляющей волнения, может переходить и к волнам с другими частотами. Наблюдения подтвердили, что взаимодействие между волнами действительно имеет место; иногда оно приводит к переносу энергии как к высоким, так и к низким частотам; в других же случаях энергия передается преимущественно в одном направлении.

Рост волн можно описать уравнением лучистого переноса, которое в простейшем случае волн, распространяющихся в одном направлении, принимает вид

$$\frac{DE}{Dt} = \frac{\partial E}{\partial t} + V \frac{\partial E}{\partial x} = S, \quad (3.68)$$

где  $E(\sigma; x, t)$  — спектральная плотность энергии как функция частоты,  $V$  — групповая скорость волн с частотой  $\sigma$ , а  $S$  — функция источника, описывающая процессы притока или оттока энергии. Спектральная плотность  $E$  зависит от времени и положения на линии распространения  $x$ . Оператор  $D/Dt$  указывает на дифференцирование по времени для движущейся группы волн, в то время как  $\partial/\partial t$  относится к дифференцированию в фиксированной точке.

Функция источника расщепляется на несколько членов:

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \dots$$

Для резонансного процесса, описанного Филлипсом [112], в котором поток энергии от ветра к волнам не зависит от высоты волн,  $S_1 = \alpha$ , где  $\alpha$  — константа. Для процесса неустойчивости Майлза [98]  $S_2 = \beta E$ , т. е. поток энергии пропорционален уже имеющейся волновой энергии. Для учета других процессов, таких как взаимодействие между волнами и потеря энергии вследствие разрушения или диссипации за счет придонного трения на мелкой воде, можно добавить дополнительные источники  $S_3, S_4, \dots$ .

### 3.4.3. Наблюдения за ростом волн

Простейшие условия, подходящие для изучения генерации волн, создает ветер, дующий с постоянной силой со стороны прямого берега. Разгон, т. е. расстояние, на котором ветер действует на волны, равен тогда расстоянию от берега, а продолжительность действия ветра не имеет значения. Примерно такие условия моделировал Берлинг [24], который измерял волновые спектры, соответствующие коротким разгонам в бассейне; его результаты использовались для проверки теорий генерации волн. С тех пор проведено множество аналогичных исследований поверхностных волн на озерах и морях в сочетании с измерениями воздушного потока над ними. Наиболее обширными были исследования в рамках Программы комплексных исследований морского волнения в Северном море JONSWAP (Joint North Sea Wave Project), проводившиеся в 1968 и 1969 гг. в районе к западу от острова Зильт (ФРГ). В основном эксперименте в июле 1969 г. использовалось множество приборов для регистрации волн и зондирования воздушного потока над морем на 13 станциях, расположенных вдоль отрезка длиной 160 км, вытянутого на запад от острова Зильт. Глубина воды в этом районе постепенно увеличивается от 10 м около берега до 50 м на расстоянии, превышающем 130 км от берега. Полный отчет об эксперименте был опубликован в [64].

Рассмотрим вначале полную энергию волнового движения. Можно ожидать, что она пропорциональна работе, совершаемой над водой ветром. В первом приближении ее можно записать как произведение касательного напряжения ветра на разгон. Взяв напряжение в виде  $\rho_a W_*^2$ , где  $W_*$  — скорость трения ветра, а  $\rho_a$  — плотность воздуха (см. разд. 4.3), и принимая разгон равным расстоянию  $X$  от берега, получим

$$E \sim W_*^2 X. \quad (3.69)$$

Поскольку  $E = g \rho \zeta_{rms}^2$ , где  $\zeta_{rms}$  — среднеквадратичное отклонение поверхности моря, можно записать

$$\zeta_{rms} = \alpha W_* \sqrt{X/g}, \quad (3.70)$$

где  $\alpha$  — безразмерная константа. В [113] показано, что данные эксперимента JONSWAP, равно как и данные Берлинга для меньших масштабов, соответствуют этому соотношению с  $\alpha \approx 1,26 \cdot 10^{-2}$ .

В ряде экспериментов было подтверждено существование на частотах, больших спектрального пика, диапазона равновесия, в котором спектральная плотность пропорциональна  $\sigma^{-5}$ , как в уравнении (3.67). Значение константы  $\beta$  в (3.67), по данным

многих исследователей, оказалось равным  $1,23 \cdot 10^{-2}$  с погрешностью около 10 % [113].

В эксперименте JONSWAP, как и в других исследованиях, было установлено, что форма спектра при различных разгонах приблизительно одинакова и может быть приведена к единому виду с помощью коэффициента, который является функцией от

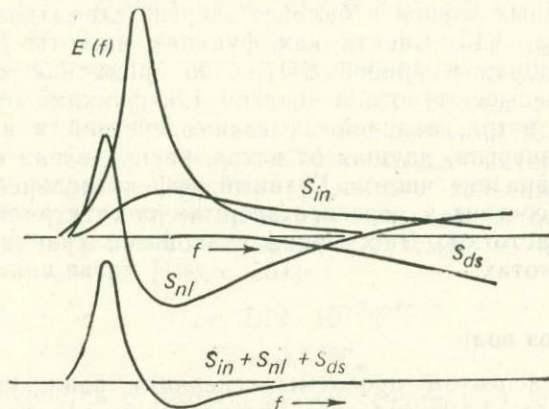


Рис. 3.15. Схематическое представление баланса энергии в волновом спектре по данным эксперимента JONSWAP [64].  $E(f)$  — спектральная плотность как функция частоты  $f$ ;  $S_{in}$  — приток энергии от атмосферы;  $S_{nl}$  — перенос энергии между волнами благодаря нелинейным взаимодействиям;  $S_{ds}$  — скорость диссипации.

$\sigma/\sigma_0$ , где  $\sigma_0$  — угловая частота спектрального пика. Это означает, что

$$E'(\sigma) = g^2 \sigma^{-5} \Phi(\sigma/\sigma_0), \quad (3.71)$$

где значение функции  $\Phi$  близко к  $\beta$  при  $\sigma/\sigma_0 \gg 1$  и быстро уменьшается до нуля при  $\sigma/\sigma_0 < 1$ . Значение  $\sigma_0$  уменьшается с увеличением разгона  $X$ . Проанализировав результаты многих исследований, в которых развитие спектра было ограничено разгоном, Филлипс [113] нашел, что

$$\frac{\sigma_0 W_*}{g} \approx 2,2 \left( \frac{gX}{W_*^2} \right)^{-1/4}. \quad (3.72)$$

Если  $\lambda_0$  — длина волны, соответствующая спектральному пику, то для волн на глубокой воде  $\lambda_0 = 2\pi g/\sigma_0^2$  и приведенное уравнение дает

$$\lambda_0 \approx 1,3 W_* \sqrt{X/g}. \quad (3.73)$$

Объединяя соотношение (3.73) с (3.70) для  $\xi_{rms}$ , при  $\alpha = 1,26 \cdot 10^{-2}$  имеем

$$\lambda_0 \approx 100 \xi_{rms}.$$

Этот результат, приведенный в [35], указывает, где можно ожидать пик в спектре.

Главной целью эксперимента JONSWAP было выявить роль различных процессов передачи энергии в развитии волнового спектра. Было обнаружено, что существенное значение имеют нелинейные взаимодействия между волнами разных частот. Роль различных членов в балансе энергии схематически иллюстрирует рис. 3.15. Спектр как функция частоты  $f$  (где  $f = \sigma/2\pi$ ) изображен кривой  $E(f)$ , в то время как кривые  $S_{in}$ ,  $S_{nl}$  и  $S_{ds}$  указывают потоки энергии как функции от  $f$  за счет воздействия ветра, нелинейных взаимодействий и диссипации. Видно, что энергия, идущая от ветра, распределена в довольно широком диапазоне частот. Главный эффект нелинейных взаимодействий состоит в переносе энергии из спектрального пика к низким частотам. Диссипация становится существенной на высоких частотах.

#### 3.4.4. Прогноз волн

Третьим аспектом проблемы генерации волн, упомянутым в начале разд. 3.4.1, является прогноз волн для практических целей. Разработка методов прогноза была в большой степени эмпирической и происходила почти независимо от только что описанных теоретических и экспериментальных исследований. Во время второй мировой войны прогноз волн на побережье играл жизненно важную роль для планирования десантных операций. Свердруп и Манк в США разработали метод предсказания высоты и периода значительной волны для данной скорости ветра и разгона, основываясь на минимальном количестве физических представлений, так как процессы генерации волн были известны тогда очень плохо. В последующие годы этот метод был усовершенствован — в значительной степени благодаря учету большего числа наблюдений — особенно Бретшнайдером, и в модифицированном виде его называют иногда методом СМБ (Свердрупа — Манка — Бретшнайдера).

В то же время разрабатывались и методы прогноза волнового спектра, которые позволили бы получить высоту и период значительной волны. Одним из наиболее широко используемых является способ, разработанный в США Пирсоном, Нейманом и Джеймсом (117) и известный как метод ПНД. Сходные с ним методы были разработаны в Великобритании Дарбиширом. Было введено понятие «полностью развитого волнения», применяемое к условиям в открытом океане вдали от суши, когда ветер дует с постоянной скоростью и в одном направлении достаточно долго для того, чтобы все волновые составляющие достигли состояния равновесия. В этих условиях можно ожидать,

что спектр, а также высота и период значительной волны будут функцией только скорости ветра.

На основе большого объема данных, имевшихся в то время, в [116] было выведено следующее выражение для спектра полностью развитого волнения:

$$E'(\sigma) = \alpha g^2 \sigma^{-5} \exp[-\beta (\sigma_0/\sigma)^4], \quad (3.74)$$

где  $\sigma_0 = g/W$ ,  $W$  — средняя скорость ветра на высоте 19,5 м, а  $\alpha$  и  $\beta$  — константы. По данным измерений была получена оценка констант:  $\alpha = 8,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta = 0,74$ . Видно, что при больших значениях угловой частоты  $\sigma$  из уравнения (3.74) следует, что  $E'(\sigma) \sim \sigma^{-5}$ , как в теории Филлипса для интервала равновесия. Для случая полностью развитого волнения из (3.74) можно получить следующие выражения для высоты  $H_s$  и периода  $T_z$  значительной волны, определяемой по пересечением нулевой линии вверх [106, с. 351]:

$$H_s = 2,12 \cdot 10^{-2} W^2,$$

$$T_z = 0,52 W,$$

где  $H_s$  измеряется в метрах,  $T_z$  — в секундах, а  $W$  — в метрах в секунду.

Когда разгон ограничен (или при неограниченном разгоне продолжительность действия ветра), можно ожидать, что спектр, а также высота и период значительной волны будут функциями как скорости ветра, так и разгона. Эти две переменные можно объединить, введя понятие «безразмерного разгона», определяемого выражением  $F = gX/W^2$ . Соотношения для прогноза волн можно тогда выразить в безразмерном виде, задавая безразмерную высоту волн  $gH_s/W^2$  и безразмерную скорость волн  $c/W$  как функции  $F$ . Для значительных волн  $c$  связано с периодом  $T_s$  формулой  $c = gT_s/2\pi$ , справедливой для волн на глубокой воде.

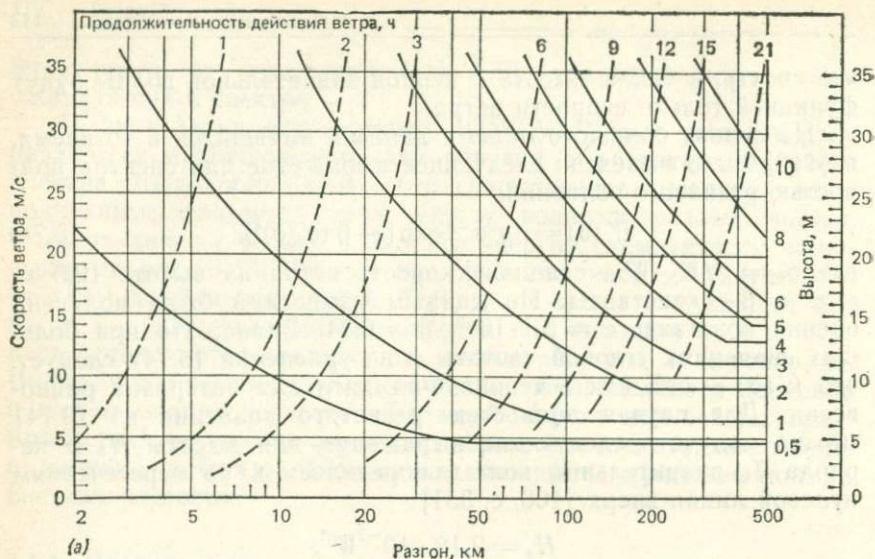
Уилсон в 1966 г. (цитируется по [92]) вывел следующие эмпирические соотношения:

$$c/W_{10} = 1,37 [1 - (1 + 0,008F^{1/3})^{-5}], \quad (3.75)$$

$$gH_s/W_{10}^2 = 0,30 [1 - (1 + 0,004F^{1/2})^{-2}]. \quad (3.76)$$

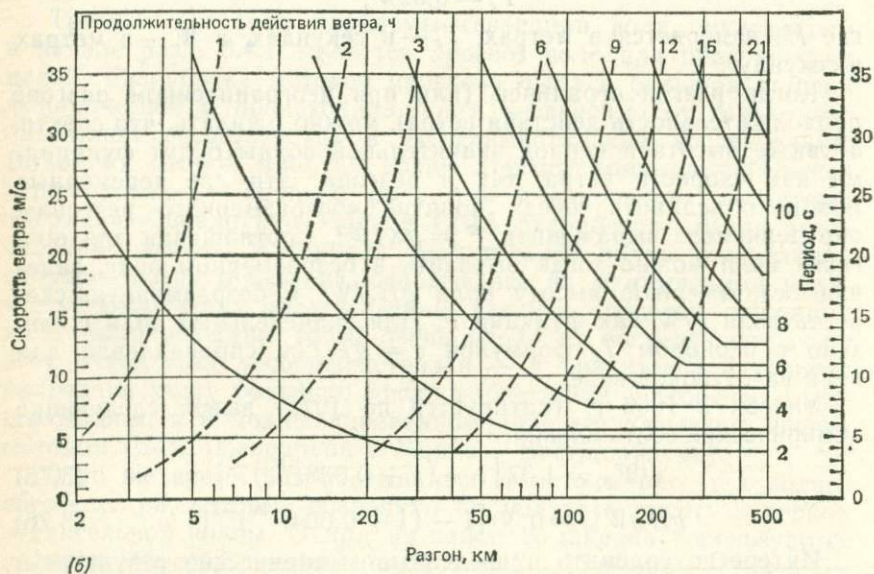
Интересно сравнить приведенные эмпирические результаты, полученные на основе наблюдений в большом числе районов, с результатами эксперимента JONSWAP. В пределе для очень больших значений  $F$  соотношения (3.75) и (3.76) дают постоянные значения безразмерной скорости и высоты волн, но при малых значениях  $F$  они удовлетворяют данным эксперимента JONSWAP, согласно которым

$$H_s \sim F^{1/2}, \quad T_m \sim F^{1/3},$$



(а)

Разгон, км



(б)

Разгон, км

Рис. 3.16. Диаграммы для предсказания (а) высоты и (б) периода значительной волны для волн, определяемых по пересечениям нулевой линии вверх. Основаны на результатах эксперимента JONSWAP и относятся к прибрежным водам [26]. На диаграмме (а) отложите на левой оси значение скорости ветра, проведите горизонтальную прямую до точки, отвечающей данному значению разгона или продолжительности действия ветра (пунктирные кривые), и спуститесь по сплошной кривой до пересечения со шкалой высот. На диаграмме (б) сделайте то же самое, но до пересечения со шкалой периодов.

где  $T_m$  — период, соответствующий частоте  $\sigma_m$  максимума спектра.

Большинство схем прогноза было разработано для волн, генерируемых на глубокой воде. Такие волны могут покинуть область генерации и распространиться в виде зыби в районы более мелкой воды. Прогноз их свойств в прибрежных водах должен учитывать те изменения, которые происходят по мере выхода волн на мелководье (см. разд. 3.6). К волнам в прибрежной зоне относятся также волны, генерируемые на континентальном шельфе. Изучая записи волнения, полученные на метеорологических судах в Северной Атлантике и на плавучих маяках вокруг берегов Великобритании, Дарбишир [40] сделал вывод, что при одинаковых скорости ветра и разгоне имеются заметные различия в свойствах волн, возникающих на глубокой воде и в районах с глубиной менее 200 м. Исходя из этого, автор разработал отдельные схемы прогноза для указанных двух случаев. Пересмотренные формулы прогноза, основанные на результатах эксперимента JONSWAP, были выведены Картером [26]. Из этой статьи взят рис. 3.16; на нем показаны прогностические величины высоты и периода значительной волны, определяемой по пересечениям нулевой линии вверх, для прибрежных вод как функции скорости ветра и разгона или продолжительности действия ветра.

Говоря о графических методах прогноза волн, порожденных на глубокой воде, следует сослаться на работы [19, 40, 117]. Все эти методы относятся к волнению, создаваемому постоянным ветром в относительно больших и медленно движущихся барических системах. Для прогноза волн в ураганах и быстро движущихся штормах требуются специальные методы. Некоторые ссылки по этой проблеме можно найти в [20].

### 3.5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН: ЗЫБЬ

Шторм генерирует волны различной длины, распространяющиеся под разными углами к направлению ветра. Возникшая составляющая с определенной длиной волны продолжает распространяться со своей скоростью. Волны уходят из района шторма в спокойную воду, и при этом энергия переносится с соответствующей групповой скоростью. На глубокой воде групповая скорость цуга волн с периодом  $T$  равна  $V = c/2 = gT/4\pi$ . При  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$  получаем  $V = 0,78 T$ , где  $V$  измеряется в метрах в секунду, если  $T$  берется в секундах. Волны больших периодов и соответственно большей длины распространяются быстрее и достигают удаленного берега раньше коротких волн, вызванных тем же штормом.

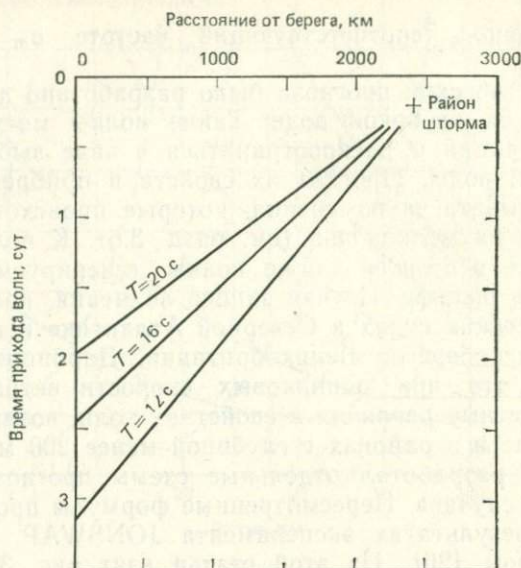


Рис. 3.17. Распространение зыби с различными периодами. Расстояние от района шторма до берега и приблизительное время генерации волн можно оценить по времени прихода волн с уменьшающимися периодами.

В одной из первых работ по распространению зыби [6] анализировались спектры волн, зарегистрированных на берегу Корнуэлла (юго-западная Англия) и пришедших от штормовых районов в Северной Атлантике. Волны с большими периодами прибывали первыми, после чего через несколько часов приходили волны с более коротким периодом, но с большей энергией, соответствующие пику первоначального спектра. Таким образом, форма измеренного спектра менялась со временем. При этом пик появлялся вначале на самом длинном периоде, затем постепенно сдвигался в сторону коротких периодов, в то время как его высота сначала возрастала до максимума, а потом уменьшалась. Проведя прямые, соответствующие волнам различных периодов, на диаграмме распространения волн (рис. 3.17) можно определить расстояние от центра штормового района до точки наблюдений. Если учесть также направление распространения приходящих волн, то на синоптических картах можно найти место их генерации. С помощью такого метода удалось подтвердить, что скорость переноса энергии волн равна групповой скорости и что высота зыби может быть связана со скоростями ветра в соответствующем районе шторма.

Несколько ярких примеров распространения зыби на большие расстояния приведены в [103]. Например, удавалось про-

следить путь зыби, зарегистрированной у берегов Калифорнии, от штормовых районов в Южном океане, а однажды и от района около Мадагаскара в Индийском океане. В последнем случае зыбь прошла по дуге большого круга южнее Австралии и Новой Зеландии.

По мере распространения волн из района шторма их характеристики несколько меняются. Прежде всего уменьшается разброс их направлений распространения. Разброс связан с углом, под которым район шторма виден из точки наблюдения, а этот

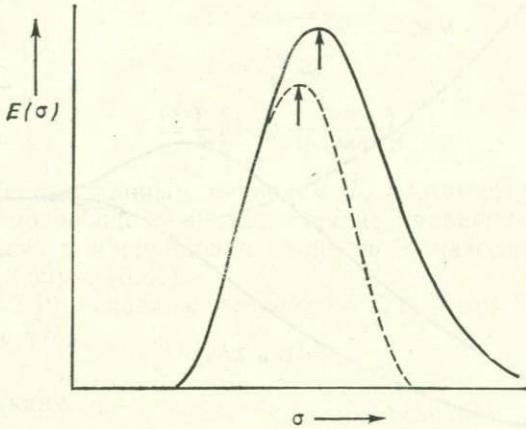


Рис. 3.18. Изменение спектра зыби с увеличением расстояния от места генерации. Сплошная кривая — спектр в области генерации, пунктирная — спектр на некотором расстоянии.

угол уменьшается с возрастанием расстояния до точки. Плотность энергии волн уменьшается за счет геометрического расхождения по мере удаления волн от источника. Для волн, генерируемых точечным источником, энергия на единицу длины волнового фронта обратно пропорциональна пройденному расстоянию независимо от длины волны. Диссипативные процессы, из которых наиболее важным, вероятно, является разрушение волн (хотя некоторую роль могут играть также сопротивление воздуха и турбулентное трение), влияют на короткие волны сильнее, чем на длинные. Поэтому форма спектра изменяется, как иллюстрирует рис. 3.18, и пик смещается в сторону низких частот. Вследствие этих изменений зыбь от далекого шторма характеризуется волнами большего периода, относительно малой крутизны и длинными гребнями. Методы прогноза Пирсона, Неймана и Джеймса [117] учитывают эти изменения и дают количественные оценки.

## 3.6. ВОЛНЫ, ВХОДЯЩИЕ НА МЕЛКОВОДЬЕ

## 3.6.1. Изменения скорости и длины волны

Классическую теорию, описанную в разд. 3.2, можно использовать для предсказания изменений, которые происходят с группой волн, входящей на мелководье. В данном контексте под мелководьем мы понимаем зону, где глубина воды меньше

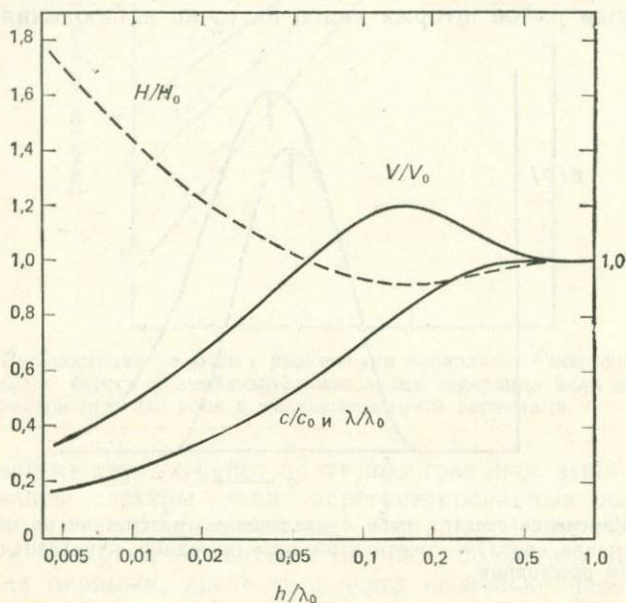


Рис. 3.19. Изменение волн на мелкой воде. На оси ординат отложены относительные изменения фазовой скорости ( $c/c_0$ ), длины волны ( $\lambda/\lambda_0$ ), групповой скорости ( $V/V_0$ ) и высоты ( $H/H_0$ ) как функции  $h/\lambda_0$ , где  $h$  — глубина воды, а  $\lambda_0$  — длина волны на глубокой воде. График зависимости  $H/H_0$  показан для случая волн, подходящих к берегу по нормали.

половины длины волны. Скорость распространения  $c$  уменьшается в соответствии с уравнением (3.32), но период  $T$  остается постоянным, поскольку число волн, проходящих через данную точку в единицу времени, сохраняется. Длина волны уменьшается в то же число раз, что и скорость, поскольку соотношение  $\lambda = cT$  остается справедливым. Групповая скорость  $V$  также уменьшается с уменьшением глубины, как указывает уравнение (3.47), но не столь быстро, как фазовая скорость  $c$ .

Связь между угловой частотой  $\sigma$ , волновым числом  $k$ , фазовой скоростью  $c$  и групповой скоростью  $V$  в бассейне глуби-

ной  $h$  и значениями  $\sigma_0$ ,  $\kappa_0$  и  $c_0$  на глубокой воде определяется следующими соотношениями:

на глубокой воде,  $h \gg \lambda/2$ ,

$$\sigma_0^2 = g\kappa_0, \quad c_0 = \sqrt{g/\kappa_0}. \quad (3.77)$$

в бассейне глубиной  $h$

$$\sigma = \sigma_0, \quad \sigma^2 = g\kappa \operatorname{th}(\kappa h), \quad (3.78)$$

и, таким образом,

$$\kappa \operatorname{th}(\kappa h) = \kappa_0, \quad (3.79)$$

$$c = \frac{\kappa_0}{\kappa} c_0, \quad (3.80)$$

$$V = \frac{c}{2} \left[ 1 + \frac{2\kappa h}{\operatorname{sh}(2\kappa h)} \right]. \quad (3.81)$$

Для волн с заданным периодом  $T$ , соответствующим  $\sigma_0 = 2\pi/T$ , волновое число  $\kappa$  находится из уравнения (3.79). Фазовая скорость  $c$  и групповая скорость  $V$  находятся тогда из уравнений (3.80) и (3.81).

На рис. 3.19 показаны отношения  $c/c_0$  (или  $\lambda/\lambda_0$ ) и  $V/V_0$  как функции  $h/\lambda_0$ .

### 3.6.2. Рефракция

Когда при движении группы волн на мелководье волновые фронты пересекают изобаты под углом, фронты преломляются. Если угол падения  $\theta$  определить как угол между нормалью к фронту волны и нормалью к изобатам, то изменение угла  $\theta$  с изменением скорости волны  $c$  дается выражением

$$\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = c_1 / c_2,$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — скорости в точках, в которых  $\theta$  имеет значения  $\theta_1$  и  $\theta_2$ . Это так называемый закон Снеллиуса, известный из геометрической оптики и применяемый для определения распространения световых лучей в среде с переменным коэффициентом преломления. Его можно также использовать для описания распространения поверхностных волн.

Простейший случай плоских волн, приближающихся к прямолинейному берегу над дном с постоянным наклоном, иллюстрируется рис. 3.20. Волны, приближающиеся к берегу под прямыми углами ( $\theta = 0$ ), замедляются, но не рефрагируют. Волны, подходящие под косыми углами, рефрагируют таким образом, что угол  $\theta$  уменьшается; это значит, что волновые фронты поворачиваются, чтобы стать параллельными берегу. Если  $\theta_0$  — угол падения на глубокой воде, где скорость равна

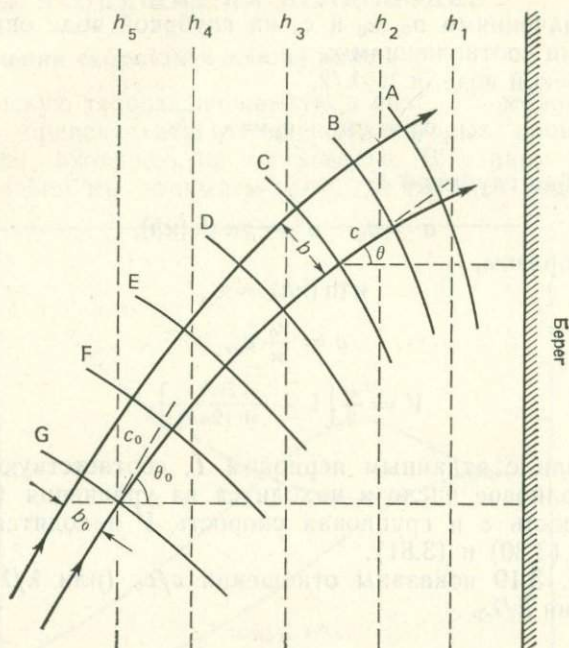


Рис. 3.20. Рефракция волн, приближающихся к прямолинейному берегу. Предполагается, что изобаты  $h_1, h_2, \dots$  параллельны береговой линии.  $A, B, C, \dots$  — гребни волн. Стрелки указывают направление лучей, перпендикулярных гребням.

$c_0$ , то значение  $\theta$  в положении, где скорость равна  $c$ , определяется из формулы

$$\sin \theta = \frac{c}{c_0} \sin \theta_0. \quad (3.82)$$

Если рассмотреть два луча, по определению ортогональные фронту волны и находящиеся на расстоянии  $b$  друг от друга, как показано на рис. 3.20, можно увидеть, что расстояние между лучами, измеренное вдоль волнового фронта, увеличивается, когда фронт преломляется. Можно показать, что

$$b = b_0 \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0}; \quad (3.83)$$

здесь  $b$  — расстояние между лучами в том месте, где угол падения равен  $\theta$ , а  $b_0, \theta_0$  — соответствующие значения на глубокой воде. Этот результат важен для оценки плотности энергии волн.

Если взять в качестве начального условия пучок параллельных лучей, соответствующий волнам на глубокой воде, при-

ближающимся к берегу под данным углом, можно проследить дальнейший путь каждого луча для любого рельефа дна. В рассмотренном выше простом случае лучи остаются почти параллельными, хотя их направление меняется. Если изобаты повторяют по форме изгибающуюся береговую линию, то лучи рефрагированных волн, как легко показать, сходятся у мыса и расходятся с приближением к заливу между двумя мысами. Поскольку сходимость лучей соответствует также концентрации

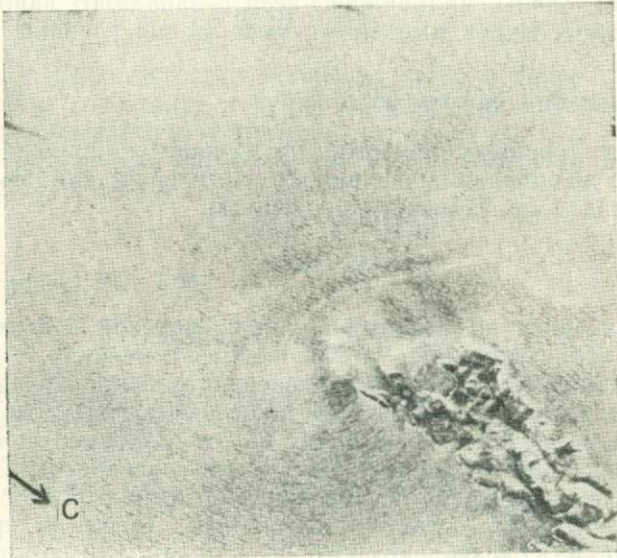


Рис. 3.21. Сделанный с ИСЗ снимок волн, приближающихся к мысу Самборо-Хед на Шетландских островах и претерпевающих рефракцию вокруг мыса. Снимок получен со спутника SEASAT 15 сентября 1978 г. (Воспроизведено с разрешения Т. Д. Аллана из Института океанографических наук.)

волновой энергии, в окрестности мыса можно ожидать появления более высоких волн, чем в заливе. Много таких примеров приведено в книге [88], а способы построения диаграмм рефракции волн описаны в [117, 153, 154] и других руководствах по производству инженерных работ в береговой зоне.

Надо отметить, что изменение скорости волны и, следовательно, картина рефракции в конкретном районе зависят от периода волны. Волны с большим периодом, которые имеют большую длину на глубокой воде, подвержены влиянию уменьшающейся глубины на большем расстоянии от берега и испытывают большую рефракцию. При проведении строительных ра-

бот в береговой зоне необходимо иметь ряд диаграмм рефракции волн различных периодов и направлений распространения.

На рис. 3.21 показано полученное с искусственного спутника Земли изображение зыби, приближающейся к мысу Самборо-Хед ( $59^{\circ}52'$  с.ш.,  $1^{\circ}17'$  з.д.) на южной оконечности главного острова Шетландских островов к северу от Шотландии. Изображение было получено с помощью радиолокатора SAR, установленного на спутнике SEASAT. Этот пример показывает, что морские волны можно наблюдать из космоса. На фотографии видно, как волны, приближающиеся с западного направления, рефрагируют вокруг мыса из-за уменьшения глубины воды.

### 3.6.3. Изменения высоты волн

Скорость переноса энергии на единицу ширины волнового фронта в направлении распространения волн, как было показано в разд. 3.2.6, задается выражением

$$W = EV, \quad (3.84)$$

где  $E$  — энергия на единицу площади морской поверхности, а  $V$  — групповая скорость. Чтобы оценить изменение  $E$  и, следовательно, высоты волн по мере распространения их на мелкую воду, предположим, что энергия волн, заключенная между двумя данными лучами, не выходит за эти боковые «границы» и что диссипативными процессами можно пренебречь. Если  $b$  — расстояние между лучами, как показано на рис. 3.20, сказанное означает, что  $Wb$  остается постоянным. Тогда из уравнений (3.83) и (3.84) следует, что

$$EV \cos \theta = E_0 V_0 \cos \theta_0. \quad (3.85)$$

Для волн с данным периодом, приближающихся к берегу под данным углом  $\theta_0$ , значения  $V$  и  $\theta$  как функций  $h$  можно определить из соотношений (3.80) — (3.82). Поскольку для волн малой амплитуды  $E = \frac{1}{8}g\rho H^2$ , где  $H$  — высота волны, то

$$H/H_0 = \sqrt{E/E_0} = \sqrt{V_0 \cos \theta_0 / V \cos \theta}. \quad (3.86)$$

Высота волн сначала уменьшается, когда они входят в воду глубиной менее  $\lambda/2$ , но затем быстро возрастает до величины, в несколько раз большей, чем высота волн на глубокой воде. Поскольку длина волны уменьшается, волны становятся круче и в конце концов разрушаются. Изменение высоты волн, а также длины волны и скорости иллюстрирует рис. 3.19.

## 3.6.4. Волны на течениях

Если волны, распространяющиеся первоначально в покоящейся воде, входят в область течения, скорость, длина и высота волн определенным образом изменяются. Рассмотрим вначале простейший случай, когда волны распространяются в направлении  $x$  и встречают течение  $U$  того же направления. Если считать, что число гребней сохраняется, можно показать, что

$$\kappa(U + c) = \kappa_0 c_0, \quad (3.87)$$

где  $\kappa_0$ ,  $c_0$  — соответственно волновое число и скорость распространения в отсутствие течения, а  $\kappa$ ,  $c$  — их значения, когда волны накладываются на течение.

Предполагая для простоты, что волны распространяются на глубокой воде, имеем

$$c^2 = g/\kappa, \quad c_0^2 = g/\kappa_0. \quad (3.88)$$

Следовательно, из (3.87)

$$c^2/c_0^2 = \kappa_0/\kappa = (U + c)/c_0.$$

Это соотношение можно записать в виде квадратного уравнения относительно  $c/c_0$ , имеющего решение

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4U}{c_0}} \right). \quad (3.89)$$

Когда течение направлено туда же, куда и волны, т. е.  $U > 0$ , скорость  $c$  и длина волны  $\lambda$  возрастают по сравнению с их значениями в стоячей воде. Если волны встречают обратное течение, т. е.  $U < 0$ , то  $c$  и  $\lambda$  уменьшаются. Если скорость встречного течения превосходит четверть скорости волн в спокойной воде, т. е.  $U < -c_0/4$ , то уравнение (3.89) не имеет решений. В критической точке  $U = -c_0/4$  и  $c = c_0/2$ , в то время как локальная групповая скорость  $V = c/2 = -U$ . Таким образом, локальная групповая скорость равна по величине и противоположна по знаку скорости течения, и энергия волн не может распространяться против течения. В действительности волны становятся круче и разрушаются прежде, чем достигается предельная скорость.

Изменение высоты волн можно оценить, исходя из принципа сохранения действия, т. е. величины  $E/\sigma$ . В данном случае применение этого принципа приводит к уравнению

$$E \left( U + \frac{c}{2} \right) c = \text{const} = \frac{1}{2} E_0 c_0^2, \quad (3.90)$$

где  $E$  и  $E_0$  — значения волновой энергии на единицу площади в присутствии и в отсутствие течения соответственно. Поскольку

$$E = \frac{1}{2} g \rho a^2, \quad E_0 = \frac{1}{2} g \rho a_0^2,$$

где  $a$  и  $a_0$  — амплитуды соответствующих волн, то

$$\frac{a}{a_0} = \frac{c_0}{\sqrt{c(c+2U)}}. \quad (3.91)$$

Видно, что в случае встречного течения ( $U < 0$ ) амплитуда возрастает и стремится к бесконечности, когда скорость  $U$  стремится к  $-c/2$ , т. е. пределу, найденному выше. Если глубина

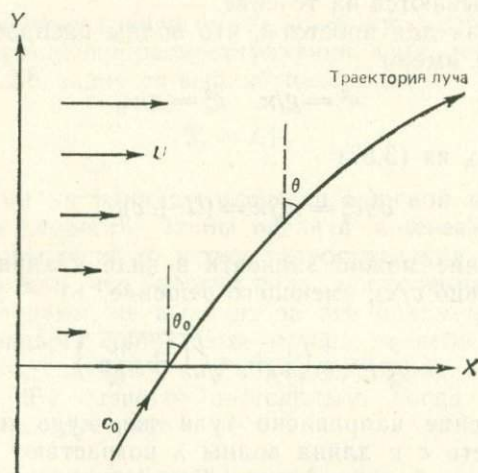


Рис. 3.22. Рефракция волн, входящих в зону течения, скорость которого  $U$  изменяется по оси  $Y$ .

воды мала ( $h < \lambda/2$ ), уравнения (3.87) и (3.90) еще верны, но  $c$  и  $c_0$  следует получать из уравнения, в которое входит член  $c \operatorname{th}(\kappa h)$ .

В более общем случае волны могут приближаться к течению под углом, а скорость течения — меняться в поперечном направлении. Рис. 3.22 иллюстрирует случай, когда волны распространяются под углом  $\theta_0$  к оси  $Y$  и встречают течение  $U(y)$ , скорость которого меняется в направлении  $y$ . В этом случае волны могут рефрагировать, а также испытывать изменения фазовой скорости и длины. Пусть  $\kappa_0$ ,  $c_0$  и  $\theta_0$  — значения волнового числа, скорости волны и угла с осью  $Y$ , когда  $U = 0$ , а  $\kappa$ ,  $c$  и  $\theta$  — соответствующие значения в случае течения со ско-

ростью  $U$ . Применяя те же принципы, получаем

$$\kappa \sin \theta = \kappa_0 \sin \theta_0, \quad (3.92)$$

$$\kappa(c + U \sin \theta) = \kappa_0 c_0 = \sigma. \quad (3.93)$$

Для волн на глубокой воде справедливы соотношения (3.88). Тогда из (3.88), (3.92) и (3.93) можно получить, что

$$\frac{c}{c_0} = \frac{1}{1 - (U/c_0) \sin \theta_0}, \quad (3.94)$$

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = [1 - (U/c_0) \sin \theta_0]^2, \quad (3.95)$$

$$\sin \theta = \frac{\sin \theta_0}{[1 - (U/c_0) \sin \theta_0]^2}. \quad (3.96)$$

Поскольку  $\sin \theta$  не может превышать единицу, имеется верхний предел  $U$ , для которого существует решение, т. е.

$$\frac{U}{c_0} \leq \frac{1 - \sqrt{\sin \theta_0}}{\sin \theta_0}. \quad (3.97)$$

Этому пределу отвечает условие  $\sin \theta = 1$ , так что  $\theta = \pi/2$  и волны полностью отражаются течением.

В случае встречного течения, когда  $U < 0$ , такого предела нет, но при  $U \rightarrow -\infty$   $\kappa$  становится очень большим, а угол  $\theta$  стремится к нулю. Другими словами, длина волны становится очень малой, а направление распространения волн оказывается перпендикулярным течению.

Можно показать, что изменение высоты волны определяется выражением

$$a/a_0 = \sqrt{E/E_0} = \sqrt{\sin 2\theta_0 / \sin 2\theta}. \quad (3.98)$$

Как и в предыдущем рассмотренном случае, для случая мелкой воды вместо (3.88) следует пользоваться соответствующими соотношениями для скорости волны  $c$ , а уравнения, начиная с (3.94), должны быть изменены.

Если с течением встречается целый спектр волн, различные составляющие следует рассматривать по отдельности, поскольку происходящие изменения зависят от скорости  $c_0$  в стоячей воде, которая является функцией частоты. Более короткие волны будут подвержены влиянию в большей степени. Если волны входят в область встречного течения, короткие волны могут разрушаться и море становится очень беспокойным. Более длинные волны, хотя и меняются, могут пройти через течение без разрушения, так что волновое поле, возникающее по другую сторону течения, будет более гладким.

### 3.6.5. Диссипация энергии волн

Было показано, что, за исключением случая очень коротких волн, влиянием молекулярной вязкости на волновое движение можно пренебречь. В присутствии нефтяной пленки влияние вязкости ограничено очень тонким поверхностным слоем и воздействие ее на капиллярные волны возрастает, внося таким образом вклад в успокоение поверхности моря.

Разрушение волн играет роль диссипативного механизма как на глубокой, так и на мелкой воде и влияет на форму волнового спектра (см. разд. 3.4.2). Когда волны покидают район генерации и распространяются в виде зыби через область слабых ветров, диссипация энергии очень мала. Изменения высоты волн и волнового спектра обусловлены геометрическим расхождением энергии и различием в групповых скоростях различных составляющих.

Когда зыбь входит на мелкую воду и волновое движение проникает до дна, эффективным механизмом диссипации становится придонное трение. Его влияние можно представить квадратичным законом, аналогичным тому, который рассматривался в случае приливных течений и штормовых волн, т. е.

$$\tau_b = k\rho |U_b|U_b,$$

где  $U_b$  — скорость непосредственно над нижним пограничным слоем, а  $k$  — коэффициент трения. В случае чисто волнового движения  $U_b$  соответствует орбитальной скорости у дна. Если волны накладываются на приливные или другие течения, при вычислении скорости диссипации в качестве  $U_b$  следует брать результирующую скорость.

В эксперименте JONSWAP, упоминавшемся в разд. 3.4.3, энергия зыби, приближающейся к станциям с запада, затухала, причем значение коэффициента затухания было заключено между 0,2 и 0,7 и в среднем составляло 0,5 на расстоянии 160 км. Соответствующий коэффициент трения, если считать справедливым квадратичный закон, равен в среднем  $k = 0,015$ . Затухание должно было бы модулироваться приливами, но этого не наблюдалось; в связи с этим возникли сомнения, можно ли рассматривать придонное трение как главный механизм диссипации [64].

### 3.6.6. Изменения формы волн

Мы уже говорили о том, что в теории волн глубину воды следует учитывать в том случае, когда она меньше половины длины волны, т. е.  $h < \lambda/2$ . По мере уменьшения глубины амплитуду  $a$  волн уже нельзя считать малой по сравнению с глу-

биной воды. При  $h < \lambda/10$  теория Стокса становится неудовлетворительной, даже если учитывать высшие приближения для волн конечной амплитуды. Альтернативная теория волн конечной высоты на мелкой воде была разработана Кортевегом и де Фризом в 1895 г. В этих волнах, называемых *кноидальными*, профиль описывается эллиптическими функциями, а их свойства зависят от величины отношений  $a/h$  и  $h/\lambda$ . Наблюдения показали, что при  $h < \lambda/10$  кноидальные волны лучше отражают реальные возмущения поверхности, чем волны Стокса. Они имеют острые гребни и плоские ложбины, которые становятся более плоскими, когда отношение  $a/h$  возрастает.

На очень мелкой воде теория кноидальных волн дает асимптотическое решение в виде *уединенной* волны, или солитона. Эта волна состоит, по существу, из движущегося гребня, поднятого над уровнем спокойной воды и не имеющего прилегающих впереди и позади ложбин. Когда волна проходит через фиксированную точку, уровень воды поднимается и опускается и определенная масса воды смещается в направлении распространения. Профиль волны дается выражением

$$\xi = a \operatorname{sch}^2\left(\frac{1}{2} \frac{x}{b}\right), \quad (3.99)$$

где  $a$  — высота гребня, а  $b$  определяется по формуле

$$b^2 = h^2(h+a)/3a, \quad (3.100)$$

причем начало координат помещается под гребнем. Параметр  $b$  — некоторый горизонтальный масштаб \*). Скорость перемещения гребня определяется как

$$c = \sqrt{g(h+a)}. \quad (3.101)$$

Основы теории кноидальных и уединенных волн изложены в книге [41, т. II], а также рассмотрены в [154].

### 3.7. РАЗРУШЕНИЕ ВОЛН

В неразрушившейся волне орбитальная скорость на гребне меньше, чем скорость распространения волны. Если скорость частицы на гребне превысит скорость распространения волны, частица оторвется от гребня. Некоторая масса воды сливается с гребня, образуя турбулентную струю, которая, если она достаточно интенсивна, захватывает пузырьки воздуха и ведет к образованию «белых шапок», или «барашков». Волна не обя-

\* Значение  $2b$  определяется как «эффективная длина волны», т. е.  $b$  — это расстояние в обе стороны от гребня, на котором сосредоточена почти вся (95—98 %) энергия волны. — *Прим. ред.*

зательно разрушается целиком, но, потеряв часть энергии, распространяется дальше с меньшей амплитудой.

Теоретически было показано, что волны Стокса конечной амплитуды достигают стадии разрушения, когда отношение высоты волны к ее длине достигает  $1/7$ . Внутренний угол в гребне становится тогда равным  $120^\circ$ . Это слишком идеализированная картина того, как волна разрушается на практике, но она позволяет получить достаточно хорошую оценку крутизны разрушающейся волны. В природе реализуются два типа условий, при которых волны разрушаются: 1) когда ветер дует над волнами на глубокой воде и 2) когда волны подходят к берегу, распространяясь над наклонным дном.

Когда ветер дует над волнами в области генерации, энергия непрерывно поступает к волнам, и более короткие волны достигают своей максимальной высоты и разрушаются. Влияние этого процесса на форму волнового спектра было описано в разд. 3.4.2. Разрушение не происходит равномерно на всех гребнях в волновом поле. Спорадическое разрушение волн большего масштаба происходит тогда, когда отдельный гребень смещается в область с локально высокой плотностью энергии. Это обусловлено тем, что гребень волны движется со своей фазовой скоростью к центру группы волн, которая в свою очередь перемещается только с групповой скоростью. После разрушения гребня волна продолжает движение к началу группы с уменьшившейся амплитудой. Было показано, что на разрушение коротких волн сильное влияние оказывает дрейфовое течение внутри тонкого поверхностного пограничного слоя. Если присутствуют волны с различными длинами, короткие волны часто разрушаются на гребнях более длинных волн. Волны, распространяющиеся за пределами области генерации, могут стать круче и разрушиться под действием встречного ветра или встречного течения, как говорилось в разд. 3.6.4.

Когда волны входят на мелководье, их длина уменьшается, а высота увеличивается, как описано в разд. 3.6, в результате чего возрастает крутизна. На глубине, равной  $1-1,5$  высоты волн, они обычно достигают состояния, при котором орбитальная скорость частиц воды в гребне становится равной скорости распространения волны, и поэтому гребень разрушается. Форма забурунивающейся волны может быть существенно различной: выделяют такие типы бурунов, как «сливающийся», «скользящий» и «опрокидывающийся». Отношение глубины воды к высоте волны, при котором происходит разрушение, и характер самого разрушения зависят от крутизны волны на глубокой воде и от наклона дна. Термин «прибойная зона» используется для описания как области опрокидывающихся волн вдоль берега, так и области наката волн на берег.

### 3.8. ВОЛНОВОЙ НАГОН И ЕГО ЭФФЕКТЫ

Перенос массы в движущейся по мелководью волне влияет на общие условия, включая и скорость движения воды. При этом возникает ряд эффектов, благодаря которым общее состояние, в частности средний уровень и среднее течение, оказываются зависящими от состояния волн. Один из эффектов, который можно предсказать теоретически, — это изменение среднего уровня воды во время прохождения группы высоких и низких волн через данную точку. Это явление наблюдается в природе и названо *прибойными биениями*, которые обнаруживаются на некоторых записях волнения. Их период равен периоду группы волн, который может составлять, например, 2 мин, что соответствует группам из 10 волн с периодом 12 с каждая.

Можно также показать теоретически (и это было подтверждено наблюдениями), что стационарный цуг волн, распространяющийся к берегу над наклонным дном, приводит к изменению среднего уровня по мере приближения к зоне бурунов. От зоны бурунов средний уровень сильно возрастает вплоть до берега. Это явление можно приписать переносу массы в направлении к берегу опрокидывающимися волнами. Если предполагать, что в полосе от точки разрушения до берега амплитуда волны  $a$  пропорциональна глубине воды  $h$ , т. е.

$$a = ah,$$

где значение  $\alpha$  зависит от наклона дна и заключено в пределах от 0,3 до 0,6, то можно показать, что

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x} = -\frac{3}{2} \alpha^2 \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (3.102)$$

где  $\bar{\xi}$  — среднее возвышение уровня относительно невозмущенного положения.

Повышение среднего уровня в этом случае принято называть *волновым нагоном*. Из-за наклона среднего уровня возникает обратное течение, направленное от берега, со средней скоростью  $U$ , определяемой выражением

$$U = -\frac{1}{2} \alpha^2 \sqrt{gh}. \quad (3.103)$$

Этот поток, текущий в море против движения волн, был бы однородно распределен вдоль берега, если бы условия на берегу и волнение также были однородны. В действительности обратное течение обычно принимает вид узких струй, называемых *разрывными течениями*. Когда такое течение возникает в определенном месте у берега, оно стремится уменьшить волнение

в данном месте, а это вызывает дальнейшее усиление разрывного течения. Как правило, разрывные течения имеют в ширину всего несколько десятков метров, а скорость в них достигает 3, а при сильном волнении даже 5 м/с, и они прослеживаются в море на расстоянии в несколько сотен метров от берега. Наиболее сильные разрывные течения формируются у протяженных открытых песчаных берегов. Струи могут отстоять друг от друга на расстоянии до нескольких сотен метров, причем на участках между ними вода течет параллельно берегу.

Когда волны подходят к берегу под косым углом, вода, освобожденная из разрушающихся гребней, переносится в направлении распространения волн; составляющая этого переноса, параллельная берегу в зоне от начала бурунов и до берега, образует вдольбереговое течение. Накопление массы воды у берега компенсируется разрывными течениями, уносящими ее от берега. Пространственная структура вдольбереговых и разрывных течений сильно влияет на перемещение берегового материала и формирование таких форм рельефа дна, как песчаные бары.

Более полный теоретический анализ эффектов, связанных с распространением волн на мелкой воде и у берегов, дан в работе [92]; инженерные аспекты этой проблемы рассмотрены в работах [153, 154]. Каждая из этих книг содержит многочисленные ссылки на оригинальные статьи.

## Ветровые течения и штормовые нагоны

### 4.1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее очевидным эффектом воздействия ветра на поверхность моря является генерация волн, рассмотренная в гл. 3. Помимо колебательного волнового движения ветер вызывает также стационарное (в определенном смысле) горизонтальное движение поверхностного слоя примерно в том же направлении, что и у самого ветра, причем за счет внутреннего трения это движение передается глубоким слоям. Поверхностное течение определяет скорость и направление дрейфа плавающего материала, такого как нефтяная пленка или твердый мусор. Ниже поверхности скорость ветрового течения изменяется с глубиной: как правило, вектор скорости уменьшается по величине и поворачивается. Дрейф плавучего объекта, имеющего осадку несколько метров, например буя или судна, зависит от среднего течения в этом слое, которое может значительно отличаться от поверхностного течения.

Берег ограничивает движение воды, поэтому вода может здесь накапливаться и на большой площади у берега возникает наклон уровня в сторону моря. Наклон уровня порождает горизонтальные градиенты давления в воде, а это в свою очередь приводит к возникновению течений, которые накладываются на первоначальный ветровой дрейф. Градиентные течения могут быть направлены против течения, вызванного непосредственным воздействием ветра, и в этом случае на некоторой глубине направление течения изменяется на обратное. Таким образом, если ветер дует в глубь залива, возникает двухслойный поток: в верхнем слое вода течет в направлении ветра, в нижнем, компенсационном, потоке — в противоположном направлении. Требование непрерывности циркуляции приводит к тому, что у вершины залива поверхностная вода опускается.

Сила Кориолиса, обусловленная вращением Земли, начинает влиять сразу же после того, как вода приходит в движение,

и, за исключением очень ограниченных областей, оказывает значительный эффект на течение и наклон уровня. Таким образом, результирующее влияние ветра выражается в появлении отклонений уровня, наложенных на обычные приливные колебания, и в возникновении течений, скорость и направление которых, вообще говоря, меняются как с глубиной, так и от места к месту.

В этой главе мы вначале рассмотрим результаты наблюдений за поверхностными течениями, генерируемыми ветром, и некоторые эффекты этих течений. Затем используем динамический подход, введя касательное напряжение ветра в уравнения, описывающие движения воды.

Первые исследования в этой области принадлежат Экману и восходят к 1902 г. Экман рассмотрел установившиеся и неустановившиеся течения на глубокой воде на достаточном удалении от берега, а затем применил свой подход к условиям конечной глубины и наклона поверхности, обусловленного наличием берега. Изложим кратко результаты, полученные Экманом, и опишем некоторые модификации его теории, которые лучше согласуются с наблюдениями, особенно в поверхностном слое.

Последние два раздела будут посвящены изучению штормовых нагонов, причем основное внимание мы уделим изменениям уровня при заданных распределениях атмосферного давления и касательного напряжения ветра. Как и в случае приливов, здесь существует тесная связь между отклонениями уровня и течениями. По этой причине оба явления следует рассматривать вместе, даже если с практической точки зрения течения не представляют большого интереса. Мы приведем основные уравнения и изложим некоторые общие результаты. Будет описан анализ данных измерений уровня, позволяющий отделять возмущения, вызванные штормовыми нагонами, от приливных колебаний, а также примеры разных типов нагонов, наблюдаемых в различных районах земного шара. Прогнозы штормовых нагонов обычно делаются на основе математических моделей, поэтому мы кратко опишем, как формулируются такие модели и как они работают.

## 4.2. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ТЕЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ВЕТРОМ

Характер движения воды в поверхностном слое при заданных скорости и направлении ветра необходимо знать для ряда практических целей, например чтобы предсказывать движение нефтяной пленки. В течение многих лет велась наблюдения поверхностного дрейфа с помощью меченых объектов или других

предметов, плавающих в верхнем слое толщиной несколько сантиметров. Такие наблюдения позволяли определять так называемый ветровой коэффициент, т. е. отношение скорости поверхностного течения к скорости ветра, измеряемой на стандартной высоте, и отклонение направления течения от направления ветра. Результаты отдельных исследований в определенной мере различаются, но в целом указывают на то, что течение на поверхности направлено примерно по ветру, а его скорость составляет приблизительно 3% от скорости ветра, измеренной на высоте 10 м над поверхностью моря. Имеются сведения о том, что в отдельных случаях течение может отклоняться вправо от ветра в Северном полушарии и влево в Южном, но это отклонение редко превышает  $10^\circ$ . Результаты экспериментальных исследований были подтверждены и наблюдениями за перемещением нефтяных пленок. Анализ движения нефтяной пленки, образовавшейся при аварии танкера «Торри Каньон», севшего на мель у мыса Лендс-Энд на юго-западной оконечности Англии в марте 1967 г., показал, что ветровой коэффициент составлял 3,4%, а направление течения совпадало с направлением ветра. Современные исследования не вносят сколько-нибудь заметных поправок в эти выводы.

Дрейф в поверхностном слое воды обусловлен двумя составляющими. Первая представляет собой течение, создаваемое касательным напряжением ветра, которое действует на поверхность моря (это так называемый *эйлеров* перенос, так как он может быть зарегистрирован измерителем течений в фиксированной точке). Вторая составляющая (*лагранжев* перенос, называемый также *стоксовским*) обусловлена волновым движением и возникает из-за того, что, поскольку орбиты частиц воды в волне не замкнуты, прохождение волны приводит к смещению частиц в направлении распространения волны. Для цуга волн одинаковой высоты  $H$  и периода  $T$  на глубокой воде величина поверхностного дрейфа дается выражением (3.40), которое можно записать в виде

$$\bar{u} = 2\pi^3 H^2 / g T^3. \quad (4.1)$$

Таким образом, волна с периодом 5 с и высотой 3 м должна создавать поверхностный дрейф величиной около 45 см/с. Если имеется целый спектр волн, то для оценки величины стоксовского переноса в приведенное соотношение можно подставить высоту  $H_s$  и период  $T_s$  значительной волны. К более точному определению приводит использование свойств волнового спектра. Эта задача была выполнена Кеньоном [86], который воспользовался эмпирическим спектром Пирсона и Москвинца [116] для развитого волнения. Он нашел, что величина стоксовского переноса составляет около 1,6% от скорости ветра и

связана с нею линейной зависимостью. На мелкой воде она может уменьшаться, но, вероятно, до одной трети и даже до половины наблюдаемого поверхностного дрейфа обусловлено стоковским переносом, порожденным волновым движением.

Ветровое течение быстро затухает с глубиной. Лишь в последние годы оказалось возможным провести надежные наблюдения с помощью измерителей течений в верхнем слое толщиной в несколько метров. Измерения с помощью буя, плавающего на фиксированной глубине, у восточного побережья Англии показали, что скорость течения на глубине 3 м составляет 0,9 % скорости ветра [36]. Последующие наблюдения, проведенные дальше в открытом море — в 200 км от берега, где глубина 170 м, — показали, что скорость течения на глубине 3 м составляла около 0,75 % скорости ветра. Вариации ветрового течения с глубиной подробнее рассматриваются в разд. 4.4.2.

Величина стоковского переноса, порожденного однородным дугом волн, убывает с глубиной по экспоненте  $\exp(-4\pi z/\lambda)$ , где  $z$  — глубина, отсчитываемая от поверхности, а  $\lambda$  — длина волны. Для  $T = 5$  с длина волны на глубокой воде равна 39 м, так что при  $z = 3$  м коэффициент затухания равен 0,38. Таким образом, величина переноса уменьшается с 45 см/с на поверхности до 17 см/с на глубине 3 м. Как показал Кеньон [86], для полностью развитого волнения скорость убывания переноса весьма сильно зависит от скорости ветра. По сравнению с величиной стоковского переноса на поверхности величина его на глубине 5 м уменьшается в 0,05; 0,15 и 0,25 раза при скоростях ветра 10, 15 и 20 м/с соответственно.

### 4.3. ВОЗДЕЙСТВИЕ КАСАТЕЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ВЕТРА НА МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Ветер, дующий над морем, создает касательное напряжение. При подробном анализе влияния ветра на взволнованную поверхность моря следует, вероятно, учитывать давление, действующее на деформированную поверхность по нормали к ней. Однако, имея в виду ветровое течение, мы рассматриваем сдвиговые напряжения в потоке воздуха у поверхности моря, передаваемые подповерхностному слою воды, и не интересуемся в деталях тем, что происходит на самой поверхности. Частично работа касательного напряжения ветра расходуется непосредственно на генерацию волн, а некоторая доля количества движения волн, вероятно, в свою очередь передается ветровому течению за счет разрушения волн. Соответствующие напряжения войдут в результирующее касательное напряжение ветра. Волновое поле также влияет на касательное напряжение, так как определяет эффективную шероховатость морской поверхности.

Предполагается, что все эти эффекты учитываются при определении эффективного касательного напряжения ветра, действующего на морскую поверхность и обозначаемого  $\tau_s$ .

При определении  $\tau_s$  обычно предполагают, что оно направлено по ветру, а его величина пропорциональна квадрату скорости ветра. Таким образом,

$$\tau_s = C_D \rho_a W^2, \quad (4.2)$$

где  $W$  — скорость ветра, измеренная на определенной высоте (как правило, 10 м) над поверхностью моря,  $\rho_a$  — плотность воздуха, а  $C_D$  — коэффициент трения. Значение  $C_D$  зависит от а) высоты, на которой измеряется  $W$ , б) устойчивости нижнего слоя атмосферы толщиной несколько метров и в) шероховатости морской поверхности, на которую влияет волнение.  $C_D$  зависит также от значения  $W$ : другими словами, зависимость  $\tau_s$  от  $W$  не является строго квадратичной.

Имеются основательные свидетельства того, что профиль скорости ветра в пограничном слое у морской поверхности определяется логарифмической зависимостью, о которой мы уже упоминали в разд. 2.8.3 в связи с придонным пограничным слоем в приливном течении. Для ветра скорость  $W$  на высоте  $z$  над поверхностью моря определяется как

$$W = \frac{W_*}{k_0} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (4.3)$$

где  $W_*$  — скорость трения, связанная с напряжением трения  $\tau_s$  зависимостью

$$\tau_s = \rho_a W_*^2, \quad (4.3a)$$

$z_0$  — параметр шероховатости, а  $k_0$  — постоянная Кармана, обычно принимаемая равной 0,4. Измерив скорость ветра на нескольких высотах, можно рассчитать  $W_*$  и  $z_0$ . Этот метод широко используется для определения касательного напряжения ветра и, следовательно, коэффициента трения  $C_D$ .

Из (4.2) и (4.3a) видно, что

$$W_* = \sqrt{C_D} W_{10}, \quad (4.4)$$

где  $W_{10}$  — скорость ветра, измеренная на высоте 10 м, а  $C_D$  — соответствующий коэффициент трения.

В работе [55] дан обзор проведенных многими авторами определений касательного напряжения ветра над морской поверхностью в условиях нейтральной стратификации. На рис. 4.1 показана зависимость коэффициента трения  $C_{DN}$  в условиях нейтральной стратификации от скорости ветра  $W_{10}$ , измеренной на высоте 10 м; рисунок основан на результатах упомянутой работы. Точки, соответствующие отдельным измерениям, и

их стандартные отклонения, приведенные в [55], на рис. 4.1 не воспроизведены. Видно, что коэффициент  $C_{DN}$  возрастает от  $\sim 1,1 \cdot 10^{-3}$  при скорости ветра 5 м/с до  $1,4 \cdot 10^{-3}$  при 10 м/с и  $2,0 \cdot 10^{-3}$  при 20 м/с. Далее этот коэффициент растет почти

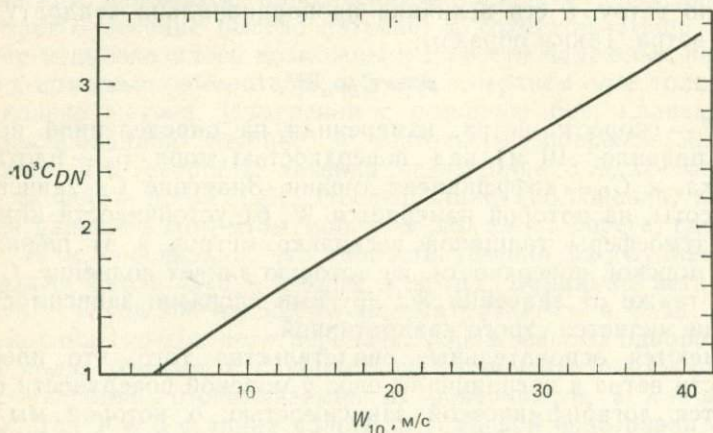


Рис. 4.1. Коэффициент трения  $C_{DN}$  в условиях нейтральной стратификации как функция скорости ветра.

линейно с увеличением скорости ветра и достигает значения  $3,2 \cdot 10^{-3}$  при скорости ветра 40 м/с.

В табл. 4.1 приведены значения  $C_{DN}$  для ряда значений скорости ветра  $W_{10}$  и соответствующие значения касательного напряжения  $\tau_s$  в ньютонах на квадратный метр ( $\text{Н/м}^2$ ). Плотность воздуха была взята равной  $1,25 \text{ кг/м}^3$ , что соответствует типичным значениям давления и температуры воздуха на уровне моря.

В случае когда нижний слой атмосферы стратифицирован устойчиво, коэффициент трения несколько уменьшается, но надежных измерений, выполненных в таких условиях, немного, и дать полезную количественную оценку этого эффекта не представляется возможным.

Касательное напряжение, действующее на морскую поверхность, часто выражается через скорость трения по формуле (4.3а):

$$\tau_s = \rho_a W_*^2.$$

Из уравнения (4.2) в этом случае следует, что

$$W_* = \sqrt{C_{DN}} W_{10}. \quad (4.4a)$$

Другим важным параметром в задаче о профиле скорости ветра над поверхностью и профиле течения ниже поверхности

Таблица 4.1. Коэффициент трения и касательное напряжение на поверхности при различных скоростях ветра

Скорость ветра $W_{10}$ , м/с	Коэффициент трения $C_{DN}$ , $10^{-3}$	Касательное напряжение $\tau_s$ , Н/м <sup>2</sup>	Скорость трения $W_*$ , м/с	Параметр шероховатости $z_0$ , мм
5	1,11	0,034	0,17	0,04
10	1,45	0,18	0,38	0,21
15	1,77	0,50	0,63	0,59
20	2,07	1,03	0,91	1,2
25	2,36	1,84	1,21	2,2
30	2,65	3,0	1,55	3,5
35	2,95	4,5	1,98	5,3
40	3,25	6,5	2,28	7,7

является параметр шероховатости  $z_0$ . В потоке над твердой поверхностью  $z_0$  связано с геометрической шероховатостью поверхности; поэтому можно ожидать, что в случае морской поверхности оно каким-то образом зависит от характера волнения, хотя физический смысл этой связи не ясен. В обзоре [51], содержащем результаты определения касательного напряжения ветра, показано, что связь между  $C_{DN}$  и  $W_{10}$  согласуется с соотношением между  $z_0$  и  $W_*$ , предложенным Чарноком [34]:

$$z_0 = \alpha_1 W_*^2 / g, \quad (4.5)$$

где  $\alpha_1$  — постоянная, для которой в работе [55] получено значение 0,0144. В табл. 4.1 соответствующие значения  $W_*$  и  $z_0$  даны для ряда значений  $W_{10}$ .

Некоторые исследователи обнаружили свидетельства того, что при данной скорости ветра  $W_{10}$  параметр шероховатости  $z_0$  и, следовательно, коэффициент трения  $C_{DN}$  изменяются с изменением состояния морской поверхности и волнового спектра. При развивающемся волнении пик в спектре приходится на более высокие частоты, а значения  $z_0$  и  $C_{DN}$  выше, чем в случае полностью развитого волнения при тех же скоростях ветра. Те, кто имел дело с моделями штормовых нагонов, часто были вынуждены брать более высокие значения коэффициента трения, чем те, которые получаются в экспериментах по исследованию взаимодействия между воздушным потоком и водой. По предположению указанное обстоятельство связано с тем, что нагоны возникают на ранних стадиях шторма, когда волнение еще не развито и спектр далек от насыщения. Если принять во внимание этот факт, то коэффициент трения, соответствующий развивающемуся шторму, следует брать в 1—1,5 раза большим, чем значения, приведенные на рис. 4.1 и в табл. 4.1.

## 4.4. ДИНАМИКА ВЕТРОВЫХ ТЕЧЕНИЙ

### 4.4.1. Теория Экмана

Важную роль силы Кориолиса для ветровых течений впервые отметил Нансен; количественная оценка была сделана Экманом в его статье, опубликованной в 1905 г. Теоретический вывод Экмана, который в определенных отношениях остается справедливым и сегодня, описан в учебниках по динамической океанографии, таких как [106, 123]. Здесь мы дадим лишь краткий обзор этих результатов.

#### А. Чисто ветровой дрейф в однородном океане

Предполагается, что ветер создает действующие на морскую поверхность сдвиговые напряжения, которые передаются нижележащим слоям за счет турбулентных сдвиговых напряжений. Предполагается также, что поверхность моря остается горизонтальной.

#### а) Стационарное решение

1) На глубокой воде ветровое течение ограничено верхним слоем толщиной  $D$  (примерно 10—100 м), которая мала по сравнению с глубиной воды. Полный перенос массы в слое от поверхности до глубины  $D$  направлен под прямым углом к ветру: вправо в Северном полушарии и влево в Южном. Объемный перенос на единицу длины в направлении ветра дается выражением

$$T = \tau_s / \rho f, \quad (4.6)$$

где  $\tau_s$  — касательное напряжение ветра на единицу площади поверхности,  $\rho$  — плотность воды, а  $f$  — параметр Кориолиса ( $2\omega \sin \varphi$ , где  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли, а  $\varphi$  — широта). Следовательно, так называемый экмановский перенос зависит только от касательного напряжения ветра и широты. Он не зависит от глубины  $D$  и от особенностей турбулентных сдвиговых напряжений в воде.

Чтобы рассчитать изменение скорости с глубиной, необходимо связать сдвиговые напряжения с градиентом скорости. Составляющие  $\tau_x$  и  $\tau_y$  сдвигового напряжения на глубине  $z$  связаны с составляющими скорости  $u$  и  $v$  соотношениями

$$\tau_x = \rho N_z \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_y = \rho N_z \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (4.7)$$

Предположив, что коэффициент турбулентной вязкости  $N_z$  не зависит от  $z$ , мы получим аналитическое решение, которое описывает так называемую *спираль Экмана*. Согласно этому ре-

шению, на поверхности течение направлено под углом  $45^\circ$  вправо от направления ветра (в Северном полушарии), причем с глубиной вектор скорости течения поворачивается по часовой стрелке (если смотреть сверху). Скорость течения убывает с глубиной экспоненциально. На глубине  $z = -D$ , где  $D$  определяется выражением

$$D = \pi \sqrt{\frac{2N_z}{f}}, \quad (4.8)$$

течение направлено против поверхностного течения и имеет скорость  $u_s \exp(-\pi) \approx 0,043u_s$ , где  $u_s$  — скорость течения на поверхности. Поскольку ниже этого горизонта скорость течения мала, определенная выше глубина  $D$  называется *глубиной трения*, или *глубиной Экмана*.

Скорость течения на поверхности  $u_s$  связана с касательным напряжением ветра соотношением

$$u_s = \frac{\tau_s}{\rho \sqrt{fN_z}} = \frac{\sqrt{2} \pi \tau_s}{\rho f D} \quad (4.9)$$

и, таким образом, зависит от коэффициента турбулентной вязкости.

На самом деле мы не можем предсказать, исходя из основных физических законов, каким должно быть значение  $N_z$ , но поскольку скорость течения на поверхности связана с касательным напряжением на поверхности, то  $N_z$  и, следовательно, глубину Экмана  $D$  можно определить из наблюдений. Таким образом, используя данные определения ветровых течений, основанные на наблюдениях за дрейфом судов, удалось вывести следующие соотношения, в которых  $u_s$  и, следовательно,  $N_z$  и  $D$  выражены через скорость ветра  $W$  [123]:

$$u_s = \frac{0,0127W}{\sqrt{\sin \varphi}} \quad (4.10)$$

для  $\varphi > 10^\circ$  и  $W > 6$  м/с,

$$D = \frac{4,3W}{\sqrt{\sin \varphi}} \text{ м,} \quad \text{если } W \text{ — в м/с,} \quad (4.11)$$

$$N_z = 1,37W^2 \text{ см}^2/\text{с,} \quad \text{если } W \text{ — в м/с.} \quad (4.12)$$

2) Для случая мелкой воды используется предположение, что скорость на дне равна нулю, т. е.  $u = v = 0$  при  $z = -h$ , где  $h$  — глубина воды. Это ограничение приводит к тому, что спираль Экмана изменяется, причем характер изменений зависит от величины отношения  $h/d$ . В общем случае течение на поверхности отклоняется от ветра на угол, меньший  $45^\circ$ , в отличие от того, что наблюдается на глубокой воде. На мелководье, где

$h/D$  имеет порядок, скажем, 0,1, течение на поверхности направлено по ветру и его направление почти не меняется с глубиной.

### б) Нестационарный режим

Если ветер начинает дуть с постоянной силой над водой, первоначально находившейся в состоянии покоя, течение на поверхности вначале оказывается направленным по ветру и ограниченным очень тонким верхним слоем. Со временем вектор скорости поверхностного течения поворачивается вправо от направления ветра (в Северном полушарии) и течение начинает охватывать все больший слой. Стационарное состояние, характеризующее спиралью Экмана, устанавливается примерно за время, равное одним маятниковым суткам ( $2\pi/\omega \sin \varphi$ ), продолжительность которых равна продолжительности обычных звездных суток, деленной на синус широты. На полюсе продолжительность маятниковых суток равна 24 ч, на широте  $60^\circ$  — 27,7 ч, на широте  $30^\circ$  — 48 ч и становится очень большой вблизи экватора.

### Б. Чисто градиентное течение в однородном море

Наклон поверхности моря может возникать из-за того, что вода накапливается у берега под действием либо ветра, либо изменяющегося атмосферного давления. Он может возникать также в открытом море, если поле ветра неоднородно, так что экмановский перенос характеризуется конвергенцией (схождением) или дивергенцией (расхождением) линий тока, вызывающими соответственно повышение или понижение уровня моря. Из-за наклона поверхности создается горизонтальный градиент давления, который в однородной по плотности воде не меняется с глубиной. Это в свою очередь приводит к формированию течения, которое в стационарном случае и при отсутствии трения находится в геострофическом равновесии и направлено под прямым углом к градиенту давления. В Северном полушарии уровень выше справа от геострофического течения, в Южном — наоборот.

Если имеется отклонение уровня  $\xi$  от невозмущенного положения и составляющие наклона по осям  $X$  и  $Y$  соответственно равны  $\partial\xi/\partial x$  и  $\partial\xi/\partial y$ , то компоненты  $u$ ,  $v$  геострофического течения даются соотношениями

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad v = \frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (4.13)$$

При наличии трения на геострофический поток в придонном слое накладывается перевернутая спираль Экмана, так что ре-

зультулирующая скорость течения у дна равна нулю. На мелководье придонный экмановский слой может охватывать всю толщину воды, которая в этом случае вся оказывается подверженной влиянию трения. При этом даже на поверхности течение уже не направлено под прямым углом к градиенту и имеет составляющую в сторону понижения уровня.

### *В. Ветровой дрейф в сочетании с градиентным течением*

#### а) Стационарный режим

Две горизонтальные составляющие скорости  $u$  и  $v$  можно представить в виде

$$u = u_1 + u_2 + u_3, \quad v = v_1 + v_2 + v_3,$$

где  $u_1, v_1$  относятся к поверхностной спирали Экмана,  $u_2, v_2$  — к геострофическому (градиентному) течению, а  $u_3, v_3$  — к придонной спирали Экмана. Если течение ограничено с одной стороны прямой береговой линией (ось  $Y$  параллельна берегу), то перенос в направлении, перпендикулярном берегу, равен нулю:

$$\int_0^{-h} u \, dz = 0.$$

При конкретном значении касательного напряжения ветра и заданных условиях на дне приведенное соотношение определяет наклон поверхности моря.

#### б) Нестационарный режим

Если ветер возникает внезапно и дует с постоянной силой, течение в верхнем слое устанавливается примерно в течение одних маятниковых суток. Наклон уровня устанавливается медленнее — время зависит от глубины воды и ширины зоны, подверженной влиянию ветра. Переход к стационарному состоянию может занимать несколько дней.

### *Г. Течения при наличии стратификации плотности*

Особенности течений, упомянутые выше, изменяются, если вода устойчиво стратифицирована по плотности, как это имеет место во многих прибрежных районах, особенно в летние месяцы. Во-первых, частично подавляется вертикальный турбулентный обмен и спираль Экмана распространяется на меньшую толщину воды. Полный перенос остается тем же самым, поэтому можно предполагать, что скорость течения в верхнем слое будет возрастать. Во-вторых, горизонтальный градиент давления, связанный с наклоном уровня, не является более

независимым от глубины и соответствующий геострофический поток также изменяется с глубиной. В этом случае течение не обязательно распространяется до дна, и тогда экмановская спираль в придонном слое не образуется.

#### 4.4.2. Модификации теории Экмана

Результат, полученный Экманом для полного переноса, обусловленного ветровым течением в верхнем слое, которое не распространяется до дна и определяется уравнением (4.6), является универсальным, так как его вывод не зависит от величины турбулентной вязкости. Вертикальная структура течения, описываемая спиралью Экмана, определяется тем, что коэффициент турбулентной вязкости остается постоянным по глубине. Если же он меняется с глубиной, этот вывод также изменяется. Данные наблюдений за течениями около твердой поверхности и распределением скоростей ветра в пограничном слое атмосферы над сушей и над морем показывают, что эффективная турбулентная вязкость (или коэффициент сопротивления. — *Ред.*) очень мала вблизи границы и линейно возрастает с расстоянием от нее. Таким образом, если  $z$  — расстояние от границы, можно считать, что

$$N_z = k_0 u_* z, \quad (4.14)$$

где  $u_*$  — скорость трения, определяемая выражением

$$u_* = \sqrt{\tau_s / \rho}, \quad (4.15)$$

а  $k_0$  — постоянная Кармана, равная 0,4.

В случае атмосферного пограничного слоя над поверхностью моря  $\rho$  надо заменить на  $\rho_a$  (плотность воздуха), а  $u_*$  — на  $W_*$  (скорость трения ветра). В данном контексте нас интересуют условия в пограничном слое воды ниже поверхности, поэтому в качестве  $\rho$  возьмем плотность воды, а в качестве  $u_*$  — скорость трения в воде. Предполагая, что касательное напряжение  $\tau_s$  одинаково по обе стороны границы раздела, имеем

$$u_* = \sqrt{\rho_a / \rho} W_*,$$

так что если  $\rho_a = 1,25 \text{ кг/м}^3$ , а  $\rho = 1025 \text{ кг/м}^3$ , то  $u_* = 0,035 W_*$ .

Если силой Кориолиса можно пренебречь, приведенное выше выражение для  $N_z$  удовлетворяет логарифмическому профилю скорости в пределах слоя, где касательное напряжение постоянно, т. е. слоя, прилегающего к границе, в котором касательное напряжение незначительно меняется с удалением от границы. В этом случае уравнение установившегося движения для слоя, лежащего непосредственно под поверхностью воды, т. е. в об-

ласти положительных значений  $z$ , можно записать в виде

$$\tau_s = -\rho N_z \frac{\partial u}{\partial z}, \quad z > 0. \quad (4.16)$$

Таким образом,

$$\rho k_0^2 u_* z \frac{\partial u}{\partial z},$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{u_*}{k_0 z}.$$

Следовательно,

$$u = -\frac{u_*}{k_0} \ln z + \text{const.}$$

Если использовать граничное условие  $u = u_s$  при  $z = z_0$ , то

$$u = u_s - \frac{u_*}{k_0} \ln \frac{z}{z_0}; \quad (4.17)$$

в этом соотношении  $z_0$  — параметр шероховатости, характерный для поверхности моря при рассматриваемых условиях.

В общем случае, однако, влиянием силы Кориолиса на ветровое течение пренебрегать нельзя. Поэтому задача ставится так, чтобы решить уравнения движения, в которые входит член, учитывающий кориолисово ускорение, а коэффициент турбулентной вязкости определяется соотношением (4.14) вблизи поверхности, хотя может стремиться к постоянному значению с увеличением глубины. Решение этой проблемы искали несколько исследователей. Мы сошлемся на анализ Мадсена [96]. Полученное им решение для ветрового течения на глубокой воде показывает, что течение на поверхности отклоняется от ветра лишь на  $10^\circ$ , а не на  $45^\circ$ , которые следуют из теории Экмана, и быстрее ослабевает с глубиной.

На рис. 4.2, заимствованном из упомянутой работы, показано изменение вектора скорости течения с глубиной, полученное автором; для сравнения приведено решение Экмана. Если обозначить через  $u_s$  скорость течения на поверхности, то, как следует из [96],

$$u_s \approx 25u_*,$$

хотя коэффициент пропорциональности несколько меняется с изменением скорости ветра  $W_{10}$  и параметра шероховатости  $z_0$ .

Масштаб  $L_E$ , представляющий собой толщину экмановского слоя, определяется в работе Мадсена и в работах других авторов как

$$L_E = 0,4u_* / f, \quad (4.18)$$

где  $f$  — параметр Кориолиса. При  $u_* = 0,035W_*$  и  $f = 1,458 \times 10^{-4} \sin \varphi \text{ c}^{-1}$

$$L_E = 96W_* / \sin \varphi. \quad (4.19)$$



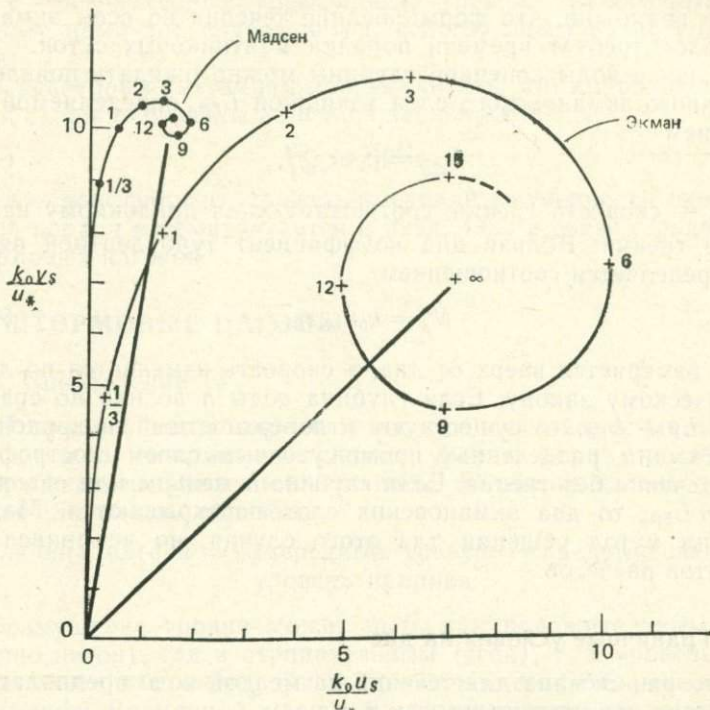


Рис. 4.3. Развитие поверхностного ветрового течения [96]. Решение Мадсена сравнивается с решением в виде спирали Экмана. Числа означают время в маятниковых часах, прошедшее после «включения» ветра.

метров, чем дает спираль Экмана, и находятся в лучшем согласии с наблюдениями.

В слое толщиной несколько метров под поверхностью вертикальное распределение скорости течения, даваемое решением Мадсена, в действительности близко к логарифмическому закону, определяемому соотношением (4.17).

Мадсен рассмотрел также возникновение течения на поверхности, создаваемое внезапным «включением» ветра, дующего после этого с постоянной силой. Как показано на рис. 4.3, течение нарастает очень быстро и почти выходит на стационарный режим примерно за три маятниковых часа, т. е. гораздо быстрее, чем дает решение в виде спирали Экмана с постоянным коэффициентом турбулентной вязкости, соответствующее выходу в стационарное состояние примерно за одни маятниковые сутки. Ниже поверхности, как показывает решение Мадсена, стационарное состояние устанавливается медленнее, и

вполне возможно, что формирование течения во всем экмановском слое требует времени порядка маятниковых суток.

В случае воды конечной глубины можно ожидать появления придонного экмановского слоя толщиной  $L_{EB}$ , определяемой выражением

$$L_{EB} = 0,4u_{*B}/f, \quad (4.20)$$

где  $u_{*B}$  — скорость трения, соответствующая придонному напряжению трения. Вблизи дна коэффициент турбулентной вязкости определяется соотношением

$$N_z = k_0 u_{*B} z_B, \quad (4.21)$$

где  $z_B$  измеряется вверх от дна, а скорость изменяется по логарифмическому закону. Если глубина воды  $h$  велика по сравнению с  $L_E + L_{EB}$ , то существуют и поверхностный, и придонный слои Экмана, разделенные промежуточным слоем геострофического течения без трения. Если глубина  $h$  меньше или сравнима с  $L_E + L_{EB}$ , то два экмановских слоя перекрываются. Мадсен изложил метод решения для этого случая, но не привел результатов расчетов.

#### 4.4.3. Граничные условия на дне

В теории Экмана для течений на мелкой воде предполагается условие прилипания на дне, т. е.

$$u_b = v_b = 0.$$

Хотя это условие не задает напряжения трения на дне, некоторое напряжение существует, так как его составляющие  $\tau_{bx}$  и  $\tau_{by}$  на дне определяются выражениями

$$\tau_{bx} = \rho N_z \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=-h}, \quad \tau_{by} = \rho N_z \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=-h},$$

если  $z$  направлено вверх, а положение дна дается условием  $z = -h$ .

Другой способ задания граничных условий на дне состоит в том, чтобы определить придонное напряжение трения через скорость придонного течения. Поскольку с удалением от дна скорость меняется очень быстро, на практике в качестве «придонной скорости» принято выбирать скорость, измеренную на определенном расстоянии от дна, скажем 1 м. Предполагается, что вектор придонного напряжения трения совпадает по направлению с вектором скорости придонного течения  $U_b$ ; его величина часто определяется квадратичным законом, т. е.

$$\tau_b = k\rho |U_b| U_b, \quad (4.22)$$

где  $k$  — безразмерный коэффициент трения, аналогичный введенному нами для случая ветра, действующего на поверхность моря.

В некоторых ситуациях можно считать, что напряжение трения и скорость связаны линейной зависимостью, т. е.

$$\tau_b = K\rho U_b, \quad (4.23)$$

где  $K$  — коэффициент трения, имеющий размерность скорости. Такой подход рассматривается в разд. 4.6.2 в связи с расчетами штормовых нагонов.

## 4.5. ШТОРМОВЫЕ НАГОНЫ

### 4.5.1. Определение

Штормовой нагон определяется как вызываемое метеорологическими причинами возмущение уровня моря относительно поверхности, искривленной приливом. Величина нагона определяется следующим образом:

Величина нагона = измеренный уровень — предвычисленный уровень прилива.

Возмущение уровня может быть как положительным (собственно нагон), так и отрицательным (сгон), т. е. уровень моря может быть как выше, так и ниже, чем его предвычисленное положение. Временной масштаб нагонных явлений изменяется от нескольких часов до нескольких суток. Нагон продолжительностью несколько суток можно выделить из наблюдений путем пропускания данных через низкочастотный фильтр, удаляющий колебания, обусловленные суточными и полусуточными приливами и более высокими гармониками. Однако при этом из записей устраняются такие нагонные явления, которые имеют длительность меньше суток, включая те изменения амплитуды и фазы приливных составляющих, которые могут возникать в результате взаимодействия между нагоном и приливом. Другой способ заключается в непосредственном вычитании значений, предвычисленных для приливов, из данных измерений уровня.

### 4.5.2. Основные уравнения

Уравнения, описывающие динамику штормовых нагонов, подобны тем, которые выведены в разд. 2.3.1 для приливных движений, и включают члены, возникающие из-за наличия сдвиговых напряжений в горизонтальных плоскостях. Выбирая такую же систему прямоугольных координат с осью  $Z$ , направленной вверх, и сохраняя члены, отвечающие горизонтальным

градиентам атмосферного давления  $p_a$ , эти уравнения можно записать в виде

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} - g \frac{\partial}{\partial x} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}, \quad (4.24)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} - g \frac{\partial}{\partial y} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \quad (4.25)$$

для изменения количества движения по осям  $X$  и  $Y$  соответственно. К ним добавляется уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4.26)$$

Интегрируя уравнения по вертикали от дна  $z = -h$  до поверхности  $z = \zeta$  и определяя составляющие  $U$  и  $V$  объемного переноса как

$$U = \int_{-h}^{\zeta} u dz, \quad V = \int_{-h}^{\zeta} v dz, \quad (4.27)$$

получим уравнения для составляющих переноса в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{U^2}{h + \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{UV}{h + \zeta} \right) - fV = \\ & = -\frac{h + \zeta}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} - g(h + \zeta) \frac{\partial}{\partial x} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{\rho}; \end{aligned} \quad (4.28)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{UV}{h + \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{V^2}{h + \zeta} \right) + fU = \\ & = -\frac{h + \zeta}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} - g(h + \zeta) \frac{\partial}{\partial y} (\zeta - \bar{\zeta}) + \frac{\tau_{sy} - \tau_{by}}{\rho}, \end{aligned} \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0. \quad (4.30)$$

В этих уравнениях отклонение уровня  $\zeta$ , компоненты скорости  $u$  и  $v$  и переноса  $U$  и  $V$  отражают вклад приливных колебаний и метеорологических воздействий. В узкой полосе прибрежных вод прямое влияние приливообразующего потенциала (т. е. величину  $\zeta$ ) часто можно не учитывать. Касательное напряжение ветра на поверхности моря представлено составляющими  $\tau_{sx}$  и  $\tau_{sy}$ , а напряжение трения на дне — величинами  $\tau_{bx}$  и  $\tau_{by}$ .

#### 4.5.3. Стационарное решение для случая узкого канала

Рассмотрим вначале частный случай узкого канала со стенками, параллельными оси  $X$ . Поэтому примем, что  $V = 0$ , а вариации  $\zeta$  поперек канала малы по сравнению с вариациями

вдоль канала. Чтобы оценить возможные отклонения уровня, рассмотрим влияние атмосферного давления и воздействие ветра по отдельности.

### А. Влияние атмосферного давления

Пренебрегая инерционными членами, членом с  $\bar{\xi}$  и исключая член с  $\tau_{sx} - \tau_{bx}$ , уравнение (4.28) можно привести к виду

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = -\frac{1}{g\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x}. \quad (4.31)$$

Если  $\Delta \xi$  и  $\Delta p_a$  относятся к изменениям на конечном горизонтальном расстоянии  $\Delta x$ , то

$$\Delta \xi = -\frac{1}{g\rho} \Delta p_a. \quad (4.32)$$

Таким образом, возрастание атмосферного давления сопровождается понижением уровня моря (эффект «обратного барометра»). Можно показать, что понижение давления на 1 мбар соответствует повышению уровня моря на 1 см.

Этот вывод часто удается обобщить на случай большей акватории, предполагая, что среднее атмосферное давление над ней и средний уровень моря остаются постоянными. Если атмосферное возмущение, скажем депрессия, приходится на часть акватории, то уравнение (4.32) должно применяться для расчета изменения уровня моря  $\Delta \xi$ , обусловленного изменением атмосферного давления  $\Delta p_a$  со временем. При этом мы считаем изменение достаточно медленным для того, чтобы успевало устанавливаться стационарное состояние. В случае быстро движущегося атмосферного возмущения это условие не выполняется и явление «обратного барометра» может служить лишь грубым приближением.

### Б. Влияние ветра

В этом случае уравнение (4.28) сводится к следующему:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\tau_{sx} - \tau_{bx}}{g\rho(h + \xi)}. \quad (4.33)$$

В канале с одним открытым концом, например в заливе, продольный перенос в стационарном состоянии равен нулю:  $U = 0$ . Если ветер дует в сторону вершины залива (как показано на рис. 4.4), в верхнем слое вода течет по ветру, а в нижнем слое устанавливается компенсационный отток, причем у вершины залива происходит опускание воды. Можно показать, что при таких условиях значение напряжения трения на дне заключено

между нулем и  $-\tau_{sx}/2$ , так что уравнение (4.33) можно записать в виде

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = C \frac{\tau_{sx}}{g\rho(h + \zeta)}, \quad (4.34)$$

где  $1 < C < 1.5$ . На практике  $C$ , вероятно, ближе к 1, чем к 1.5.

Если отклонение уровня  $\zeta$  мало по сравнению со средней глубиной воды  $h$ , уравнение (4.34) упрощается:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = C \frac{\tau_{sx}}{g\rho h}. \quad (4.35)$$

При скорости ветра 20 м/с касательное напряжение на поверхности, как показано в разд. 4.3, имеет порядок 1 Н/м<sup>2</sup>. Для

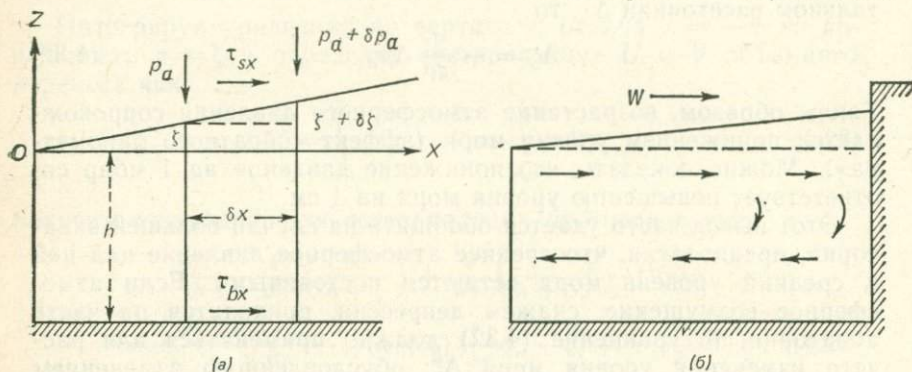


Рис. 4.4. Штормовой нагон в заливе: (а) наклон поверхности моря, возникающий под действием ветра и атмосферного давления; (б) схема течений.

глубины  $h = 50$  м при  $g = 9,8$  м/с<sup>2</sup>,  $\rho = 1025$  кг/м<sup>3</sup> и  $C = 1$  уравнение (4.35) дает

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} \approx 2,0 \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, на расстоянии 500 км уровень повышается на 1 м. Наклон обратно пропорционален глубине воды, так что на мелкой воде он соответственно больше.

Хотя уравнение (4.35) было выведено для частного случая, когда ветер дует вдоль узкого залива, с его помощью можно определить, какого отклонения уровня следует ожидать у открытого берега при ветре данной силы. Так, оказалось возможным применить этот метод для расчета возвышения уровня, вызванного северными ветрами в южной части Северного моря в кульминационный момент нагона, когда инерционные члены в уравнениях (4.28) и (4.29) малы.

Сравнение отклонений уровня, обусловленных касательным напряжением ветра и прямым влиянием атмосферного давле-

ния, показывает, что для депрессий в средних широтах ветер создает примерно на порядок больший эффект, чем прямое воздействие атмосферного давления.

#### 4.5.4. Распространение нагонов

Возмущение поверхности, возникшее в ограниченной области моря, стремится уйти из этой области в виде свободной длинной волны. На континентальном шельфе это, вероятно, должна быть волна Кельвина (см. разд. 2.3.5), которая распространяется со скоростью  $c = \sqrt{gh}$ . Движущаяся барическая

Таблица 4.2. Скорость волн Кельвина

Глубина, м	10	20	40	60	80	100	200
Скорость, м/с	9,9	14,0	19,8	24,2	28,0	31,3	44,3

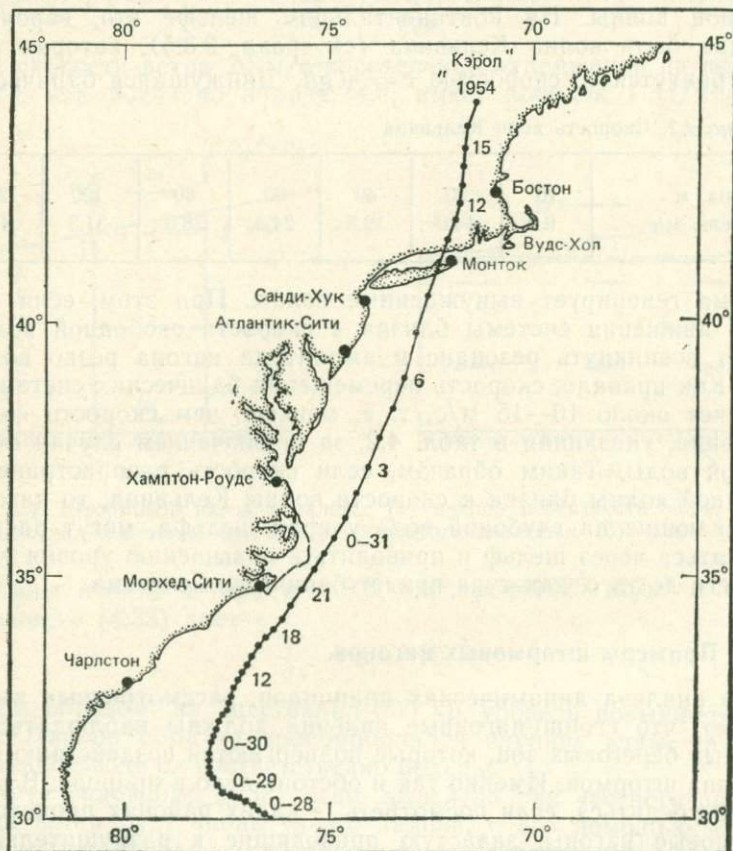
система генерирует вынужденные волны. При этом, если скорость движения системы близка к скорости свободной волны, может возникнуть резонанс и амплитуда нагона резко возрастает. Как правило, скорость перемещения барических систем составляет около 10—15 м/с, т. е. меньше, чем скорость волны Кельвина, указанная в табл. 4.2, за исключением случая очень мелкой воды. Таким образом, если скорость распространения нагонной волны близка к скорости волны Кельвина, то нагоны, возникающие на глубокой воде у края шельфа, могут распространяться через шельф и приводить к повышению уровня воды у берега до того, как туда придет барическая система.

#### 4.5.5. Примеры штормовых нагонов

Из анализа динамических принципов, рассмотренных выше, следует, что сгонно-нагонные явления должны наблюдаться у отмелых береговых зон, которые подвергаются воздействию проходящих штормов. Именно так и обстоит дело в природе. В этом можно убедиться, если посмотреть, в каких районах происходят штормовые нагоны, зачастую приводящие к разрушительным последствиям. В Северной Америке нагоны часто наблюдаются в Мексиканском заливе и на восточном побережье США, причем в обоих районах они вызываются тропическими ураганами. На противоположной стороне Атлантического океана штормовые нагоны наблюдаются в Северном и Балтийском морях. Тихоокеанское побережье Японии и других стран Восточной Азии подвержено влиянию нагонов, вызываемых прохождением тайфунов. В Индийском океане особенно сильно страдает Бенгальский

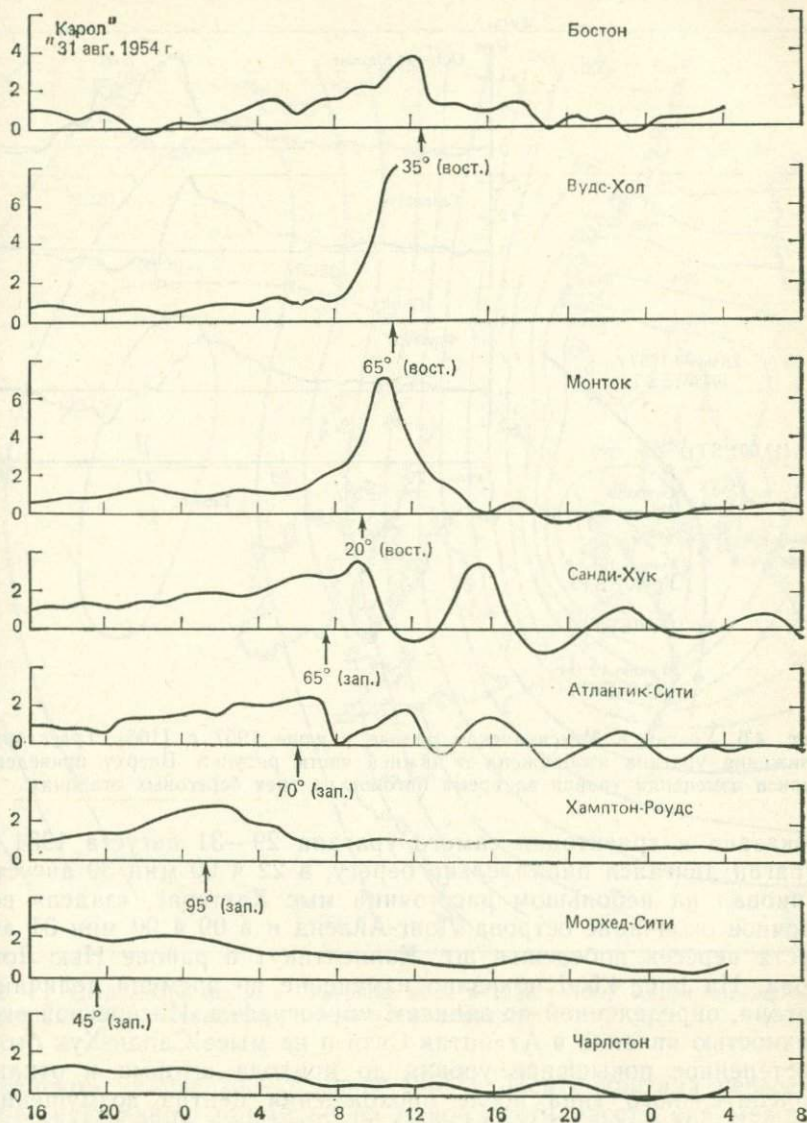
залив, где отмечен ряд катастрофических наводнений: в 1970 г. нагонная волна высотой 7 м, вышедшая на берег под воздействием тропического циклона, унесла свыше 300 000 жизней. Нагоны значительной величины могут генерироваться также в больших объемах воды на материках и отмечались, например, в озерах Окичоби (шт. Флорида), Эри и Мичиган.

Пример нагона, вызванного тропическим ураганом «Кэрол» на восточном побережье США, иллюстрируется рис. 4.5, а, где



(a)

Рис. 4.5. Ураган «Кэрол», прошедший вдоль восточного побережья США в августе 1954 г. [130]. (а) Траектория движения урагана; отмечено положение центра урагана через каждый час. (б) Уровень нагона в футах, измеренный мареографами в точках, отмеченных на схеме (а). Указаны время (стрелки), когда центр урагана находился на минимальном расстоянии от точки наблюдений, само это расстояние в морских милях и положение точки наблюдений относительно траектории урагана.



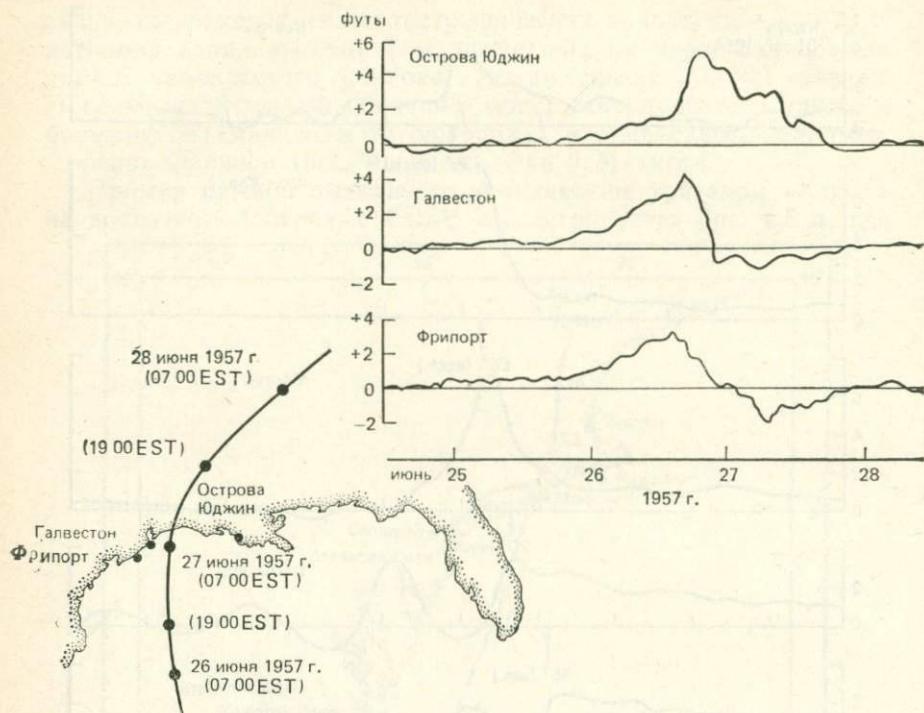


Рис. 4.6. Ураган в Мексиканском заливе в июне 1957 г. [106]. Траектория движения урагана изображена в нижней части рисунка. Вверху приведены записи изменения уровня во время нагонов на трех береговых станциях.

показана и траектория самого урагана 29—31 августа 1954 г. Ураган двигался параллельно берегу, в 22 ч 00 мин 30 августа миновал на небольшом расстоянии мыс Хаттерас, «задел» восточное окончание острова Лонг-Айленд и в 09 ч 00 мин 31 августа пересек побережье шт. Коннектикут в районе Нью-Лондона. На рис. 4.5, б показано изменение во времени величины нагона, определенной по записям мареографов. Интересной особенностью явления в Атлантик-Сити и на мысе Санди-Хук было постепенное повышение уровня до прихода шторма и отклик колебательного типа после прохождения центра возмущения. На мысе Монток (Лонг-Айленд) был отмечен один резкий пик (2,1 м), в то время как в Вудс-Холе (шт. Массачусетс) уровень на 2,4 м превысил предвычисленное значение, после чего мареограф вышел из строя. Этот нагон и многие другие описаны в [130].

На рис. 4.6, заимствованном из [106, с. 372], иллюстрируют эффекты нагона, созданного тропическим ураганом в Мек-

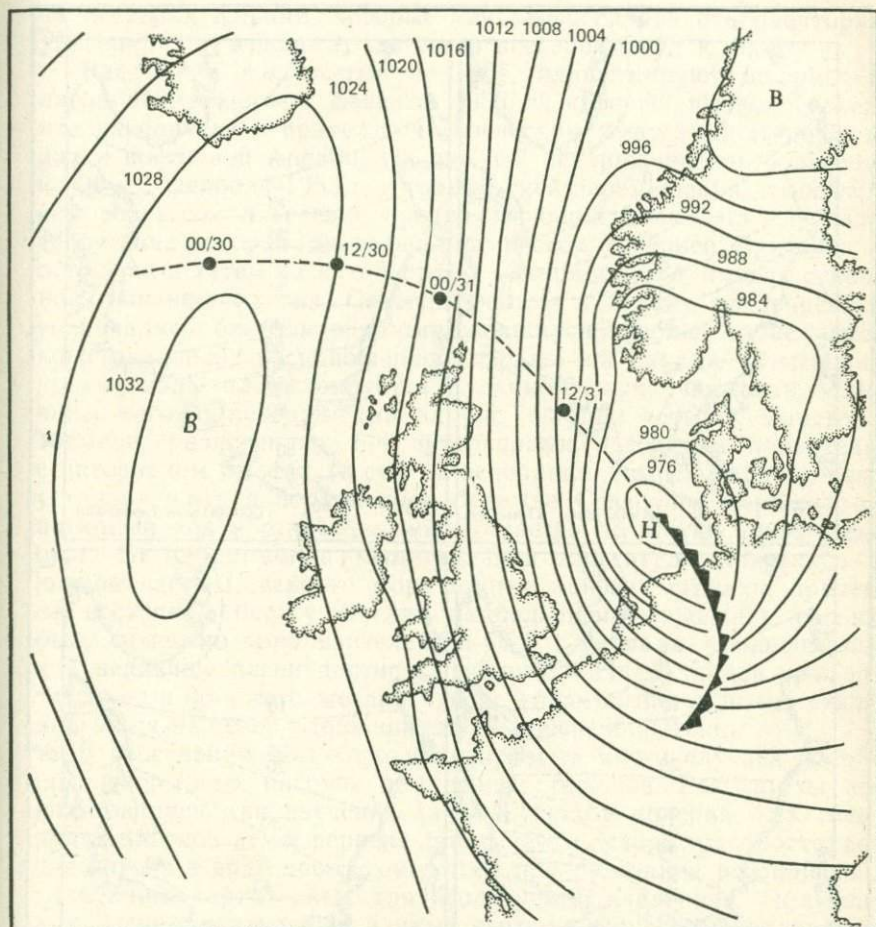


Рис. 4.7. Штормовой нагон в Северном море в 1953 г. [66]. Карта погоды на 1 февраля 1953 г. показывает перемещение депрессии.

сиканском заливе 26—28 июня 1957 г. Центр урагана пересек береговую линию примерно на одной трети расстояния между Галвестоном и островами Юджин 27 июня в 08 ч 00 мин. Кривые изменения уровня для Фрипорта и Галвестона показывают, что повышение уровня до прибытия в точку измерений центра урагана, когда ветер дул в направлении берега, сменилось понижением его ниже предвычисленного для приливов значения, когда ветер повернул и стал дуть от берега в тыловой части урагана. Эта особенность отсутствует на записях, полученных

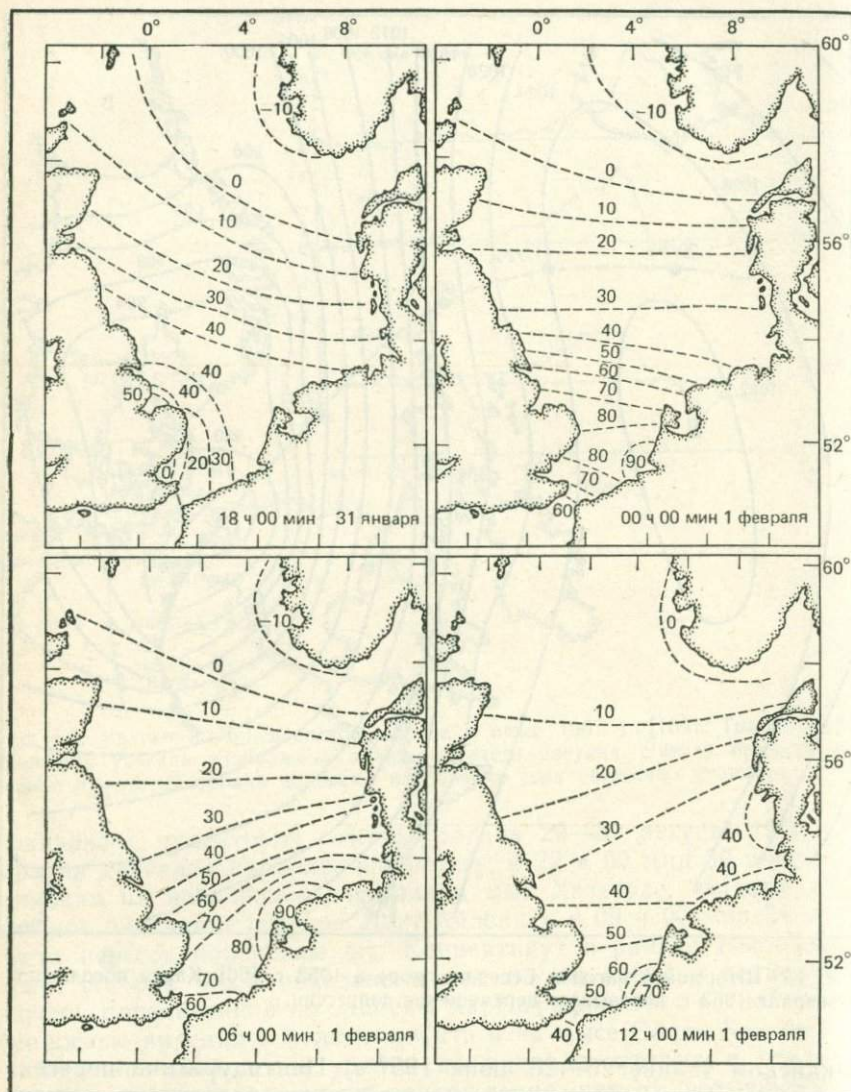


Рис 4.8. Штормовой нагон в Северном море в 1953 г. [66]. Показаны линии равных величин нагона для четырех моментов времени.

на островах Юджин, которые оказались справа от траектории урагана, г. е. в полосе, где ветер все время дул к берегу.

Рис. 4.7 и 4.8, взятые из [66], иллюстрируют штормовой нагон 31 января — 1 февраля 1953 г., который вызвал серьезное наводнение и привел к человеческим жертвам в Нидерландах и восточной Англии. На рис. 4.7 изображена карта погоды на 06 ч 1 февраля 1953 г. с траекторией перемещения атмосферной депрессии в течение предшествующих 48 ч. Эта глубокая депрессия, которая двигалась на восток севернее Британских островов, а затем на юго-восток в Северное море, и была основной причиной нагона. Северные ветры к западу от депрессии усиливались благодаря формирующемуся гребню — зоне высокого давления, расположенной дальше на западе. Изменение уровня воды иллюстрируется в данном случае картами величины нагона, показанными на рис. 4.8 для четырех моментов времени, разделенных 6-ч интервалами. Изолинии проведены с интервалом 0,1 фут (3 см) на основании данных мареографов, установленных в портах на побережье Северного моря, но их истинный ход в открытом море остается не вполне определенным. Нагонная волна максимальной амплитуды двигалась в южной части Северного моря против часовой стрелки, причем на восточном берегу Англии наибольшее возвышение уровня было отмечено приблизительно в 00 ч 1 февраля, а максимальной величины нагон достиг у побережья Нидерландов приблизительно в 06 ч того же дня. После этого нагонная волна стала двигаться на север вдоль западного побережья Дании.

В свое время было проанализировано много случаев подобных штормовых нагонов для разных районов. Результаты использовались для изучения таких аспектов явления, как генерация нагонов атмосферным давлением и ветром, распространение нагона в виде прогрессивной волны, генерация резонансных колебаний, характерных для исследуемой акватории. Полученные экспериментальные данные сыграли существенную роль в разработке численных методов прогнозирования нагонов, которые описаны в следующем разделе.

## 4.6. МЕТОДЫ ПРОГНОЗА ШТОРМОВЫХ НАГОНОВ

### 4.6.1. Эмпирические и математические методы

Предсказание возникновения и величин штормовых нагонов делится на два этапа:

- 1) определение или прогноз полей давления и ветра над морем;
- 2) предсказание их влияния на уровень моря и, возможно, на течения.

Первая проблема относится к сфере метеорологии и здесь рассматриваться не будет. Что касается второго этапа, то здесь необходимо предварительно перейти от данных по скорости и направлению ветра к распределению касательного напряжения, действующего на поверхность моря. Физические процессы, лежащие в основе реакции моря на атмосферное давление и напряжение трения, известны, и соответствующие уравнения мы уже приводили. Но имеется несколько констант или коэффициентов, значения которых нельзя определить на основе общих физических законов; их значения нужно находить эмпирическим путем или выводить каким-либо другим способом. Сюда относятся коэффициенты трения, описывающие напряженное трение на поверхности и на дне, и соотношения, определяющие внутренние сдвиговые напряжения, обычно включающие коэффициент эффективной турбулентной вязкости. В некоторых относительно простых случаях удается получить аналитические решения уравнений, полезные для понимания основных особенностей явления. В более сложных случаях, если задается, например, реальная геометрия бассейна и распределение касательного напряжения ветра, меняющееся в пространстве и времени, необходимо привлекать численные методы. Применяемые методы решения описываются в разд. 4.6.3.

Существует несколько служб предупреждения о штормовых нагонах, которые дают прогноз нагонов в реальном времени, основываясь на описанных выше принципах. Иногда вместо того, чтобы пытаться получить прогноз в реальном времени для какой-то части моря, довольствуются оценкой того, какие нагоны могут возникать при различных метеоусловиях. Опираясь на те же самые принципы, можно разработать подходящую модель и проверить ее «задним числом», т. е. рассчитать реакцию моря на различные атмосферные воздействия, которые имели место в прошлом, и сравнить результаты, полученные в этой модели, с данными наблюдений за тот же период времени.

#### *А. Эмпирические методы*

Еще до появления численных моделей были разработаны эмпирические методы прогнозирования уровня моря во время нагона в конкретном месте на побережье. В них определялась корреляция этого явления с метеорологическими условиями над всей акваторией. Так, например, была получена формула для высоты нагона в Саутенде, расположенном в устье Темзы; в эту формулу входят значения градиентов давления в северном и восточном направлениях над Северным морем [66]. Сюда же добавлен член, описывающий величину нагона, который наблюдался девятью часами ранее в Данбаре на восточном берегу

Шотландии. Этот член должен учитывать эффект внешнего нагона (если такой происходит), генерируемого вне Северного моря, о котором известно, что он распространяется на юг вдоль восточного побережья Великобритании со скоростью, соответствующей скорости волны Кельвина. В формулах этого типа значения коэффициентов в корреляционной зависимости определяются на основе результатов анализа предыдущих наблюдений и не связаны явной зависимостью с характеристиками протекающих физических процессов.

### *Б. Математические методы*

Используемые в настоящее время методы изучения или прогнозирования штормовых нагонов обычно базируются на подходящей модели, в которой используются приведенные выше основные уравнения. Модель может быть двумерной и включать уравнения, проинтегрированные по глубине, или трехмерной, сохраняющей зависимость скорости от глубины. Двумерные модели можно разбить на два класса: линеаризованные, основанные на определенных приближениях, и нелинейные, использующие полные уравнения. Преимущество линеаризованных моделей состоит в том, что приливные и сгонно-нагонные явления анализируются по отдельности, после чего сложение решений дает результирующие значения отклонения уровня и скорости течений. Они позволяют также рассчитать реакцию моря на атмосферные возмущения различных типов и затем образовать линейную комбинацию их эффектов. Во многих случаях линейные модели адекватно отражают реальные ситуации, но иногда это не так. В мелководных областях, где величины приливов или нагонов не малы по сравнению с глубиной моря и где придонное трение значительно, приливы и нагоны взаимодействуют друг с другом, поэтому пренебрежение нелинейными членами в уравнениях может привести к получению неверных результатов.

#### **4.6.2. Линеаризованные уравнения для интегрального потока**

Уравнения (4.28) и (4.29) для интегрального потока можно линеаризовать, если сделать следующие предположения:

- 1) отклонение уровня  $\zeta$  мало по сравнению с невозмущенным значением глубины воды  $h$ ;
- 2) инерционные члены пренебрежимо малы по сравнению с членами  $\partial U/\partial t$ ,  $\partial V/\partial t$ ;
- 3) составляющие придонного напряжения трения можно связать линейной зависимостью с составляющими переноса  $U$  и  $V$ .

Как отмечалось ранее, напряжение трения на дне  $\tau_b$  можно связать со скоростью результирующего придонного течения  $U_b$  квадратичной зависимостью

$$\tau_b = k\rho |U_b| U_b,$$

как в соотношении (4.22), где  $k$  — коэффициент трения, а  $U_b$  измеряется на стандартном расстоянии (обычно 1 м) от дна. Если  $U_b$  имеет составляющие  $u_b$  и  $v_b$  по осям  $X$  и  $Y$  соответственно, то

$$U_b^2 = u_b^2 + v_b^2$$

и

$$\tau_{bx} = k\rho |U_b| u_b, \quad \tau_{by} = k\rho |U_b| v_b. \quad (4.36)$$

Линеаризация придонного напряжения трения в уравнениях для интегральных потоков предполагает замену соотношений (4.36) на

$$\tau_{bx} = \lambda\rho U, \quad \tau_{by} = \lambda\rho V, \quad (4.37)$$

где  $\lambda$  — коэффициент, имеющий размерность скорости.

Линеаризация оправдана, например, в том простом случае, если приливные течения сильны, а сгонно-нагонные течения можно рассматривать как малые возмущения [13]. Если скорость течения можно представить в виде

$$U_b = U_0 + C_b \cos \sigma t,$$

где  $U_0$  — стационарная составляющая, а  $C_b$  — амплитуда приливного колебания с угловой частотой  $\sigma$ , то можно показать, что

$$|U_b| U_b = a_0 + a_1 \cos \sigma t + a_2 \cos 2\sigma t + \dots$$

При  $C_b \gg U_0$

$$a_0 \approx \frac{4}{\pi} C_b U_0, \quad a_1 \approx \frac{8}{3\pi} C_b^2.$$

Тогда

$$\tau_b \approx K'_0 \rho U_0 + K'_1 \rho C_b \cos \sigma t,$$

где

$$K'_0 = \frac{4}{\pi} k C_b, \quad K'_1 = \frac{8}{3\pi} k C_b,$$

В этом соотношении придонное напряжение трения все еще выражено через составляющие придонной скорости. Чтобы связать его со средней по глубине скоростью, необходимо предположить, что отношение придонной скорости к средней остается постоянным. Для приливных составляющих это приближение разумно, но для сгонно-нагонных течений в ряде случаев оно сомнительно, так как течение у дна может быть направлено против поверхностного течения. Однако его необходимо сделать

для того, чтобы оправдать линейризацию, и в таком случае мы можем положить

$$\tau_{bx} = K\rho\bar{u}, \quad \tau_{by} = K\rho\bar{v}$$

для придонного напряжения трения, связанного со сгонно-нагонным течением, где

$$K = Ak\bar{C},$$

а  $\bar{C}$  — средняя по глубине амплитуда приливных колебаний и  $A$  — множитель порядка единицы, который учитывает отношение придонной скорости к средней по глубине и включает множитель  $4/\pi$ . Приведем численный пример: если  $k = 2,5 \cdot 10^{-3}$  и  $\bar{C} = 1$  м/с, то  $K \approx 0,25$  см/с.

Линеаризованные уравнения можно получить из уравнений (4.28), (4.29) и (4.30), если:

- 1) пренебречь  $\xi$  по сравнению с  $h$ ;
- 2) пренебречь инерционными членами;
- 3) положить  $\tau_{bx} = \lambda\rho U$ ,  $\tau_{by} = \lambda\rho V$ , где  $\lambda = K/h \approx k\bar{C}/h$ .

Тогда

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \lambda U - fV = -\frac{h}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} - gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho}, \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \lambda V + fU = -\frac{h}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} - gh \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\tau_{sy}}{\rho}, \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0. \quad (4.40)$$

В этих уравнениях приливообразующий потенциал, описываемый членом с  $\zeta$ , не учитывается. Касательное напряжение на поверхности определяется по данным измерений скорости ветра и в общем случае является функцией  $x$  и  $y$ . Коэффициент  $\lambda$ , который зависит от амплитуды приливного течения и глубины  $h$ , также является функцией  $x$  и  $y$ .

### 4.6.3. Аналитические и численные решения

#### А. Аналитические решения

Существует целый ряд аналитических решений для областей простой геометрической формы, например шельфа, прилегающего к прямой береговой линии, замкнутого бассейна или канала, закрытого с одного конца. Как правило, в таких моделях предполагается, что ветер возникает внезапно и затем дует с постоянной силой. Различные решения такого типа рассмотрены в обзоре [152]. Эти исследования полезны в том смысле, что выявляют существенные эффекты, создаваемые характерными распределениями касательного напряжения ветра.

В некоторых случаях реальные районы можно аппроксимировать простыми геометрическими фигурами, к которым применимы аналитические решения, но надо иметь в виду, что полученные при этом количественные результаты будут лишь отчасти правильными.

Примером исследования с использованием аналитических решений может служить работа Хипса [65], в которой рассматривается штормовой нагон на шельфе постоянной ширины и

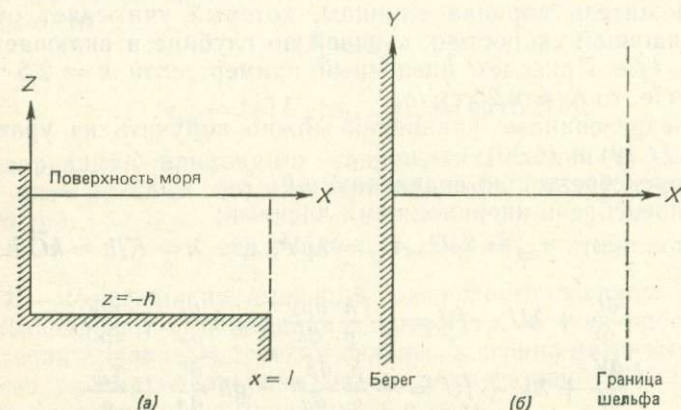


Рис. 4.9. Идеализированное представление шельфа постоянной ширины и глубины, использованное в модели Хипса [65]. (а) Вид в разрезе; (б) вид в плане.

глубины. Предполагается, что шельф ограничен прямой береговой линией с одной стороны и примыкает к бесконечно глубокому океану с другой (рис. 4.9). Было взято поле ветра с движущейся границей и рассмотрены следующие случаи:

- 1) реакция шельфовой зоны на нагонную волну, входящую со стороны океана и определенную условием  $\zeta = f(t)$  при  $x = l$ ;
- 2) генерация нагона на шельфе ветром, начинающим дуть с постоянной силой;
- 3) повышение уровня воды у берега, создаваемое полем ветра с движущейся границей.

Результаты, полученные с помощью модели, использовались для описания нагонов на западном побережье Британских островов. Было показано, что эти нагоны создавались главным образом ветром, связанным с движущимися депрессиями и воздействующим на шельфовую зону к югу от Ирландии. В двух случаях нагоны, которые отмечались в Милфорд-Хейвене (Южный Уэльс), воспроизводились в модели вполне удовлетворительно.

## Б. Численные решения

Для детального изучения нагонов в конкретном районе более подходящими являются численные модели. Район можно представить в виде сетки, состоящей из элементарных ячеек, с границей, которая воспроизводит реальный контур берега. Начиная с 1955 г. для этих целей разрабатывались конечноразностные схемы, а в последнее время начали использоваться методы конечных элементов.

Важным моментом в формулировании численной модели является задание подходящих граничных условий. Берег, как правило, представляют в виде вертикальной стенки; здесь ставится условие равенства нулю нормального переноса  $V_n$ . Таким образом, если угол между осью  $X$  и нормалью к берегу равен  $\alpha$ , как показано на рис. 4.10, это условие можно записать в виде

$$V_n = U \cos \alpha + V \sin \alpha = 0. \quad (4.41)$$

На открытой границе, которой ставится в соответствие прямая линия, отделяющая исследуемую область от открытого океана, можно задать различные условия:

- 1) предположить, что отклонение уровня равно нулю, т. е.  $\zeta = 0$ ;
- 2) принять отклонение уровня, например, исходя из распределения атмосферного давления или предположив, что существует внешний нагон; в этом случае функция  $\zeta(x, y, t)$  считается заданной на границе;

- 3) задать величину нормального переноса, т. е.

$$V_n = U \cos \alpha + V \sin \alpha = F(x, y, t); \quad (4.42)$$

- 4) считать, что нормальная производная переноса на границе равна нулю, т. е.

$$\frac{\partial V_n}{\partial n} = 0;$$

- 5) применить «условие излучения», согласно которому поток энергии, приходящий на границу изнутри рассматриваемой области, распространяется наружу в виде прогрессивной волны без отражения. Это условие можно выразить следующим образом:

$$V_n = \sqrt{gh} \zeta \quad (4.43)$$

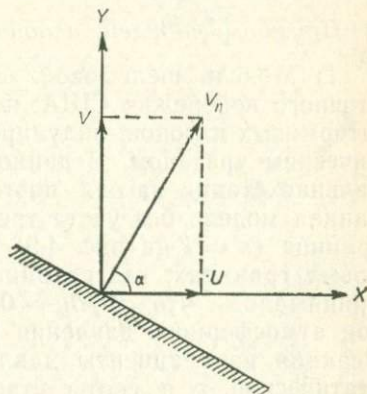


Рис. 4.10. Граничное условие на берегу.

что является частным случаем более общего условия

$$V_n = A\xi,$$

где  $A$  — коэффициент, определяющий условия на входе.

Мы не будем описывать конечноразностные схемы и численные методы решений. Читатель может обратиться к обзору [152] и к оригинальным работам, которые упоминаются ниже.

### *В. Примеры моделей, использующих конечноразностные схемы*

1) Модель шельфовой зоны, соответствующая участку восточного побережья США, использовалась в [84] для изучения штормовых нагонов, индуцированных заходящим на шельф тропическим ураганом. В данном случае автора интересовала начальная стадия нагона, поэтому была использована линейризованная модель без учета трения на дне. На открытой внешней границе ( $x = l$  на рис. 4.9) ставилось условие  $\xi = 0$ , а на боковых границах, где глубина менялась, т. е. поперек шельфа, принималось, что  $\partial V / \partial y = 0$ . Исследовалось влияние градиентов атмосферного давления и касательного напряжения ветра. Реакция на градиенты давления на глубокой воде оказалась статической, т. е. соответствовала эффекту обратного барометра, но в случае шторма, приближающегося со скоростью 13,5 м/с, уровень вблизи берега в три раза превышал статический. Эффект оказывался более значительным, если размеры шторма были меньше размеров шельфа. Скорость перемещения шторма меньше влияла на эффект воздействия ветра. Если учитывалось движение воздуха поперек изобар, рассчитанная величина нагона была значительно больше.

2) Двумерная модель, описанная в [67], была сформулирована с учетом особенностей береговой линии и открытых границ. Эта линейризованная модель в полярных координатах с осреднением по глубине пригодна для анализа больших акваторий, для которых не годится обычная прямоугольная система координат. В указанной работе подробно описаны сама модель, граничные условия и метод решения. Модель использована для описания Северного моря и прилегающих районов шельфа на северо-западе Европы и проверена для трех штормовых нагонов, имевших место между 1956 и 1962 гг. Одна из разностных сеток модели показана на рис. 4.11. Кривые, отражающие рассчитанную зависимость величин нагона от времени в ряде портов, сравнивались с данными регистрации уровня моря; было показано, что результаты расчетов хорошо аппроксимируют реальные значения. Модель позволяет построить карты величин нагона, где изолинии соединяют точки с одинаковыми значениями отклонения уровня в заданный момент времени.

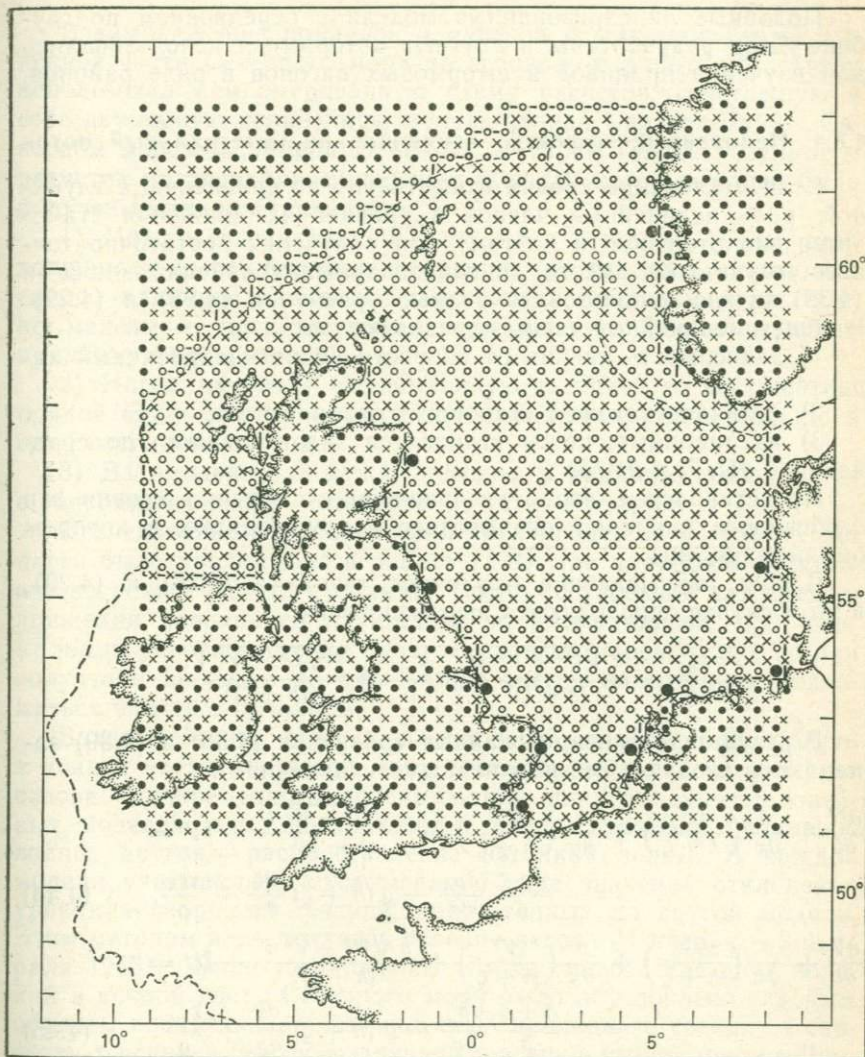


Рис. 4.11. Конечноразностная сетка для модели, описывающей условия в Северном море и северных шельфовых зонах в предположении, что пролив Паде-Кале закрыт [67]. В узлах сетки, изображенных кружками, рассчитывалось изменение уровня, а в узлах, изображенных крестиками, — компоненты скорости течений. Линия — $\circ$ — $\circ$ — обозначает открытую границу, — $\times$ — $\times$ — береговую границу, — — — — изобату 100 мор. саженей (183 м), ● — точки, в которых производились сравнения между рассчитанными значениями уровня и значениями, полученными из наблюдений в ближайшем порту.

Подобные линеаризованные модели с осреднением по глубине были разработаны и другими авторами и использовались для изучения приливов и штормовых нагонов в ряде районов.

#### 4.6.4. Нелинейные эффекты, влияющие на интегральный поток

Если отклонение уровня существенно по сравнению с глубиной, роль нелинейных членов в уравнениях движения становится значительной, и поэтому для получения достаточно точных результатов вместо линеаризованных уравнений (4.38) и (4.39) нужно использовать полные уравнения (4.28) и (4.29). В общем нелинейные члены определяют, что:

1) зависимость трения от скорости носит квадратичный характер;

2) величина нагона  $\zeta$  становится сравнима с  $h$ ;

3) инерционные члены становятся значительными по сравнению с  $\partial U/\partial t$  и  $\partial V/\partial t$ .

Представляется, что с увеличением отклонения уровня эти особенности начинают сказываться в том порядке, в котором они перечислены.

Члены, описывающие придонное трение в (4.28) и (4.29), в этом случае определяются выражениями

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho} = \frac{k \sqrt{U^2 + V^2} U}{(h + \zeta)^2}, \quad \frac{\tau_{by}}{\rho} = \frac{k \sqrt{U^2 + V^2} V}{(h + \zeta)^2}.$$

В результате линеаризованные уравнения (4.38) и (4.39) заменяются следующими нелинейными уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{U^2}{h + \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{UV}{h + \zeta} \right) + \frac{k \sqrt{U^2 + V^2} U}{(h + \zeta)^2} - fV = \\ = - \frac{h + \zeta}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} - g(h + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho}, \end{aligned} \quad (4.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{UV}{h + \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{V^2}{h + \zeta} \right) + \frac{k \sqrt{U^2 + V^2} V}{(h + \zeta)^2} + fU = \\ = - \frac{h + \zeta}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} - g(h + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\tau_{sy}}{\rho}. \end{aligned} \quad (4.45)$$

Уравнение неразрывности не изменяется, так что

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0.$$

В приведенных нелинейных уравнениях  $\zeta$ ,  $U$  и  $V$  обозначают отклонение уровня и составляющие переноса, создаваемые приливами и нагонами, вместе взятыми, так что возможность разделения этих двух явлений отпадает.

Взаимодействие приливов и нагонов в эстуарии Темзы и в южной части Северного моря исследовано в работе [5]. Автор использовал комбинированную схему расчетов, сочетавшую в себе двумерную нелинейную модель залива Саутерн-Байт в Северном море и одномерную модель эстуария Темзы. Результаты расчетов подтвердили следующие выводы, которые ранее были получены эмпирическим путем.

1) Максимальная величина нагона в эстуарии Темзы, приходящаяся на полную воду полусуточного прилива, уменьшается под влиянием взаимодействия между приливом и нагоном, но максимум, приходящийся на повышение уровня во время прилива, увеличивается.

2) Нагон, имеющий максимальную величину до наступления полной воды, трансформируется в два максимума — один до и один после полной воды.

3) Взаимодействие между нагоном и приливом усиливается с расстоянием вверх по течению от устья эстуария.

Исследование взаимодействия двух процессов в этой же области было продолжено в работе [124], где изучалось их влияние на режим работы стенки на Темзе, построенной для предотвращения наводнений в Лондоне во время нагона. При нормальных условиях стенка будет лежать на морском дне, но при получении прогноза об ожидаемом нагоне она должна подниматься вместе с приливом.

Взаимодействие двух процессов в более обширной области в южной части Северного моря рассмотрено в работе [125] на основе одновременного использования двух сходных нелинейных моделей: одна воспроизводит распространение приливной волны, другая — распространение нагонной волны. В каждой модели учитывались возмущения в виде значений отклонения уровня и скоростей течений, рассчитанных по другой модели. Этим методом исследовались условия нагона 31 января — 2 февраля 1953 г. Было установлено, что взаимодействие двух явлений в южной части Северного моря было обусловлено главным образом квадратичной зависимостью придонного трения от скорости течения и быстро развивалось в прибрежной зоне от Лоустофта на юг к эстуарию Темзы, где скорости были велики. Изменения уровня воды в результате этого взаимодействия могут происходить очень быстро и быть локализованы в пространстве. В интервалах времени порядка нескольких суток происходили систематические возмущения приливного режима. Амфидромическая система в заливе Саутерн-Байт смещалась к западу от своего нормального положения, а котидальные линии поворачивались против часовой стрелки. В конце периода нагона система возвращалась к своему нормальному положению.

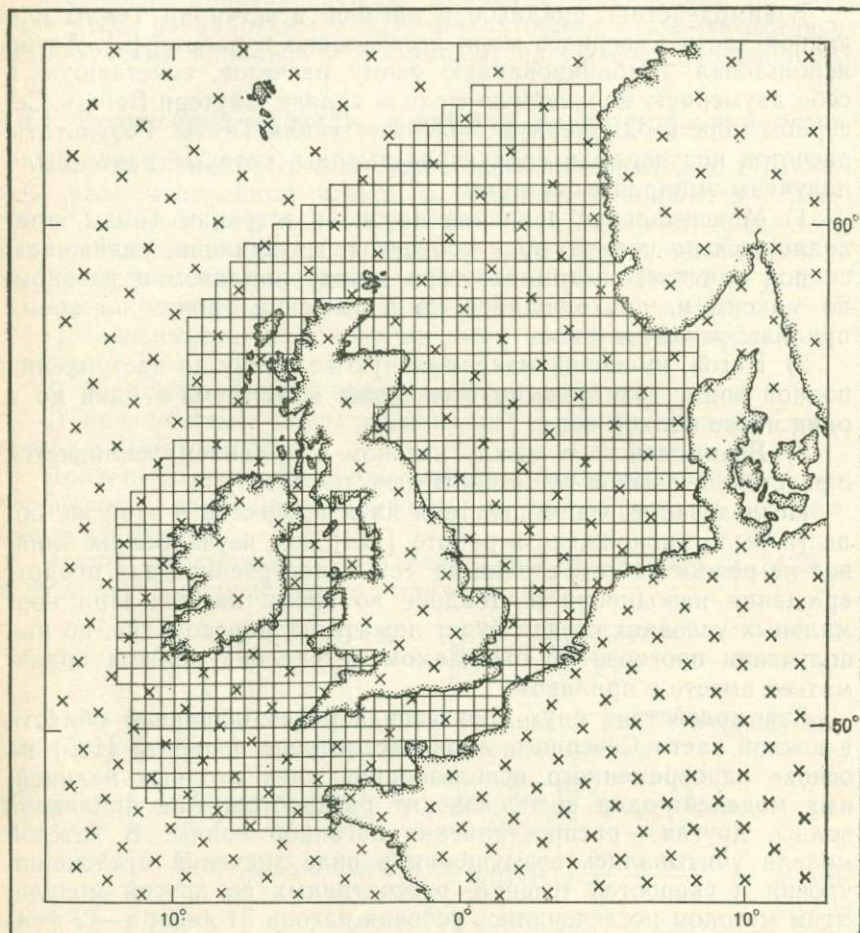


Рис. 4.12. Конечноразностная сетка для модели шельфовых морей и узловые точки (×) десятиуровневой модели атмосферы [49].

Для обеспечения прогноза в реальном времени штормовых нагонов в Северном море была разработана нелинейная модель всего шельфа Северо-Западной Европы, которая использовалась совместно с атмосферной моделью, дающей прогноз погоды [49]. Десятиуровневая модель атмосферы была разработана в Метеорологическом бюро Великобритании для предсказания погоды, и в данном случае она давала распределение атмосферного давления и скорости ветра на поверхности. По этим характеристикам рассчитывались градиент давления и касательное напряжение ветра, которые использовались как вход-

ные параметры в модели нагонов. После проверки схемы расчета путем моделирования уже известных нагонов модель использовали в целях прогноза нагонов в реальном времени для восточного и западного побережий Британских островов в течение зимы 1978—1979 гг. На рис. 4.12 показана разностная сетка модели нагонов с наложенными на нее узловыми точками сетки атмосферной модели, в которых задавались метеорологические данные.

#### 4.6.5. Трехмерные модели

Двумерные модели позволяют определить интегральный перенос воды, но не дают никакой информации об изменениях течений с глубиной. В некоторых случаях знание профиля скорости течения необходимо для того, чтобы определить влияние нагонного течения на какие-либо конструкции или на перемещение донного материала. Если трение на дне существенно, то его невозможно правильно учесть, если не знать придонную скорость, которая может значительно отличаться от скорости течения у поверхности. Для описания эстуария часто используют двумерные модели с осями координат, направленными соответственно вдоль эстуария и по вертикали. В них фигурируют величины, осредненные поперек эстуария, но для исследования открытого побережья необходимо использовать трехмерные модели. К решению этой проблемы можно подойти тремя путями. Первый путь — расширение расчетной сетки на третье измерение. Второй состоит в построении многослойной модели, в которой осреднение уравнений движения проводится по отдельным слоям, а не по всей глубине. Третий путь — представление вертикального профиля скорости в виде суммы мод, выражаемых аналитическими функциями. В общем этот метод требует меньших затрат машинного времени, так как позволяет свести решение трехмерной задачи к решению нескольких двумерных задач, результаты которых затем суммируются.

В работе [3] описана трехслойная модель Гельголандской бухты. В ней учитываются влияние горизонтальной и вертикальной турбулентной вязкости и обнажение песчаных отмелей в малую воду. После проверки модели на способность воспроизводить приливный режим она была использована для моделирования штормового нагона, случившегося 3 января 1976 г. Расчеты показали, что в пиковый момент штормового нагона существовало поверхностное течение в глубь бухты со скоростью, в четыре раза превышавшей скорость нормального приливного течения; этому течению сопутствовало придонное противотечение сравнимой силы из бухты.

Примером третьего подхода может служить линеаризованная трехмерная модель Ирландского моря, описанная в [69]. В ней используется горизонтальная сетка, вычисления проводятся методом конечных разностей. Распределение составляющих скорости  $u$  и  $v$  по вертикали представляется суммой аналитических функций. Решение сводится к отысканию собственных значений и собственных функций дифференциальных уравнений с соответствующими граничными условиями. Эта схема была использована для моделирования нагонов, вызванных двумя сильными штормами в период 10—18 января 1965 г. [71]. Для сравнения с результатами расчетов привлекались записи мареографов и значения средней по глубине скорости течения в сечении Северного пролива и в трех других сечениях, определенные по измерениям индуцированного напряжения в подводных телефонных кабелях. После того как модель была усовершенствована введением в нее касательного напряжения ветра и граничных условий на боковых границах, обнаружилось довольно хорошее согласие между рассчитанными и наблюдаемыми значениями отклонения уровня и средней по глубине скорости течения. Модель позволила выявить некоторые интересные различия между поверхностным и придонным течениями, однако, к сожалению, во время наблюдений не использовались измерители течений, с данными которых можно было бы сравнить результаты расчетов.

#### 4.6.6. Пути совершенствования моделей

Метод конечных разностей для расчета приливов и штормовых нагонов впервые начал использовать в 1948 г. Хансен, и вслед за тем он получил широкое развитие благодаря усилиям различных исследователей. Недостатком прямоугольной сетки с ячейками одинакового размера типа показанной на рис. 4.11 является довольно грубое воспроизведение береговой линии. Как правило, наибольший интерес представляют эффекты штормовых нагонов именно вблизи берега, а также в бухтах и узких заливах, поэтому желательно определять условия у берега более детально. Один из применяемых методов состоит в использовании разных сеток — более мелкой для прибрежной зоны и более крупной для открытой части моря. При этом следует внимательно согласовывать условия в местах стыковки сеток. Другой путь — использование метода конформных отображений, позволяющего превращать область неправильной формы в прямоугольную. Подобный метод описан в [131] применительно к Мексиканскому заливу в окрестности Галвестона для полосы, ограниченной берегом и изобатой 200 м. Вначале площадь покрывалась сеткой ортогональных криволинейных ко-

ординат, которая преобразовывалась в прямоугольную сетку с изменяющимися размерами ячеек. Затем элементарные площадки «вытягивались» и вычисления производились на прямоугольной сетке с однородными ячейками.

Метод конечных элементов удобен тем, что не требует сетки с однородными ячейками, но может использовать покрытие исследуемой области сеткой из треугольных элементов переменных размеров. Он позволяет с достаточной степенью точности аппроксимировать береговую линию с помощью элементов небольшого размера, в то время как для областей вдали от берега используются элементы большего размера. Метод конечных элементов, однако, требует больших затрат машинного времени, так как на каждом шаге по времени приходится рассчитывать обращенную матрицу. В работе [149] описана схема, которая, по всей видимости, объединяет преимущества метода конечных элементов и метода конечных разностей и называется методом конечных разностей на нерегулярной сетке. В ней используется сетка из треугольных элементов, как и в методе конечных элементов, но вычисления ведутся по методу конечных разностей.

Службы прогноза штормовых нагонов в районах, где наводнение может вызвать разрушения, действуют уже многие годы. В обзоре Хипса [66] описаны прогнозы штормовых нагонов на побережьях Великобритании, ФРГ и Нидерландов, в Атлантике и в Нью-Йоркской бухте в США, на озере Эри и на побережье Японии. В большинстве случаев эмпирические методы прогноза нагонов, упоминавшиеся в разд. 4.6.1, использовались в сочетании с прогнозами погоды. В некоторых случаях в качестве дополнения к эмпирическим методам применялись теоретические расчеты, основанные на решениях гидродинамических уравнений. Комбинирование моделей атмосферы и моря для получения численных прогнозов штормовых нагонов на восточном и западном побережьях Великобритании, как это описано в разд. 4.6.4, по-видимому, является первым практическим использованием моделей для этой цели. Работы по совершенствованию подобных систем ведутся в ФРГ, Нидерландах и Бельгии.

## Прибрежный апвеллинг

### 5.1. ВВЕДЕНИЕ: ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АПВЕЛЛИНГА

Под термином *апвеллинг* понимают процесс подъема воды с глубин 100—300 м. Поскольку температура воды в океане, как правило, уменьшается с глубиной, воды, выходящие на поверхность, оказываются холоднее, чем вытесняемые ими собственно поверхностные воды. Очень часто в них содержится больше биогенных веществ (нитратов, фосфатов, силикатов), чем в поверхностных водах, где из-за развития фитопланктона питательных веществ может быть мало. По этой причине районы апвеллинга обычно характеризуются высокой биологической продуктивностью. Увеличение массы фитопланктона может приводить к росту концентрации зоопланктона, что в свою очередь обеспечивает поддержание популяций рыб. По этой причине зоны наиболее интенсивного рыболовства приходится на районы апвеллинга.

Хотя апвеллинг наблюдается и в некоторых районах открытого океана, мы будем рассматривать апвеллинг в шельфовой зоне. Обычно он вызывается ветром, дующим определенным образом, хотя в отдельных районах связь между подъемом вод и локальным ветром не просматривается. В Северном полушарии ветер, который дует вдоль берега, находящегося слева, порождает экмановский перенос, направленный от берега (вправо от направления ветра). Такая же ситуация наблюдается в Южном полушарии, если ветер дует так, что берег остается справа. В обоих случаях условие неразрывности потока требует, чтобы вблизи берега вода поднималась, замещая воду, движущуюся в верхнем слое от берега. Основные стадии этого процесса можно представить следующим образом (иллюстрацией служит рис. 5.1, относящийся к Северному полушарию).

1) Обусловленный ветром экмановский перенос в верхнем слое направлен от берега; из условия неразрывности следует, что вблизи берега происходит подъем глубинной воды. На некоторой глубине вода движется к берегу.

2) Под воздействием ветра уровень моря вблизи берега понижается; в результате возникает наклон поверхности в направлении к берегу. Соответствующее геострофическое течение параллельно берегу. Поскольку уровень должен быть выше справа от течения, геострофическая составляющая потока направлена в ту же сторону, что и ветер.

3) Если вода однородна по плотности, скорость геострофического течения в отсутствие трения не зависит от глубины. Таким образом, пока отсутствует градиент уровня вдоль берега,

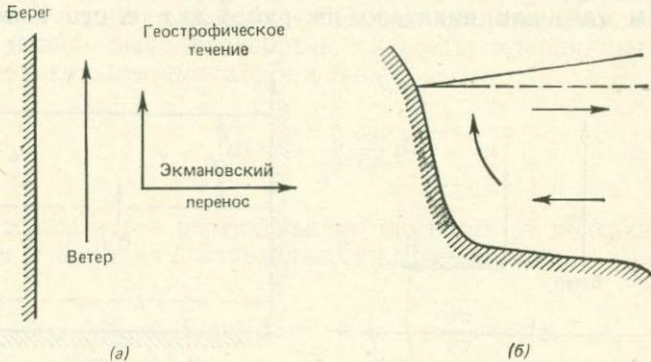


Рис. 5.1. Экмановский перенос и прибрежный апвеллинг. (а) Вид в плане; (б) отклонение уровня

не может быть и перпендикулярного берегу потока на промежуточных глубинах. При этом обратное течение, необходимое для компенсации экмановского переноса в верхнем слое, ограничено придонным экмановским слоем. Однако если имеется наклон уровня вдоль берега (так что уровень повышается в том направлении, куда дует ветер), то всю толщу будет охватывать геострофический поток, направленный к берегу. В результате в верхнем слое экмановский перенос от берега уменьшится, а ниже этого слоя возникнет компенсационный поток к берегу. Придонный экмановский слой, вообще говоря, существует и в этом случае, но он дает лишь некоторый вклад в поток, направленный к берегу.

4) Если вода стратифицирована по плотности, скорость геострофического течения изменяется с глубиной. Поэтому поток, направленный к берегу, может и не достигать дна, и существование придонного экмановского слоя становится необязательным.

Вначале мы рассмотрим простую модель апвеллинга Экмана — Свердрупа, которая послужит основой для описания

наблюдаемых особенностей апвеллинга. Затем обсудим более сложные модели и то, насколько они соответствуют наблюдениям.

## 5.2. МОДЕЛЬ АПВЕЛЛИНГА ЭКМАНА — СВЕРДРУПА

### 5.2.1. Основы теории

Обратимся к случаю, когда в Северном полушарии ветер устойчиво дует вдоль ровного берега справа от него. Оси расположим так, как показано на рис. 5.2, т. е. ось  $Y$  направим

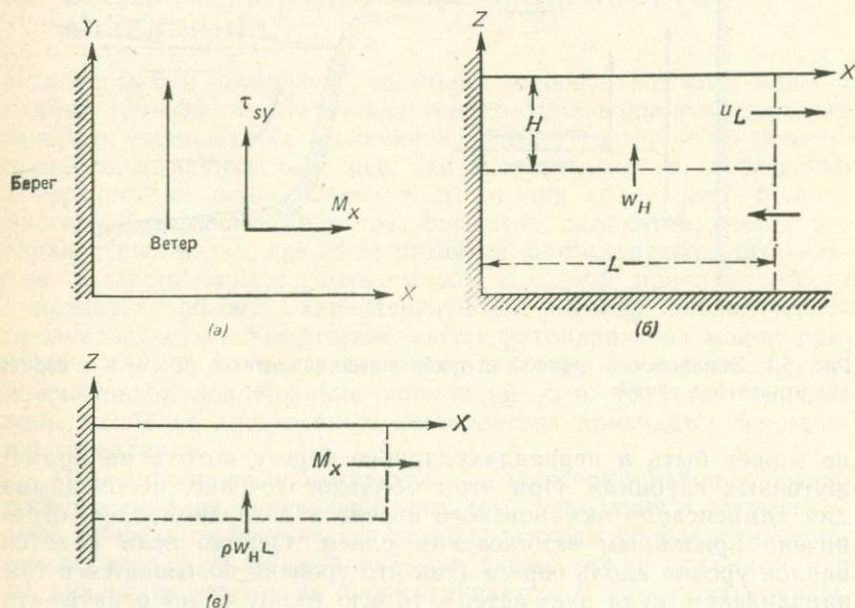


Рис. 5.2. Простая модель апвеллинга: (а) вид в плане; (б) и (в) циркуляция в сечении, перпендикулярном берегу.

вдоль берега, а ось  $X$  — перпендикулярно ему. Обозначим напряжение ветра, дующего в положительном направлении оси  $Y$ , через  $\tau_{sy}$ . Тогда, согласно формуле (4.6), поток массы от берега в верхнем экмановском слое дается выражением

$$M_x \equiv \int_{-D}^0 \rho u dz = \tau_{sy} / f, \quad (5.1)$$

где  $f$  — параметр Кориолиса,  $D$  — толщина экмановского слоя, а ось  $Z$  направлена вверх.

Из уравнения неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

предположив, что вдоль оси, параллельной берегу, все условия однородны, т. е.  $\partial v / \partial y = 0$ , имеем

$$\frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (5.2)$$

На расстоянии  $L$  от берега, как показано на рис. 5.2, б, где  $L$  достаточно велико для того, чтобы непосредственным влиянием берега можно было пренебречь, скорость течения, пересекающего вертикальную плоскость, равна

$$u_L = - \int_0^L \frac{\partial w}{\partial z} dx. \quad (5.3)$$

Поток массы через вертикальную плоскость от поверхности до глубины  $H$  при  $x = L$  определяется выражением

$$M'_x = \int_{-H}^0 \rho u_L dz = - \int_{-H}^0 \int_0^L \rho \frac{\partial w}{\partial z} dx dz. \quad (5.4)$$

Теперь учтем, что

$$\int_{-H}^0 \frac{\partial w}{\partial z} dz = w_0 - w_H,$$

где  $w_0$  и  $w_H$  — значения вертикальной скорости на поверхности и на глубине  $H$  соответственно. Полагая  $w_0 = 0$ , получим

$$M'_x = \int_0^L \rho w_H dx. \quad (5.5)$$

Если  $H \geq D$ , где  $D$  — толщина экмановского слоя, то

$$M'_x = M_x.$$

Чтобы получить приблизительную оценку вертикальной скорости  $w_H$  на нижней границе области апвеллинга, предположим, что  $w_H$  постоянно на интервале от  $x = 0$  до  $x = L$ . Тогда в соответствии с рис. 5.2, в

$$\rho w_H L = M_x = \tau_{sy} / \bar{f}. \quad (5.6)$$

Предположим, что касательное напряжение ветра равно  $0,2 \text{ Н/м}^2$  (скорость ветра около  $10 \text{ м/с}$ ; см. табл. 4.1); тогда на

широте  $\varphi = 30^\circ$ , где  $f = \omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ ,

$$M_x = 2,75 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}.$$

При  $L = 50 \text{ км}$  и  $\rho = 1,025 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$

$$\omega_H = 5,4 \cdot 10^{-5} \text{ м/с} = 4,6 \text{ м/сут.}$$

### 5.2.2. Основные районы апвеллинга

Хотя формирование направленного от берега экмановского переноса — это только первая стадия в развитии апвеллинга, само наличие этого переноса может служить индикатором тех районов океана, где вероятно возникновение апвеллинга, и может указывать на его ожидаемую интенсивность. Используя соотношение (5.1), Вустер и Рид [155] рассчитали  $M_x$ , взяв средние значения касательного напряжения ветра в 5-градусных квадратах, примыкающих к западным берегам материков. Распределение значений  $M_x$  коррелировало с распределением известных районов апвеллинга в Мировом океане. Эти расчеты позволили также предугадать сезонные вариации подъема вод.

Перечислим основные районы прибрежного апвеллинга, где это явление наблюдается сезонно или круглогодично:

Северная часть Атлантического океана	Канарское течение 10—40° с. ш.
Южная часть Атлантического океана	Бенгельское течение 5—30° ю. ш.
Северная часть Тихого океана	Калифорнийское течение 25—45° с. ш.
Южная часть Тихого океана	Перуанское течение 5—45° ю. ш.
Индийский океан	Побережье Сомали и Аравийского полуострова в период юго-западных муссонов

Сезонные вариации апвеллинга связаны с изменениями поля ветров. Например, на северо-востоке Атлантического океана южная граница района прибрежного апвеллинга определяется положением тропического фронта, который зимой располагается в районе 10° с. ш., а летом перемещается к 20° с. ш. [156]. У побережья Сенегала, Гамбии и Мавритании, в полосе 12—20° с. ш., апвеллинг наблюдается с января по май. В интервале 20—25° с. ш. в районе мыса Кап-Блан интенсивный апвеллинг наблюдается в течение всего года. В полосе 25—43° с. ш., включая побережья Марокко и Португалии, прибрежный подъем вод происходит преимущественно в июне—октябре. В других основных районах апвеллинг наиболее отчетливо выражен в ве-

сенние или летние месяцы; исключение составляет южная часть Перуанского течения, где самый сильный апвеллинг наблюдается зимой.

Метод, опирающийся на расчет экмановского переноса, используется также для вычисления суточных и недельных индексов интенсивности апвеллинга. При этом скорость и направление ветра оцениваются по синоптическим картам атмосферного давления у поверхности Земли.

### 5.3. НАБЛЮДЕНИЯ АПВЕЛЛИНГА

#### 5.3.1. Основные особенности

Наблюдения прибрежного апвеллинга включают прежде всего измерения температуры поверхности воды, указывающей на области выхода холодных глубинных вод. Вертикальные профили температуры, солености и содержания биогенных элементов, по которым можно строить распределения указанных характеристик в перпендикулярных берегу сечениях, позволяют выявить наличие апвеллинга и горизонт, с которого поднимаются глубинные воды. Наблюдения за течениями с помощью дрейфующих поплавков, измерителей течений, вывешенных за бортом судна, и буйковых станций дают значения составляющих скорости течения, перпендикулярных и параллельных берегу, на разных горизонтах. Пока еще не существует метода прямого измерения вертикальной скорости воды. Ее приходится определять по изменению во времени глубин залегания изопикн или рассчитывать по известным значениям горизонтальных скоростей с учетом условия неразрывности. Хороший обзор этих вопросов дан в работе [140].

Апвеллинг, наблюдаемый в разных районах, имеет как сходные черты, так и существенные различия. Рис. 5.3 иллюстрирует основные особенности апвеллинга в районе Бенгельского течения у юго-западного побережья Африки. Рисунок основан на схеме, приведенной в работе [63]. Отметим следующие черты явления подъема вод в этом районе:

- 1) Экмановский перенос в верхнем слое направлен от берега (влево от направления ветра), так как указанный район находится в Южном полушарии.
- 2) Подъем вод происходит вблизи берега, а также над краем шельфа.
- 3) Изотермы и изопикны поднимаются в направлении к берегу.
- 4) Поднявшаяся глубинная вода движется от берега в прибрежной зоне и вновь погружается над внешней частью шельфа.

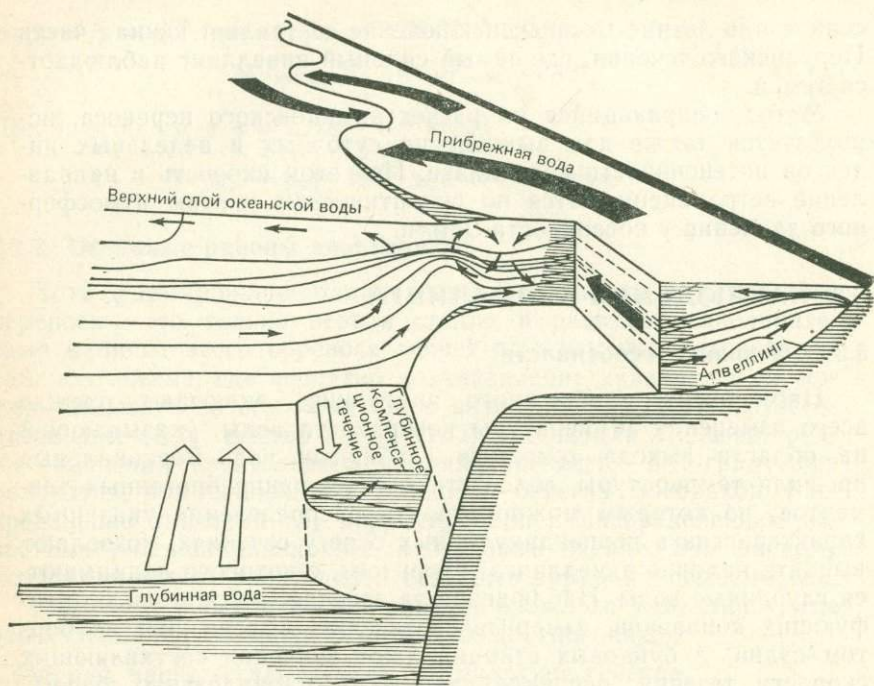


Рис. 5.3. Схема циркуляции во время апвеллинга в Бенгельском течении; многие показанные на рисунке особенности встречаются и в других районах апвеллинга [63].

5) Там, где происходит опускание поднявшихся глубинных вод, между прибрежными водами и поверхностными водами открытого океана образуется фронтальная зона. Фронт волнообразно искривлен; это указывает на то, что в области между прибрежными водами и поверхностными водами открытого океана присутствуют вихри.

6) Над шельфом существует параллельный берегу северный (направленный к экватору) поток.

7) Над верхней частью континентального склона наблюдается южное (направленное к полюсу) глубинное противотечение.

8) Существенны вдольбереговые вариации апвеллинга: иначе говоря, апвеллинг может иметь и неоднородную структуру вдоль всего берега.

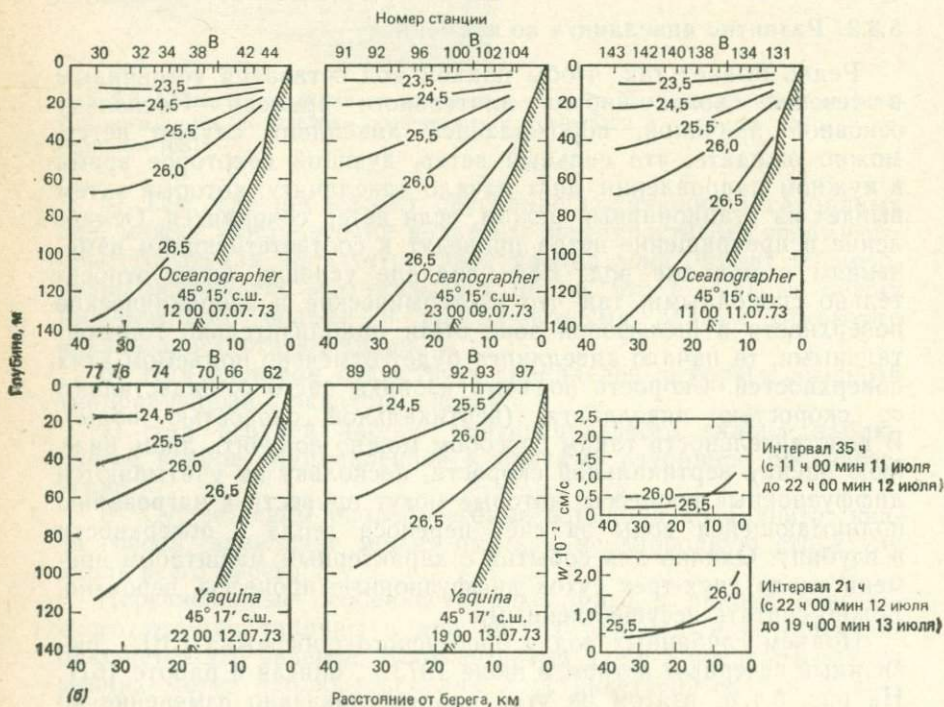
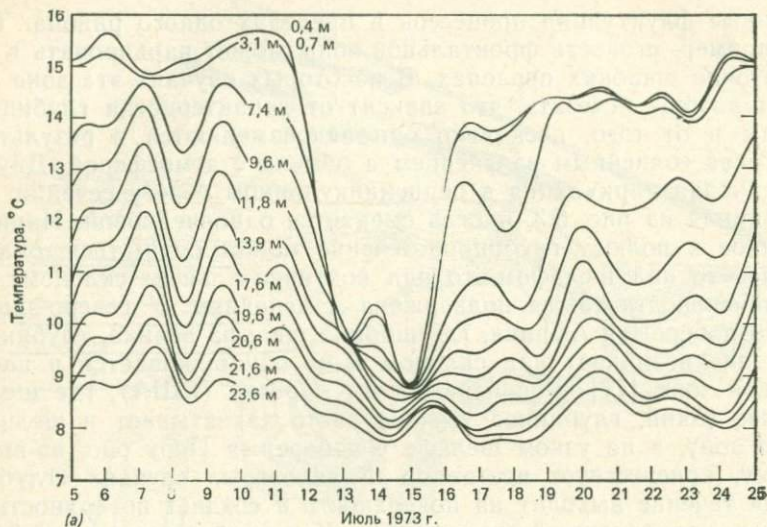
Перечисленные особенности апвеллинга в районе Бенгельского течения типичны и для других районов, в которых наблюдается это явление. В то же время даже в пределах одного района могут наблюдаться как пространственные, так и вре-

менные флуктуации процессов в пределах одного района. Так, например, резкость фронтальной зоны может варьировать в достаточно широких пределах. В некоторых случаях эта зона может вообще исчезать, что зависит от характеристик глубинной воды и от того, насколько они видоизменяются в результате нагрева солнечным излучением и обмена с атмосферой. Двухъячейковая циркуляция в перпендикулярном берегу сечения, показанная на рис. 5.3, иногда сменяется однойячейковой. Направленное к полюсу глубинное течение может смещаться, оказываясь то над шельфом, то над континентальным склоном; его интенсивность также подвержена изменениям. У северо-западного побережья Африки, где ширина шельфа велика, глубинное течение возникает над склоном и не обнаруживается в шельфовой зоне [77]. У побережья шт. Орегон (США), где шельф более узкий, глубинное течение часто захватывает и шельфовую зону, а на узком шельфе у побережья Перу оно, по-видимому, присутствует постоянно. В некоторых случаях «глубинное» течение выходит на поверхность и создает поверхностный поток, направленный против ветра. Как отмечается в разд. 5.3.4, такое явление часто происходит у берегов Перу.

### 5.3.2. Развитие апвеллинга во времени

Редко бывает так, чтобы подъем вод оставался устойчивым в течение сколько-нибудь длительного времени. Поскольку основной причиной, порождающей апвеллинг, служит ветер, можно ожидать, что сильный ветер, дующий некоторое время в нужном направлении, даст начало апвеллингу, который затем выйдет на стационарный режим, если ветер сохранится. Ослабление и прекращение ветра приведут к соответствующим изменениям в подъеме вод. Если вначале условия были относительно спокойными, так что изотермические и изопикнические поверхности в шельфовой зоне были приблизительно горизонтальными, то начало апвеллинга будет отмечено подъемом этих поверхностей. Скорость подъема изопики часто отождествляют со скоростью апвеллинга (вертикальной скоростью воды). В действительности таким способом можно получить лишь нижнюю оценку вертикальной скорости, поскольку не учитываются диффузионные процессы, которые могут привести к нагреванию поднимающейся воды за счет переноса тепла с поверхности в глубину. Однако для событий с характерным масштабом времени около двух-трех суток диффузионные процессы, вероятно, можно считать несущественными.

Подъем глубинных вод у орегонского побережья США, вызванный северным ветром в июле 1973 г., описан в работе [61]. На рис. 5.4, *a*, взятом из этой работы, показано изменение во



времени температуры воды на отдельных горизонтах (от поверхности до глубины 23,6 м), измеренной на станции в шельфовой зоне. До 11 июля температура воды составляла на поверхности 15,5°C, уменьшаясь до 9°C на глубине 23 м. В период между 11 и 13 июля температура на поверхности упала примерно на 6° (до 9,5°C), а на глубине 23 м — на 1° (до 8°C). Температура воды во всем верхнем слое оставалась низкой вплоть до 15 июля, а затем в течение двух дней быстро возросла. Пространственная структура апвеллинга показана на рис. 5.4, б, где приведено распределение условной плотности  $\sigma_t$  в вертикальных сечениях поперек шельфа. На первых трех схемах изопикны вблизи поверхности (например, изопикна  $\sigma_t = 24,5$ ) остаются приблизительно горизонтальными. На последних двух разрезах, 12 и 13 июля, изопикны  $\sigma_t = 24,5$ ; 25,5 и 26,0 выходят на поверхность. Вертикальные скорости на изопикнических поверхностях  $\sigma_t = 25,5$  и 26,0, как показано на дополнительных схемах, вблизи берега достигают значений  $(1-2) \cdot 10^{-2}$  см/с.

Явление прибрежного подъема глубинных вод состоит из ряда событий такого типа, которые удалось зафиксировать при наблюдениях в различных районах океана. Бартон и др. [7] обнаружили, что на северо-западном побережье Африки начало и развитие апвеллинга характеризуются довольно сложной совокупностью процессов. Вначале глубинные воды выходят на поверхность над внутренней частью шельфа, но через несколько дней центр области подъема вод перемещается к краю шельфа. Развитие апвеллинга продолжается, если ветер не меняется; ослабление ветра приводит к постепенному возвращению к нормальным условиям.

### 5.3.3. Пространственные вариации

Пример пространственной изменчивости апвеллинга в пределах более значительной площади иллюстрируется рис. 5.5. На нем показано распределение температуры поверхности воды у

←

Рис. 5.4. Изменения физических условий во время прибрежного апвеллинга у орегонского побережья в июле 1973 г. [61]. (а) Последовательные измерения температуры на ряде горизонтов на станции В 5—25 июля. Отметим понижение температуры во всем верхнем слое в период с 11 по 16 июля. (б) Ряд нормальных к берегу разрезов, демонстрирующих изменение условной плотности  $\sigma_t$  в процессе подъема вод. Отмечено положение станции В. На двух схемах справа внизу показана вертикальная скорость двух изопикнических поверхностей, рассчитанная по данным наблюдений для двух отрезков времени.

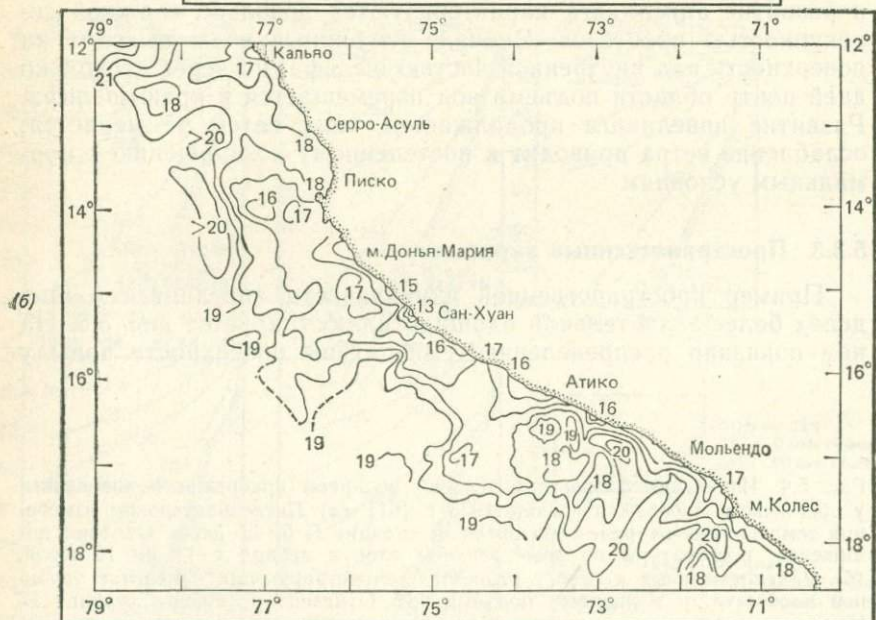
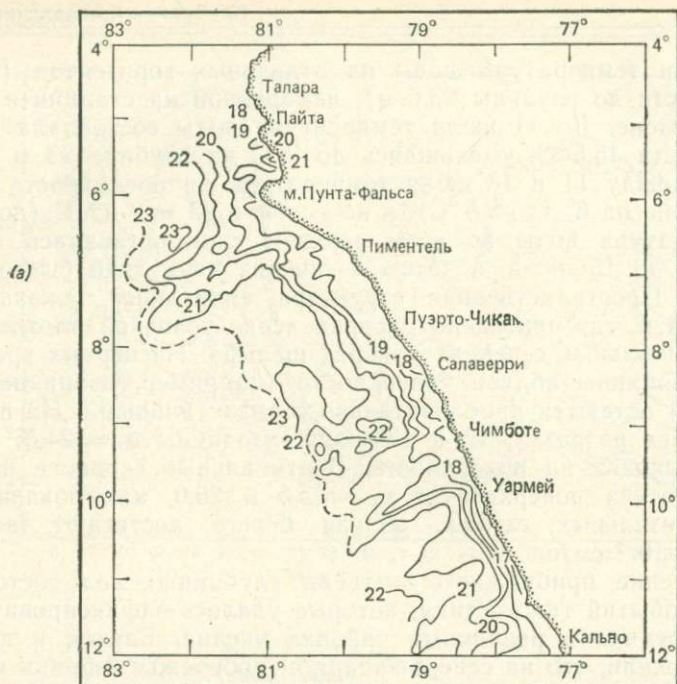


Рис. 5.5. Синоптическая карта температур поверхности моря у побережья Перу, построенная по данным съемки в 29-м рейсе судна «Эврика», для 28—30 мая 1974 г.: (а) северная часть, (б) южная часть [152].

побережья Перу между 5 и 18° ю.ш., полученное по данным квазисиноптической съемки, которая была проведена флотилией рыболовных судов в период 28—30 мая 1974 г. (данные взяты из работы [159]). Область подъема вод у берега обнаруживается по более низким — в сравнении с водами открытого океана — значениям температуры, но и в самой прибрежной зоне температура существенно меняется как вдоль берега, так и перпендикулярно ему. На карте заметны шесть крупных «языков» холодной воды, простирающихся к западу от Пиментеля, Чимботе — Уармея, Кальяо, Писко, Сан-Хуана и Атико, которые указывают на адвекцию в направлении от берега холодной воды из относительно небольших по размеру областей более интенсивного апвеллинга. Длина этих «языков» 130—230 км. Между ними располагаются зоны более теплой воды. На карте «языки» проявляются в виде искривления изотерм и меандров. Наблюдаются также пятна теплой и холодной воды диаметром от 20 до 50 км, которые, как видно из рис. 5.5, б, располагаются главным образом к югу от 12° ю.ш. Вдольбереговые вариации апвеллинга могут быть связаны, по крайней мере частично, с неоднородностями поля ветра. Причиной локального усиления ветра могут быть глубокие ущелья, которые рассекают горный кряж и тянутся параллельно берегу.

Языки холодной воды, вытянутые от берега и иногда перемежающиеся с языками теплой воды, двигающейся к берегу, наблюдались также и в других районах апвеллинга. На рис. 5.6 показано распределение температуры поверхности воды вблизи Кейптауна (ЮАР) в районе Бенгельского течения [4]. Карта построена по данным съемки, выполненной с помощью термографов в период с 20 по 28 января 1968 г. Меандрирующий фронт, отделяющий холодную, поднявшуюся с глубины воду от более теплой поверхностной воды открытого океана, простирается по меньшей мере на 180 км к северо-западу от мыса Доброй Надежды. По сравнению с другими районами апвеллинга температурные различия между двумя водными массами здесь необычайно велики. Вблизи берега встречается вода с температурой 10—14°C, в то время как на стороне фронта, обращенной к океану, температура превышает 20°C. На основе этой съемки 5—10 февраля 1968 г. с помощью батитермографа выполнялись повторные разрезы температуры до глубины 200 м вдоль линии АВ, показанной на рис. 5.6. Были обнаружены значительные изменения в распределении температуры поверхности, происходившие в течение нескольких часов после смены направления ветра. Внутри фронтальной зоны были замечены структуры меньшего масштаба, названные «ячейками перемешивания», которые имели в диаметре от 3 до 10 км и охваты-

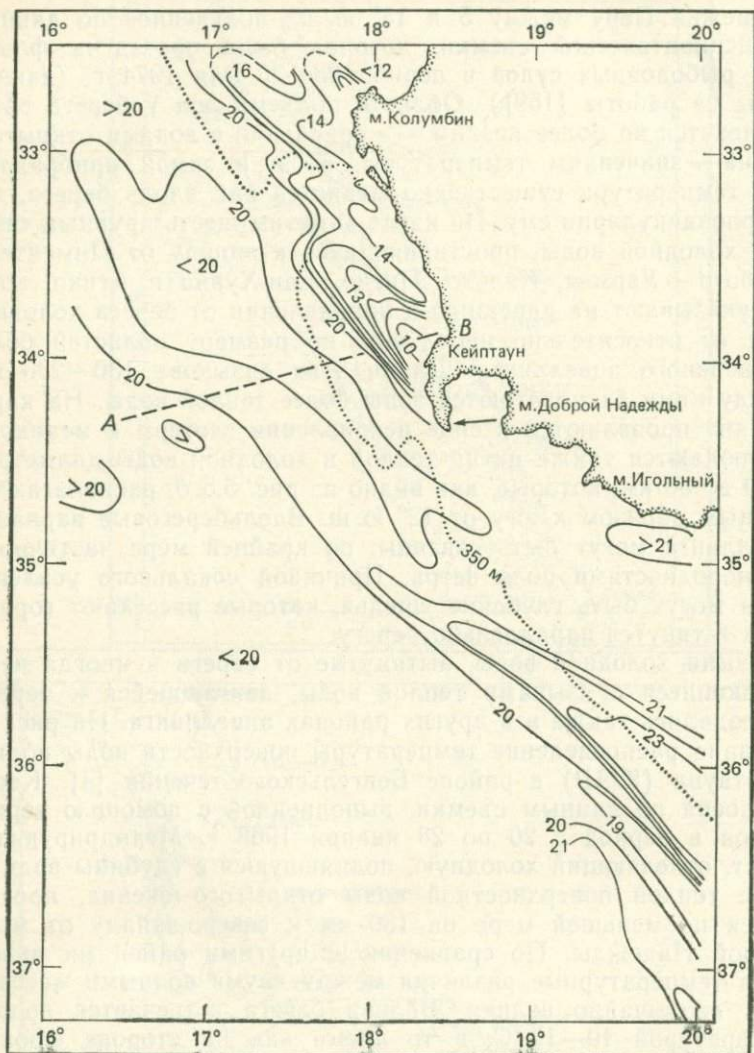


Рис. 5.6. Температуры поверхности моря в районе Кейптауна 20—28 января 1968 г. по данным измерений с помощью буксируемых термографов [4].

вали толщу воды в 5—20 м. Высказывалось предположение, что эти структуры играют важную роль в массообмене через фронт.

Часто наблюдается вдольбереговая изменчивость апвеллинга с большим пространственным масштабом — от десятков до сотен километров. В некоторых случаях она связана с морфологическими особенностями береговой линии, причем более интенсивный апвеллинг возникает чаще на подветренной стороне мыса. Однако теоретические расчеты, которые будут рассматриваться ниже, показывают, что более вероятными причинами такой изменчивости являются особенности рельефа дна, например перпендикулярные берегу подводные хребты и каньоны. В других случаях вдольбереговая изменчивость апвеллинга, по-видимому, связана не с рельефом дна, а обусловлена тем, что процесс подъема вод распространяется вдоль берега в виде шельфовой волны.

### 5.3.4. Сравнение районов апвеллинга

Наиболее подробно исследованы такие районы апвеллинга, как орегонское побережье США, северо-западное побережье Африки и побережье Перу. В каждом из перечисленных районов основной причиной апвеллинга является благоприятный местный ветер, но определенную роль играют также топография шельфа и стратификация вод. На северо-западе Африки шельф довольно широкий и мелководный и сразу переходит в крутой континентальный склон. Орегонский шельф уже, и его наклон изменяется более плавно. На перуанском побережье узкий шельф граничит с крутым континентальным склоном. Как показывает вертикальное распределение плотности, стратификация вод у северо-западного побережья Африки и у побережья Перу более слабая, чем у орегонского побережья. Наблюдения, проведенные в разное время года в этих районах, указывают на существование значительной изменчивости в характере апвеллинга, поэтому говорить о различиях между упомянутыми районами довольно трудно. В целом явления подъема вод у орегонского побережья и у северо-западного побережья Африки имеют много общего, хотя в некоторых отношениях и отличаются друг от друга [79].

Что касается Перуанского апвеллинга, то он стоит особняком. Здесь вода поднимается с глубины около 70 м, в то время как в двух упоминавшихся выше районах апвеллинг зачастую берет начало на двухсотметровой глубине. На перуанском побережье ветер более устойчив, и как следствие апвеллинг здесь не удается разделить на отдельные стадии. Другое отличие состоит в том, что у побережья Перу среднее течение на поверх-

ности часто направлено против ветра, вызывающего подъем вод. Наблюдения в мае — сентябре 1976 г. [21] показали, что в указанный шестимесячный период в полосе от 12 до 16° ю. ш. течение было направлено преимущественно на юг, хотя при этом дул северный ветер и наблюдался ярко выраженный подъем прибрежных вод. В начальный период флукутации вдольберегового течения были слабо коррелированы с флукутациями ветра, но позднее, когда средняя скорость ветра стала постепенно возрастать, их связь усилилась.

Еще одной особенностью перуанского побережья, особенно его северной части, являются значительные межгодовые вариации апвеллинга, связанные с явлением Эль-Ниньо. Как правило, в период с января по март с севера в прибрежную область вторгаются теплые и бедные биогенными элементами экваториальные воды, которые оттесняют холодное Перуанское течение. Обычно эта теплая вода распространяется лишь на несколько градусов южнее экватора, но в отдельные годы она может продвигаться гораздо дальше — вплоть до 12° ю. ш., что приводит к катастрофическим последствиям. В отсутствие холодной воды, богатой биогенными элементами, биологическая продуктивность района сильно снижается, и вместе с этим резко снижается вылов перуанского анчоуса. Происходят и климатические изменения: например, в прибрежной полосе, для которой характерен засушливый климат, выпадают обильные дожди. Из наблюдений можно заключить, что изменение свойств поверхностных вод вблизи берега не обязательно связано с прекращением подъема глубинных вод, а скорее обусловлено изменением источника глубинной воды в результате продвижения на юг экваториальных вод. Явление Эль-Ниньо было предметом ряда исследований, из результатов которых следует, что, вероятнее всего, оно представляет собой не локальное явление, а связано с крупномасштабными флукутациями поля ветра и системы течений во всей экваториальной области Тихого океана.

Хотя апвеллинг обычно вызывается локальным ветром, существуют районы, к которым это объяснение отнести нельзя. В Гвинейском заливе, у побережий Нигерии, Ганы и Кот-д'Ивуара апвеллинг — сезонное явление, наблюдаемое в июле — сентябре. Оно сопровождается понижением температуры воды и значительным возрастанием биологической продуктивности. В течение остальных девяти месяцев в году верхний теплый перемешанный слой толщиной 30—40 м отделен от нижележащих холодных вод резким термоклином. С началом апвеллинга термоклин поднимается и на поверхность выходит холодная, богатая питательными веществами вода, находящаяся

обычно на глубине 60—100 м. Здесь не обнаруживается связи между апвеллингом и какими-либо изменениями ветра. Понижение температуры в порту Tema в Гане летом 1974 г. сопровождалось понижением уровня моря. Это навело на мысль, что апвеллинг был вызван какой-то длинной волной, распространяющейся с запада из экваториальной области Атлантического океана [76].

Большинство наблюдений, о которых шла речь в этой главе, были ориентированы на физические процессы, определяющие подъем глубинной воды к поверхности. После того как вода достигает верхнего слоя, ее температура может изменяться под действием потока тепла через поверхность, а соленость — в результате испарения и выпадения осадков. Эти изменения можно обнаружить, сравнивая два типа соотношений между температурой и соленостью (т. е.  $T, S$ -диаграммы) воды, поднявшейся к поверхности, и воды, которая служит ее источником. Концентрация биогенных веществ, таких как нитраты, фосфаты и силикаты, изменяется с ростом фитопланктона в эвфотической зоне, а также за счет регенерационных процессов в более глубоких слоях. Эти процессы оказывают огромное влияние на биологическую продуктивность и в значительной мере определяют величину запасов рыбы. Ряд статей, в которых рассмотрены различные аспекты этой проблемы, опубликован в книге [12].

## 5.4. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АПВЕЛЛИНГА

### 5.4.1. Однородный океан

Если вода не стратифицирована (и, значит, при апвеллинге на поверхность выходят воды со свойствами, не отличающимися от свойств воды в невозмущенных условиях), то явление подъема вод не представляет практического интереса. Однако при изучении апвеллинга оказалось полезным проанализировать модели, в которых плотность воды принимается постоянной, так как на движение воды основное влияние часто оказывают касательное напряжение ветра и наклон уровня. Выше рассматривалась модель Экмана — Свердруп, в которой внутреннее трение в воде в явном виде не учитывалось. Следующим шагом будет учет сил трения в уравнениях движения.

Выберем оси, как показано на рис. 5.2, и запишем уравнения стационарного движения с учетом постоянных коэффициентов турбулентной вязкости ( $N_h$  в горизонтальном направлении и  $N_v$  в вертикальном), предполагая также, что составляющая

скорости  $v$  постоянна вдоль оси  $Y$ :

$$-fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + N_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + N_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (5.7)$$

$$fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + N_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + N_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (5.9)$$

В уравнениях (5.7) и (5.8)  $\zeta$  обозначает отклонение уровня. Определим два масштаба длины,  $D_h$  и  $D_v$ :

$$D_h = \sqrt{\frac{N_h}{f}}, \quad D_v = \sqrt{\frac{N_v}{f}}, \quad (5.10)$$

где  $D_v$  соответствует глубине экмановского слоя, а  $D_h$  — аналогичная горизонтальная длина перемешивания.

Хидака [74] получил аналитическое решение для модели, описываемой уравнениями (5.7) — (5.9), но с дополнительным условием, что поверхность воды не имеет наклона, параллельного берегу (при этом в уравнении (5.8) член  $-g\partial\zeta/\partial y$  оказывается равным нулю). Хидака предположил также, что океан бесконечно глубок, а касательное напряжение ветра постоянно в прибрежной полосе до расстояния  $2\pi D_h$  от берега. Наиболее существенные особенности полученного решения таковы:

а) Перенос воды от берега сосредоточен в верхнем слое толщиной  $D_v$ .

б) Подъем вод ограничен прибрежной зоной шириной  $D_h$ .

в) Отношение вертикальной скорости к горизонтальной равно отношению  $D_v$  к  $D_h$ , т. е.

$$w/u = D_v/D_h = \sqrt{N_v/N_h}. \quad (5.11)$$

Если принять  $N_v/N_h \sim 10^{-6}$ , что близко к реальным значениям, и положить  $u \sim 1$  см/с, то  $w \sim 10^{-3}$  см/с. В этом случае  $D_h/D_v \sim 10^3$ , так что если  $D_v \sim 20$  м, то  $D_h \sim 20$  км.

Более полный анализ стационарного движения в однородном океане был выполнен Гарвином [55], который сохранил в уравнениях член  $\partial\zeta/\partial y$  и рассмотрел случай однородного океана, глубина которого  $H$  велика по сравнению с  $D_v$ . Наличие в уравнении члена  $\partial\zeta/\partial y$  приводит к следующим отличиям решения Гарвина по сравнению с решением Хидаки:

а) Направленный к берегу перенос воды ниже экмановского слоя может быть равномерно распределен по глубине, и существование придонного экмановского слоя при этом становится необязательным. Вне узкого прибрежного пограничного слоя члены, описывающие трение в правой части уравнения (5.8), пренебрежимо малы, так что выполняется условие гео-

строфичности

$$fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \quad (5.12)$$

б) За пределами прибрежного пограничного слоя полный перенос воды от берега через любую вертикальную плоскость, параллельную берегу, равен нулю, так что

$$\int_{-H}^0 \rho u \, dz = 0. \quad (5.13)$$

В верхнем слое направленный от берега экмановский перенос равен  $M_x = \tau_{sy}/f$ , в то время как суммарный по глубине перенос, обусловленный геострофическим течением, определяется из уравнения (5.12) как

$$- \int_{-H}^0 \rho \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \, dz = - \frac{\rho g H}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y}.$$

Подставив эти величины в (5.13), получим формулу для градиента уровня:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{\tau_{sy}}{\rho g H}. \quad (5.14)$$

в) Дальнейший анализ показал, что при условиях, принятых Гарвином,

$$\int_{-H}^0 v \, dz = 0. \quad (5.15)$$

Это означает, что ниже поверхностного течения, параллельного берегу и направленного по ветру, должно существовать компенсационное глубинное течение противоположного направления.

Примем величину касательного напряжения ветра равной  $\tau_{sy} = 0,2 \text{ Н/м}^2$ , как и в предыдущем примере, а глубину воды  $H = 100 \text{ м}$ ; кроме того,  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$  и  $\rho = 1,025 \text{ кг/м}^3$ . Тогда из соотношения (5.14) найдем, что наклон уровня вдоль берега равен приблизительно  $2 \cdot 10^{-7}$ ; иначе говоря, изменение уровня составляет 2 см на 100 км. На широте  $30^\circ$   $f = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  и, как следует из уравнения (5.12), однородный по глубине перенос в направлении берега соответствует скорости  $u = 2,7 \text{ см/с}$ . Если экмановский перенос от берега ограничен верхним 20-м слоем, то средняя скорость потока от берега должна составлять около 11 см/с.

В более поздней работе Гарвин учел изменение глубины океана с расстоянием от берега.

## 5.4.2. Двухслойные модели

Самый простой путь учесть изменение плотности с глубиной, свойственное всякому реальному району апвеллинга, — это рассмотреть двухслойную модель, в которой каждый слой однороден по плотности. Такого рода модели играют важную роль в разработке теории апвеллинга, особенно в изучении переходных процессов на ранней стадии развития апвеллинга.

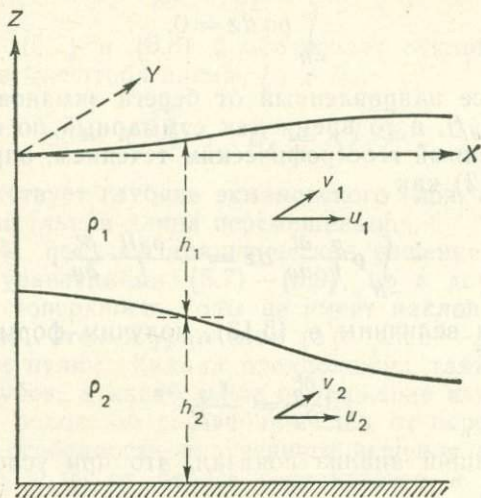


Рис. 5.7. Двухслойная модель апвеллинга

Уравнения сохранения количества движения и неразрывности записываются для каждого слоя отдельно, при этом учитывается вертикальное движение границы раздела между слоями. В общем случае в модель можно включить и напряжение сдвига на границе раздела. Обычно ставятся условия на вертикальной плоскости, перпендикулярной ровной береговой линии, которая вытянута с севера на юг. Предполагается также, что скорость не зависит от координаты  $y$  (ось  $Y$  параллельна берегу), но наклон уровня вдоль берега учитывается. Общий анализ поставленной таким образом задачи был выполнен Йошидой [158], который получил решения и для переходного, и для стационарного состояния.

В качестве примера двухслойной модели мы рассмотрим квазистационарное решение, справедливое в интервале времени около суток, когда смещение границы раздела мало. Рассмотрим вертикальный разрез, перпендикулярный берегу, над ровным широким шельфом (рис. 5.7). Плотность воды в верхнем и нижнем слоях обозначим соответственно  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , толщины слоев

$h_1$  и  $h_2$  являются функциями координаты  $x$  (ось  $X$  направлена от берега). Компоненты скорости в двух слоях равны  $u_1$ ,  $v_1$  и  $u_2$ ,  $v_2$ .

Уравнения сохранения количества движения для верхнего слоя записываются в следующем виде:

$$f v_1 = g \frac{\partial}{\partial x} (h_1 + h_2), \quad (5.16)$$

$$f u_1 = -g \frac{\partial}{\partial y} (h_1 + h_2) + \frac{\tau_{sy}}{\rho_1 h_1} + N_h \frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2}, \quad (5.17)$$

а для нижнего слоя

$$f v_2 = g \frac{\partial}{\partial x} (h_1 + h_2) - g' \frac{\partial h_1}{\partial x}, \quad (5.18)$$

$$f u_2 = -g \frac{\partial}{\partial y} (h_1 + h_2) + N_h \frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2}, \quad (5.19)$$

где

$$g' = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} g, \quad (5.20)$$

$\tau_{sy}$  — касательное напряжение ветра на поверхности воды, а  $N_h$  — коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости.

Члены, описывающие горизонтальные сдвиговые напряжения, существенны только в пределах расстояния от берега, определяемого соотношением

$$D_h = \sqrt{\frac{N_h v_1}{f u_1}}, \quad (5.21)$$

где  $v_1$  находится из уравнения (5.16), а  $u_1$  — по величине экмановского переноса. Если взять типичные численные значения входящих в это выражение величин, то  $D_h$  окажется равным около 5 км.

На большем удалении от берега уравнения (5.17) и (5.19) преобразуются в следующие уравнения для направленного от берега переноса в двух слоях:

$$\rho_1 u_1 h_1 = \frac{\tau_{sy}}{f} - \frac{\rho_1 g h_1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (h_1 + h_2), \quad (5.22)$$

$$\rho_2 u_2 h_2 = - \frac{\rho_2 g h_2}{f} \frac{\partial}{\partial y} (h_1 + h_2). \quad (5.23)$$

Из уравнения (5.22) следует, что экмановский перенос от берега уменьшен вследствие того, что существует градиент уровня вдоль берега. Уравнение (5.23) описывает поток, направленный к берегу в нижнем слое и находящийся в равновесии с градиентом уровня вдоль берега. Небольшой градиент давления вдоль берега (соответствующий наклону порядка нескольких сантиметров на 1000 км) играет, по-видимому, важную роль в динамике прибрежного подъема вод.

Если рассмотреть завихренность потока во всей области апвеллинга, то можно показать, что в верхнем слое устанавливается прибрежное течение, направленное по ветру, а в нижнем слое — противотечение обратного направления. Если суммарная завихренность касательного напряжения ветра над областью апвеллинга равна нулю, то, как можно показать, равен нулю и суммарный перенос вдоль берега, так что

$$v_1 h_1 + v_2 h_2 = 0. \quad (5.24)$$

Из уравнений (5.16), (5.18) и (5.24) следует, что

$$v_1 = \frac{g'}{f} \frac{h_2}{h_1 + h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x}, \quad (5.25)$$

$$v_2 = - \frac{g'}{f} \frac{h_1}{h_1 + h_2} \frac{\partial h_1}{\partial x}. \quad (5.26)$$

В двухслойной модели прибрежного апвеллинга появляется несколько характерных масштабов. Приведем их, не вдаваясь в детали решений. Подходящий масштаб для ширины зоны апвеллинга — это бароклинный радиус деформации Россби, который в двухслойной модели определяется выражением

$$\lambda = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{g' H_1 H_2}{H_1 + H_2}}, \quad (5.27)$$

где  $g'$  дается формулой (5.20), а  $H_1$  и  $H_2$  — это невозмущенные толщины двух слоев ( $H_1 + H_2$  равно полной глубине океана). Характерное время, за которое граница раздела слоев (первоначально горизонтальная) выходит на поверхность, равно

$$T = \rho_1 H_1 \lambda f / \tau_y \quad (5.28)$$

Типичное значение вертикальной скорости определяется соотношением

$$\omega = \frac{\tau_{sy}}{\rho_1 \lambda f}. \quad (5.29)$$

Чтобы получить численные оценки этих параметров, положим  $\tau_{sy} = 0,1 \text{ Н/м}^2$ ,  $H_1 = 50 \text{ м}$ ,  $H_2 = 150 \text{ м}$ ,  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ ,  $\rho_1 = 1,025 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho_2 = 1,026 \text{ кг/м}^3$ . Тогда на широте  $30^\circ$  ( $f = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ )  $g' = 9,55 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$ , а бароклинный радиус деформации  $\lambda$ , определенный из (5.27), равен 8,2 км. Согласно (5.28), характерное время подъема к поверхности границы раздела, которая вначале находится на глубине 50 м, составляет 85 ч, т. е. примерно 3,5 сут. Типичная вертикальная скорость на этой начальной стадии, когда граница раздела движется вверх, определяется формулой (5.29):  $\omega = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ см/с}$ .

Если толщина верхнего слоя мала по сравнению с толщиной нижнего ( $H_1 \ll H_2$ ), то, как следует из (5.27),

$$\lambda \approx \frac{1}{f} \sqrt{g' H_1}. \quad (5.30)$$

Положив  $f$  и  $g'$  такими же, как и в предыдущем примере, а  $H_1 = 50$  м, найдем, что бароклинный радиус деформации равен примерно 9,5 км. Соответствующая вертикальная скорость, определяемая (5.29) при  $\tau_{sy} = 0,1$  Н/м<sup>2</sup>, равна приблизительно  $1,4 \cdot 10^{-2}$  см/с.

### 5.4.3. Модели с непрерывной стратификацией

В качестве следующего шага в разработке теории апвеллинга рассмотрим случай, когда плотность меняется с глубиной непрерывно, как это имеет место в реальном океане. Аналитическое исследование такой модели было проведено Алленом [1]; подобные концепции легли в основу численной модели Гамильтона и Раттри [62].

Определим следующие параметры, которые входят в модели такого типа.

а) Частота Вэйсяля — Брента  $N$ :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (5.31)$$

(ось  $Z$  направлена вверх).  $N$  может рассматриваться как мера градиента плотности.

б) Радиус деформации Россби  $R$ :

$$R = Nh/f, \quad (5.32)$$

где  $h$  — глубина океана. Подъем вод происходит преимущественно в прибрежной зоне шириной  $R$ . Параметр  $R$  аналогичен бароклинному радиусу деформации  $\lambda$ , определенному выше в двухслойной модели.

в) Число Экмана  $E_v$ :

$$E_v = N_v/fh^2, \quad (5.33)$$

где  $N_v$  — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости (не путать с  $N$  — частотой Вэйсяля — Брента).

Систему координат выберем такой же, как и прежде, т. е. ось  $X$  направим перпендикулярно берегу, ось  $Y$  — параллельно берегу, а ось  $Z$  — вертикально вверх. Основные уравнения запишем в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + N_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + N_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (5.34)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + N_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + N_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (5.35)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5.36)$$

добавив к ним уравнение сохранения плотности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = K_h \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}, \quad (5.37)$$

где  $K_h$  и  $K_v$  — коэффициенты горизонтальной и вертикальной диффузии плотности соответственно. Предполагается, что  $N_h$ ,  $N_v$ ,  $K_h$  и  $K_v$  постоянны.

Давление определяется выражением

$$p = p_a + g\rho_0\xi - g \int_0^z \rho dz, \quad (5.38)$$

где  $p_a$  — атмосферное давление,  $\rho_0$  — плотность воды на поверхности, а  $\xi$  — отклонение уровня. Дифференцируя выражение (5.38), можно получить величины  $\partial p / \partial x$  и  $\partial p / \partial y$ , которые входят в уравнения (5.34) и (5.35).

Мы не будем приводить аналитические решения, найденные Алленом, но опишем схему апвеллинга, которая получается на основе этих решений.

1) Явления подъема глубинных вод с масштабом времени от нескольких суток до одной-двух недель накладываются на квазистационарную циркуляцию, подверженную сезонным вариациям.

2) Квазистационарная циркуляция включает направленный от берега поток в верхнем экмановском слое. Ниже этого слоя формируется течение, направленное к берегу, которое находится в геострофическом равновесии с градиентом давления вдоль берега. Этот направленный к берегу поток не обязательно однороден по глубине и может иметь бароклинную составляющую. В относительно мелководной области на шельфе направленный к берегу поток, как правило, ограничен придонным экмановским слоем.

3) Апвеллинг, вызываемый ветром, имеет следующие особенности:

- а) Вначале возникает экмановский перенос в верхнем слое; характерный временной масштаб этого явления имеет порядок  $1/f$ , т. е. одни сутки. Направленный к берегу поток ниже экмановского слоя вначале почти однороден по глубине.
- б) Установление наклона уровня в сторону берега, формирование течения, направленного вдоль берега, и придонного экмановского слоя происходят за характерное время  $1/f \sqrt{E_v}$ , которое обычно составляет около трех суток.
- в) Подъем глубинной воды ограничен прибрежной зоной, ширина которой равна радиусу деформации Росс-

би. При этом изопикнические поверхности изгибаются вверх в направлении к берегу и возникающий градиент давления приводит к образованию струйного течения, направленного вдоль берега.

- г) Горизонтальная диффузия плотности и количества движения становится существенной в масштабе времени  $T_h$ , который определяется следующим образом:

$$T_h = \frac{h^2 N^2}{f^2 K_h}. \quad (5.39)$$

Обычно  $T_h$  составляет около 25 сут.

- 4) С прекращением или ослаблением ветра процессы начинают идти в обратном направлении:
- а) Поверхностный экмановский дрейф прекращается почти сразу и меняет направление на обратное, так что в верхнем слое вода начинает течь к берегу, а в нижнем — от берега.
  - б) Течение, направленное вдоль берега, и поток в придонном экмановском слое ослабевают постепенно.
  - в) Также постепенно выравниваются изопикнические поверхности.

В численной модели Гамильтона и Раттри учитывалось изменение глубины океана с расстоянием от берега, а коэффициенты вертикальных турбулентных вязкости и диффузии брались в виде функций локального числа Ричардсона. Авторы провели расчеты, в которых апвеллинг начинался при «включении» ветра в момент времени  $t = 0$ . При этом удалось качественно описать те основные процессы, которые качественно объясняет модель Аллена. В дополнение к этому выяснилось, что благодаря наклону дна течение в придонном экмановском слое может интенсифицироваться, а в поперечной плоскости может возникать вторичная циркуляция, характеристики которой зависят от значений коэффициентов вязкости и диффузии. Эта численная модель использовалась для расчета характеристик апвеллинга у северо-западного побережья Африки. Если принять во внимание сделанные в модели упрощения, то рассчитанные поля скорости и плотности можно считать достаточно близкими к реально наблюдаемым.

#### 5.4.4. Другие аспекты моделирования

Многие модели апвеллинга, включая и те, что были описаны в предыдущем разделе, являются двумерными в том смысле, что касательное напряжение ветра, характеристики потоков и распределение плотности в них считаются постоянными вдоль берега. В то же время теоретики, начиная с Йошиды [158],

изучали на двухслойных моделях эффекты, вызванные зависимостью касательного напряжения от времени и от координаты по оси, направленной вдоль берега. Эти исследования показали, что вертикальные движения границы раздела слоев, равно как и структуру течений в обоих слоях, можно описать в рамках генерации и распространения внутренних волн Кельвина. В Северном полушарии эти волны распространяются над шельфом так, что берег остается справа. Таким образом, если в восточной части океана ветер дует вдоль берега на север, то возникновение апвеллинга в каком-то месте определяется, во-первых, касательным напряжением ветра в районах, более близких к экватору, в более ранние моменты времени и, во-вторых, локальным ветром. Если учесть наклон дна от берега, то в модели появляются шельфовые волны. Такие модели предсказывают также возникновение в верхнем слое течения, направленного к экватору, а в нижнем — течения, направленного к полюсу. В работе [143] этот подход получил дальнейшее развитие: моделировались процессы, происходящие уже после того, как граница раздела слоев выходит на поверхность. Благодаря этому удалось проследить образование фронта и двухъячейковой циркуляции в перпендикулярной берегу плоскости — особенности, которые действительно обнаруживаются в природе.

На самом деле в каждой отдельно взятой плоскости, перпендикулярной берегу, баланс между экмановским переносом от берега и компенсационным потоком к берегу существует редко. Как следует из данных наблюдений, баланс обеспечивается за счет горизонтальной дивергенции или конвергенции течения, обусловленной вариациями потока вдоль берега. Эту особенность удается воспроизвести в моделях, которые учитывают вдольбереговые вариации рельефа дна. В работе [111] в расчеты была включена сглаженная карта рельефа дна у орегонского побережья. Результаты расчетов показали, что вариации апвеллинга вдоль берега в большей степени зависят от вариаций рельефа дна, чем от нерегулярностей береговой линии. В плоскости, перпендикулярной берегу, баланс массы, вообще говоря, не существует. Так, при наличии подводного хребта, простирающегося в открытое море, результирующий перенос на северной стороне хребта направлен от берега, а на южной — к берегу.

# Плотностные течения и распределение солености

## 6.1. ВВЕДЕНИЕ

### 6.1.1 Взаимодействие вод эстуария с прибрежными водами

Во многих местах побережья существует приток речной воды, который создает вблизи берега зону воды пониженной солености; эта менее соленая вода постепенно смешивается с более соленой водой, поступающей из открытого моря. Перемешивание речной и морской воды обычно начинается в эстуарии и приводит к возникновению характерных особенностей циркуляции и распределения солености. Градиенту плотности воды, направленному от вершины эстуария к его устью, соответствует градиент давления, под действием которого вода пониженной солености в верхнем слое течет к морю. При этом в нижнем слое возникает противоположный поток более соленой воды. Приливные течения, если они существуют, обуславливают вертикальное перемешивание воды между двумя слоями, что приводит к сглаживанию различий в солености.

Именно взаимодействие между процессами, связанными с речным стоком, с одной стороны, и приливными течениями — с другой, приводит к возникновению в эстуарии нескольких типов циркуляции, описанных детально в [47, 107]. В одном крайнем случае, когда процессы, связанные с речным стоком, доминируют, пресная вода течет к морю поверх вторгающегося клина соленой морской воды. В другой крайней ситуации, когда преобладающую роль играют приливные течения, вода почти полностью перемешана по вертикали и вариации течения с глубиной малы. В эстуарии с частичным перемешиванием соленость постепенно возрастает от поверхности до дна; при этом в верхнем слое результирующий поток (осредненный за период прилива) направлен к морю, а в нижнем слое — ему навстречу.

Если глубина воды меняется поперек эстуария, так что, скажем, по центру проходит глубокий канал, а по краям располагается мелководье, то поток, направленный вверх по течению, часто бывает ограничен глубоким каналом, а поток,

направленный к морю, охватывает толщу воды от поверхности до дна в мелководных участках по краям эстуария. В поперечном сечении эстуария должен существовать наклон изохалинных и изопикнических поверхностей, обусловленный влиянием силы Кориолиса. При этом, если смотреть в сторону моря, поверхности заглубляются слева направо в Северном полушарии и справа налево в Южном. Таким образом, верхний слой имеет большую толщину справа и меньшую — слева. В достаточно широком эстуарии граница раздела между вытекающей и втекающей водой может выходить на поверхность; иными словами, с левой стороны (в Северном полушарии) поток, направленный вверх по течению, охватывает слой воды от дна до поверхности.

Там, где эстуарий с соляным клином или сильно стратифицированный эстуарий сообщается с морем, вода пониженной солёности, вытекающая в поверхностном слое, обычно образует ярко выраженный шлейф, который можно проследить на значительном удалении от берега. Некоторые примеры этого явления будут описаны ниже. Шлейф часто бывает ограничен по краям узкой полосой воды с резкими градиентами плотности. Она называется фронтом и связана с локальным движением воды, образующим конвергентную зону (схождение вод) на поверхности. В других эстуариях, где значительное перемешивание с морской водой происходит в самом эстуарии, солёности вытекающей в море воды не очень сильно отличается от солёности прибрежных вод и заметный шлейф не образуется. В этом случае перемешивание воды эстуария с прибрежными водами происходит за счет турбулентной диффузии, связанной, вероятно, с горизонтальными вихрями в приливных и ветровых течениях.

### 6.1.2. Взаимосвязь между полем солёности и течениями

В прибрежной зоне, как и в эстуарии, циркуляция, возникающая вследствие неравномерного распределения плотности, бывает обусловлена в основном характером распределения солёности. В то же время само поле солёности зависит от течений и турбулентного перемешивания в вертикальном и горизонтальном направлениях. Таким образом, между течениями и распределением солёности существует взаимная связь, и математическое описание этого явления требует совместного решения уравнений движения и переноса соли. В случае узкого эстуария, где движение воды ограничено берегами, течение параллельно оси эстуария, а влиянием силы Кориолиса можно пренебречь, решения этих уравнений удастся получить сравнительно легко. Ряд таких аналитических решений приводится в книге [107].

Для районов, расположенных мористее открытого берега, влиянием силы Кориолиса пренебрегать нельзя, и в них горизонтальные течения существенно двумерны. Получить решения системы уравнений для этого случая становится намного труднее. Один из методов основан на том, что распределение плотности считается известным из наблюдений; поэтому рассчитывается только распределение соответствующих течений.

В этой главе мы вначале рассмотрим основные особенности шлейфов и фронтов. Затем перейдем к плотностным течениям у прямолинейного берега в предположении, что поле плотности известно. Некоторые полезные выводы о перемешивании воды в прибрежной зоне или на шельфе в целом можно получить на основе одного лишь уравнения неразрывности; мы разберем примеры такого подхода. Затем вернемся к проблеме анализа полей плотности и течений как единой системы и расскажем о путях решения этой проблемы.

## 6.2. ШЛЕЙФЫ ВОДЫ Пониженной солёности

### 6.2.1. Основные особенности

Верхний слой воды низкой солёности, вытекающей из эстуария, часто образует хорошо выраженный шлейф, который прослеживается на большом пространстве в шельфовой зоне. В некоторых случаях, как, например, в устье эстуария с соляным клином, верхний слой отделен от нижележащего слоя прибрежной воды повышенной солёности резким халоклином. В результате в шлейфе плотность воды существенно ниже, а его свободная поверхность лежит выше уровня окружающей морской воды. Это заставляет шлейф растекаться поверх окружающей морской воды, что приводит к уменьшению его толщины. Часто шлейф бывает отделен от окружающей воды резким фронтом. При выводе уравнений, описывающих движение воды в шлейфе, за основную силу следует принять градиент давления, возникающий благодаря плавучести воды низкой солёности. К другим силам, которые могут играть существенную роль в динамике воды, относятся трение на границе раздела слоев, которому, возможно, сопутствует турбулентное вовлечение, а также вертикальные и горизонтальные турбулентные напряжения. Вообще говоря, следует учитывать и силу Кориолиса, а в некоторых случаях, в особенности вблизи кромки шлейфа, существенными могут оказаться и инерционные члены. Учесть все эти эффекты в динамическом анализе, как правило, трудно, поэтому часто предполагается, что доминируют один-два эффекта.

Другие эстуарии, хотя и не относятся к типу эстуариев с соляным клином, являются частично стратифицированными и

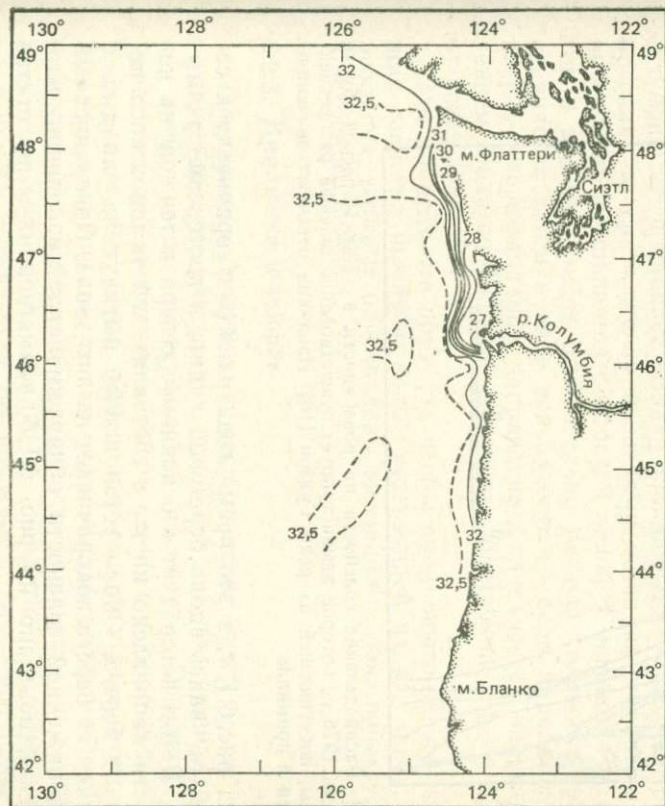
характеризуются наличием двухслойного потока в устье эстуария. Потоки вытекающей воды пониженной солености в верхнем слое и втекающей воды повышенной солености в нижнем слое могут более чем на порядок превышать поступление пресной речной воды в эстуарий. В этих случаях текущая в верхнем слое вода может распространяться в виде шлейфа по большой площади.

В эстуариях третьего типа вертикальное перемешивание в самом эстуарии или в его устье может размывать двухслойную структуру до такой степени, что вода становится практически однородной по вертикали. При этом внедрение ее в прибрежные воды осуществляется главным образом благодаря горизонтальному турбулентному перемешиванию. В этом случае также возможно возникновение резких переходных зон, или фронтов, между прибрежными водами и водами, расположенными мористее. Во всех случаях движение шлейфа от устья эстуария и его растекание зависят в значительной степени от ветра и течений в шельфовой зоне.

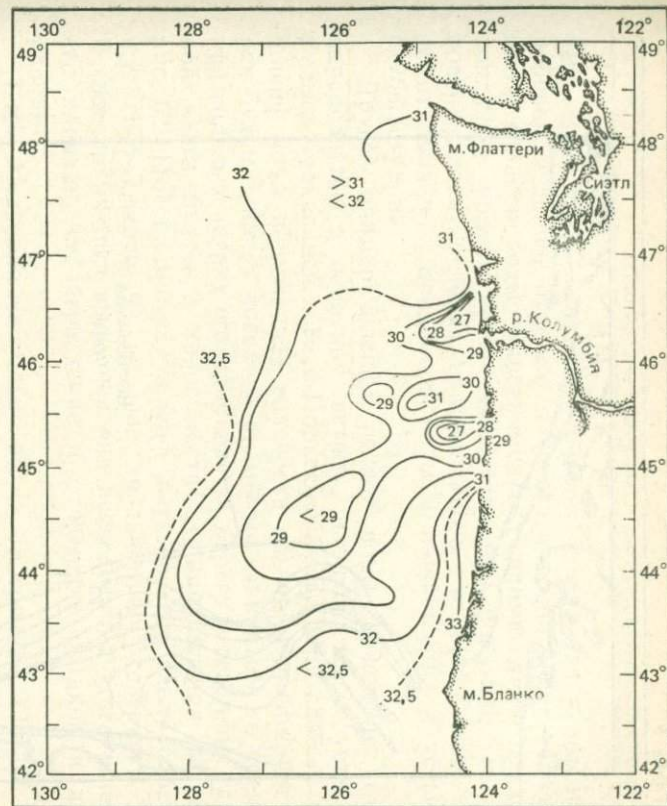
### 6.2.2. Примеры шлейфов

Хорошим примером эстуария с соляным клином может служить эстуарий реки Миссисипи. При небольшой величине стока соляной клин вытянут более чем на 300 км вверх по течению реки в ее главном русле, но если сток очень велик, клин почти полностью выталкивается из эстуария. Речная вода распространяется в виде поверхностного шлейфа по мелководью дельты, двигаясь на шельф Мексиканского залива. Поведение шлейфа, несущего в себе массу взвешенного материала, было предметом многочисленных исследований, включая работу Райта и Коулмана [157], где был выполнен теоретический анализ, на который мы будем ссылаться ниже. Внедряющаяся в море речная вода оказывает заметное влияние на полосу прибрежной воды вплоть до границы шельфа, соответствующей изобате 200 м, которая располагается в районе дельты на расстоянии 50 км от берега.

Другим примером может служить река Колумбия, втекающая в Тихий океан; по ней проходит граница между штатами Вашингтон и Орегон. Вода в эстуарии частично перемешана вследствие большого стока, достигающего  $7300 \text{ м}^3/\text{с}$ , и влияния сильных приливных течений. Вытекающая в верхнем слое вода образует шлейф относительно низкой солености, который можно различить на достаточно большой площади в океане. Динамика шлейфа зависит главным образом от ветра и ветровых течений и испытывает сезонные вариации. Зимой преобладают южные ветры и поток прибрежных вод направлен на север. Как пока-



(а)



(б)

Рис. 6.1. Распределение солености на поверхности в области, где сказывается влияние стока реки Колумбия: (а) зимой, (б) летом [46].

где сказывается влияние стока реки Колумбия: (а) зимой, (б) летом [46].

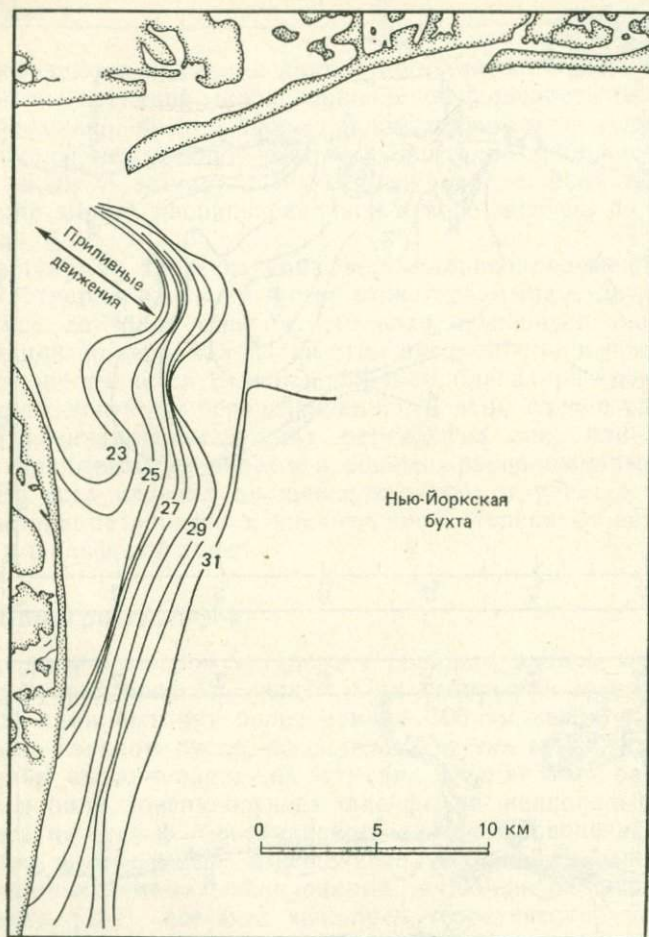


Рис. 6.2 Распределение солёности на поверхности в Нью-Йоркской бухте 19 августа 1976 г., которое демонстрирует существование шлейфа распреснённой воды, поступающей из реки Гудзон [16]. Изолинии отвечают значениям солёности в промилле.

зано на рис. 6.1, *a*, в это время года шлейф заворачивает к северу, вытягиваясь вдоль береговой линии, и постепенно размывается. Летом ветер дует в основном с севера и течение на поверхности направлено на юг с составляющей экмановского переноса от берега. Около устья шлейф вытянут на запад, а с удалением от берега поворачивает на юго-запад. Поверхностный слой пониженной солёности обнаруживается на большой площади, как показано на рис. 6.1, *б*, заимствованном из статьи

[46]. Вследствие вызванного ветром апвеллинга у орегонского побережья шлейф отделен от берега полосой более холодной и более соленой воды. Эксперименты с применением придонных поплавков вблизи устья реки Колумбия показали, что ниже поверхностного течения, направленного в открытое море, происходит движение придонной воды в направлении к устью и вглубь эстуария.

Другой пример шлейфа речной воды, поведение которого определяется в основном ветром, наблюдается в устье реки Гудзон, втекающей в Нью-Йоркскую бухту. При слабых ветрах шлейф воды пониженной солености обычно меандрирует поперек бухты и имеет довольно размытые границы, в то время как при сильных ветрах его прибывает к берегу в северной или южной части бухты в зависимости от направления ветра. На рис. 6.2 [16] видно, как шлейф вытягивается вдоль побережья шт. Нью-Джерси на юг под воздействием северного ветра. В свое время был выполнен ряд исследований этого шлейфа и его влияния на загрязнение и отложение осадков в данном районе.

Сток Амазонки настолько велик (в среднем  $175 \cdot 10^3 \text{ м}^3/\text{с}$ ), что, несмотря на сильные приливные течения, морская вода в эстуарий не проникает. Вода, покидающая устье, совершенно пресная, но сразу же за пределами устья на мелководье она интенсивно смешивается с морской водой. Смешанная вода, которая все еще имеет относительно низкую соленость, распространяется затем в виде поверхностного слоя параллельно берегу в северо-западном направлении, сливаясь с Гвианским течением. Вода пониженной солености обнаруживается за 1000 км от устья реки [56].

Мы привели эти примеры, чтобы проиллюстрировать как общие свойства шлейфов воды, вытекающей из эстуариев, так и различия, которые обусловлены вариациями локальных условий и ветрового режима.

### 6.2.3. Динамика шлейфов

Предложены различные теоретические построения, описывающие процесс растекания шлейфа воды пониженной плотности поверх воды более высокой плотности. Основной силой, определяющей движение шлейфа, является плавучесть содержащейся в нем воды; благодаря ей свободная поверхность шлейфа лежит выше уровня окружающей более плотной воды. Возвышение свободной поверхности приводит к возникновению горизонтального градиента давления, который заставляет шлейф растекаться по нижележащему слою воды. Если

перемешивание через границу раздела слоев несущественно, шлейф по мере растекания неизбежно становится тоньше.

Простая теория стационарного движения шлейфа речной воды, выходящего в море у прямолинейного берега, была развита в 1954 г. Такано и изложена в книгах [41, 107]. В ней предполагается, что единственной существенной силой помимо градиента давления является горизонтальное турбулентное трение. Считается также, что речной сток происходит с постоянной скоростью, перемешивание через границу раздела между шлейфом и подстилающим слоем воды отсутствует и скорости достаточно малы, так что инерционными членами можно пренебречь. Если исключить из рассмотрения силу Кориолиса, решение задачи дает симметричное поперечное сечение шлейфа относительно линии, служащей продолжением оси реки.

В частности, шлейф ограничен с боков ветвями гиперболы

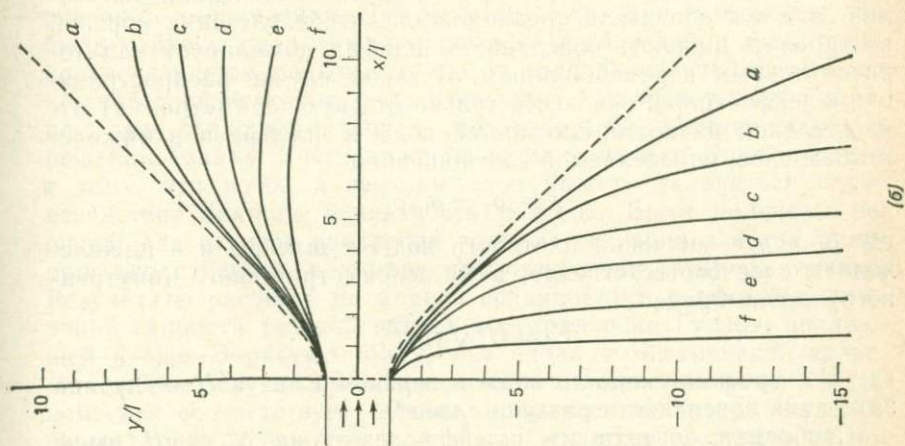
$$y^2 = x^2 + l^2.$$

Это показано на рис. 6.3, а, где начало координат помещено в центре устья реки, ось  $X$  направлена вдоль продолжения оси реки, а ось  $Y$  — вдоль берега;  $2l$  — ширина реки в устье. Относительная толщина шлейфа изменяется, как показано пунктирной линией на рис. 6.3, а, и убывает в боковом направлении от оси  $X$ . Форма шлейфа не зависит от величины коэффициента горизонтальной турбулентной вязкости  $N_h$ , которая по предположению не изменяется в пространстве.

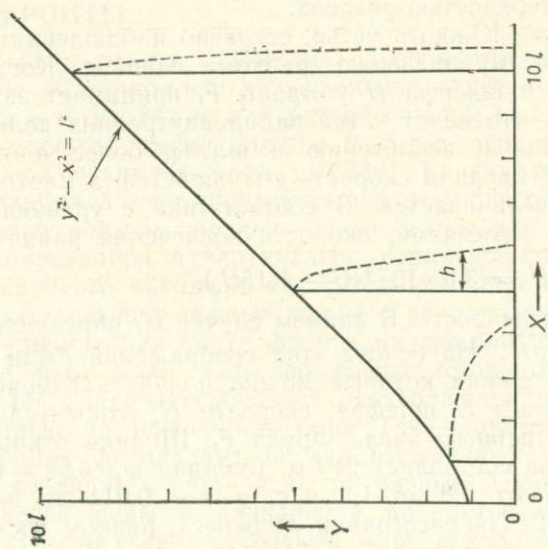
Если принять во внимание силу Кориолиса, решение задачи дает шлейф, который уже не симметричен относительно оси  $X$ , а отклоняется вправо (в Северном полушарии), как показано на рис. 6.3, б, причем степень отклонения зависит от величины параметра  $R$ , определяемого как

$$R = fl^2/N_h.$$

В некоторых случаях наблюдавшиеся шлейфы имели форму, близкую к той, которую дает решение Такано, но, судя по величине отклонения шлейфа, коэффициент  $N_h$  должен был иметь величину около  $10^8$  см<sup>2</sup>/с, что на два порядка больше значений, получаемых из других соображений для прибрежных вод. Указанное расхождение показывает, что пренебрегаемые теорией процессы, такие как турбулентное вовлечение и трение на границе раздела, могут играть существенную роль и пренебрежение ими ведет к появлению сильно завышенных значений коэффициента горизонтальной турбулентной вязкости. В теории Такано предполагается также, что вода, поверх которой растекается шлейф, находится в покое. Между тем течение, параллельное берегу, должно увлекать за собой шлейф, и этот эффект может преобладать над влиянием силы Кориолиса.



(б)



(а)

Рис. 6.3. Гастекание шлейфа речных вод: (а) без учета силы Кориолиса; (б) с учетом силы Кориолиса. Кривые а—f соответствуют случаям  $500R = 1, 2, 4, 8, 16$  и 32 соответственно. Взято из работ [144, 145].

Другой теоретический подход избрали Райт и Коулман [157], рассмотревшие распространение воды из протока реки Миссисипи, называемого Южным устьем, в Мексиканский залив. Эти исследователи предположили, что вовлечение морской воды через нижнюю поверхность шлейфа доминирует над горизонтальным перемешиванием. В таком случае распространение шлейфа должно зависеть только от двух параметров: 1) относительной разности плотностей воды в шлейфе и в нижележащем слое, определяемой соотношением

$$\gamma = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1,$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — значения плотности воды в шлейфе и в нижележащем слое соответственно, и 2) денсиметрического (внутреннего) числа Фруда

$$F_i = U / \sqrt{\gamma g H},$$

где  $U$  — средняя скорость воды в верхнем слое, а  $H$  — глубина залегания поверхности раздела слоев<sup>\*)</sup>.

Свободная поверхность шлейфа лежит на  $\Delta \zeta = \gamma H$  выше уровня окружающей воды, и скорость движения воды в направлении оси шлейфа дается выражением  $V_b = \sqrt{2g\gamma Z}$ , где  $Z$  — расстояние над поверхностью раздела.

В открытой части Южного устья, согласно наблюдениям,  $F_i$  близко к критическому значению, равному единице. Когда в процессе растекания шлейфа  $H$  убывает,  $F_i$  принимает закритические значения, что ведет к генерации внутренних волн на поверхности раздела и вовлечению в шлейф более плотной воды. В результате средняя скорость уменьшается, а плотность воды в шлейфе увеличивается. В соответствии с уравнением, полученным ранее Келеганом, скорость вовлечения равна

$$U_e = 3,5 \cdot 10^{-4} (U - 1,15U_c),$$

где  $U_c$  — пороговая скорость. В данном случае  $U_c$  определялось условием  $U_c = \sqrt{\gamma g H}$ . На основе этих соображений были выведены уравнения, решив которые можно получить изменение ширины  $b$  и толщины  $H$  шлейфа, скорости  $U$ , относительной плотности  $\gamma$  и внутреннего числа Фруда  $F_i$ . Ширина открытой части Южного устья составляет 240 м, толщина шлейфа — от 1 до 2 м, скорость — от 0,8 до 1,2 м/с,  $\gamma$  — от 0,014 до 0,020, а  $F_i$  — от 0,8 до 1,2. На расстоянии от берега, равном восьмикратной ширине устья, ширина шлейфа была в 6—8 раз больше, а толщина примерно в 4 раза меньше.

Более общую теоретическую модель для потока, направленного из эстуария и текущего над прилегающим шельфом, опи-

<sup>\*)</sup> См. примечание на с. 71. — *Прим. ред.*

сали Бердсли и Харт [9]. Это двухслойная модель, в которой принято, что в верхнем слое вода течет к морю, а в нижнем — к берегу. Учитываются трение на поверхности раздела и на дне, сила Кориолиса и рельеф дна, но не учитывается трение в поперечном направлении. Для некоторых случаев топографии дна были найдены аналитические решения в виде линий тока, однако они слишком сложны, чтобы их воспроизводить здесь. Если нижний слой покоится, сила Кориолиса заставляет воду в верхнем слое отклоняться вправо после выхода из устья, как и в решении Такано. Учет движения воды в нижнем слое приводит к тому, что поток в верхнем слое может отклоняться влево вследствие наклона поверхности раздела. Были получены решения для случаев внедрения воды из эстуария в поток, текущий вдоль берега, и в море при отсутствии среднего течения. Результаты расчетов по модели сравнивались с данными измерений скорости течений вблизи эстуария реки Гудзон, впадающей в Нью-Йоркскую бухту, и у входа в Чесапикский залив. Для второго случая было показано, что вытеканию воды в верхнем слое соответствует течение, направленное внутрь Чесапикского залива в нижнем слое, и что эта вода поступает из полосы шириной 30 км.

### 6.3. ФРОНТЫ

Фронты имеют различные пространственно-временные масштабы. К мелкомасштабным можно отнести фронты, образующиеся в эстуариях между речной водой и водой эстуария. Большой масштаб имеют фронты, которые ограничивают внедряющиеся в открытое море шлейфы (о них говорилось выше). В шельфовой зоне образуются фронты, разграничивающие прибрежные воды и морские водные массы или же области стратифицированной и вертикально перемешанной воды. К фронтам крупного масштаба относятся срединно-океанические фронты, разделяющие водные массы с различными свойствами.

Существенная черта фронта на границе шлейфа — это различие плотностей воды по разные стороны фронта. Однако имеются и другие особенности, позволяющие наблюдать фронты визуально на поверхности моря. Так, например, различная концентрация фитопланктона или взвешенных частиц обуславливает различие в цвете воды по разные стороны фронта. Из-за скоплений пены и плавающих предметов вдоль фронта его можно видеть на поверхности моря в виде узкой полосы. Однако различные индикаторы положения фронта не всегда точно совпадают друг с другом. Рис. 6.4, взятый из работы [47], демонстрирует разницу в положениях полосы пены, полосы мусора и линии, разделяющей водные массы различного цвета

Полоса пены располагается в зоне конвергенции на поверхности, скопление мусора — там, где плавающие предметы захватываются течениями, направленными в противоположные стороны на поверхности и на границе раздела, а фронт «цветности» — там, где идущий из глубины свет испытывает сильный спектральный сдвиг в зоне резко заглубляющихся изопикнических поверхностей. Поскольку наклон фронтальной поверхности равен приблизительно  $10^{-2}$ , эти три полосы могут отстоять друг от друга на несколько десятков метров. Изменение цвета воды или (в некоторых случаях) различие в шероховатости морской

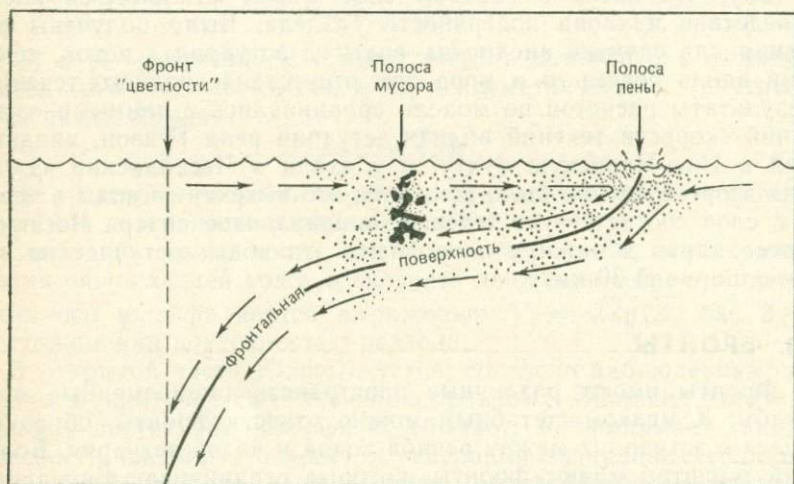


Рис. 6.4. Схематическое поперечное сечение мелководного фронта, на котором показаны особенности, позволяющие различить фронт на поверхности [17].

поверхности (а значит, и в отражающей способности ее в оптическом диапазоне) позволяет исследовать фронтальные разделы с помощью аэрофотосъемки или дистанционного зондирования со спутников.

Различные особенности фронтов определяются структурой течений во фронтальной зоне. Приводимый ниже упрощенный анализ динамики течений вблизи фронта соответствует рассмотрению в работе [107] и второй из моделей, описанных в [17]. Фронт не может оставаться в покое по отношению к нижележащему слою, а должен двигаться со скоростью  $c$ :

$$c = \sqrt{\gamma g \bar{h}}, \quad (6.1)$$

где  $\gamma = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$ , как и ранее, а  $\bar{h}$  — характерная толщина верхнего слоя. Оказывается возможным найти стационарные

решения для скоростей движения воды в двух слоях относительно движущегося фронта.

Возьмем систему координат, как показано на рис. 6.5, начало координат поместим на линии фронта, оси  $X$  и  $Y$  направим соответственно перпендикулярно и параллельно фронту, а ось  $Z$  — вертикально вверх. Обозначим  $\rho_1$  и  $\rho_2$  значения плотности

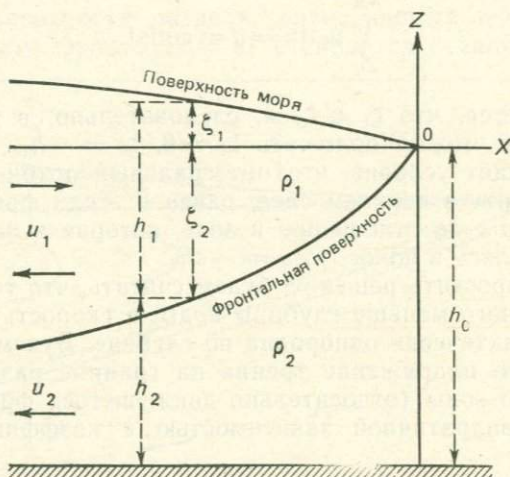


Рис. 6.5. Система координат для анализа циркуляции в поперечном сечении фронта.

воды в верхнем и нижнем слоях соответственно,  $\xi_1$  отклонение свободной поверхности, а  $\xi_2$  вертикальное смещение границы раздела, так что  $\xi_1 - \xi_2$  представляет собой толщину верхнего слоя ( $\xi_2$  отрицательно);  $u_1$  и  $u_2$  — скорости течения, поперечного фронту, в верхнем и нижнем слоях соответственно.

Пренебрежем членами, описывающими силу Кориолиса и силы инерции. Внутреннее трение в верхнем слое параметризуем постоянным коэффициентом турбулентной вязкости  $N_z$  и предположим, что вовлечение между слоями отсутствует.

Стационарные уравнения движения в направлении, поперечном фронту, имеют вид

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = \rho_1 N_z \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2}, \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial x} = \rho_2 N_z \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2}, \quad (6.3)$$

где давления  $p_1$  и  $p_2$  находятся из уравнений гидростатики:

$$p_1 = g\rho_1 (\xi_1 - z), \quad (6.4)$$

$$p_2 = g\rho_1 (\xi_1 - \xi_2) + g\rho_2 (\xi_2 - z). \quad (6.5)$$

Если  $h_1$  и  $h_2$  — толщины двух слоев, а  $h_0$  — глубина воды (рис. 6.5), то уравнение неразрывности для двух слоев можно записать в виде

$$\int_{-h}^0 u_1 dz = 0, \quad (6.6)$$

$$\int_{-h}^{-h_1} u_2 dz = q = \text{const}. \quad (6.7)$$

Предполагается, что  $\zeta_1 \ll \zeta_2$  и, следовательно, в пределах интегрирования можно положить  $\zeta_1 = 0$ ,  $\zeta_2 = -h_1$ . Соотношение (6.6) выражает условие, что интегральный поток, перпендикулярный фронту в верхнем слое, равен 0. Если фронт движется со скоростью  $c$  по отношению к воде, которая в начальный момент находилась в покое, то  $q = -ch_0$ .

Чтобы упростить решение, будем считать, что толщина верхнего слоя много меньше глубины воды, а скорость воды в нижнем слое практически однородна по глубине. Будем также предполагать, что напряжение трения на границе раздела связано со скоростью воды (относительно движущегося фронта) в нижнем слое квадратичной зависимостью с коэффициентом трения  $k$ .

Тогда граничные условия задачи можно взять в следующем виде:

$$1) \text{ при } z = 0 \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = 0,$$

предполагая отсутствие трения на поверхности;

$$2) \text{ при } z = -h_1 \quad u_1 = u_2$$

при отсутствии скольжения на границе раздела;

$$3) \text{ при } z < -h_1 \quad u_2 = \text{const};$$

$$4) \text{ при } z = -h_1 \quad \rho_1 N_z \frac{\partial u_1}{\partial z} = k \rho_2 u_2^2.$$

Решения для скоростей  $u_1$  и  $u_2$  имеют вид

$$u_1 = U_s \left( 1 - 3 \frac{z^2}{h_1^2} \right), \quad (6.8)$$

$$u_2 = -2U_s,$$

где

$$U_s = \frac{3\rho_1 N_z}{2\rho_2 k h_1}. \quad (6.9)$$

Таким образом, скорость на границе раздела противоположна по направлению скорости на поверхности и превышает ее в два раза.

Форма поверхности раздела, представленная функцией  $\xi_2(x)$ , определяется из соотношения

$$x = -\frac{k\gamma g \xi_2^4}{36N_z^2} \quad (6.10)$$

при  $x < 0$ .

Наклон поверхности раздела, определяемый соотношением (6.10), на самом фронте ( $x = 0$ ) становится бесконечным. Ре-

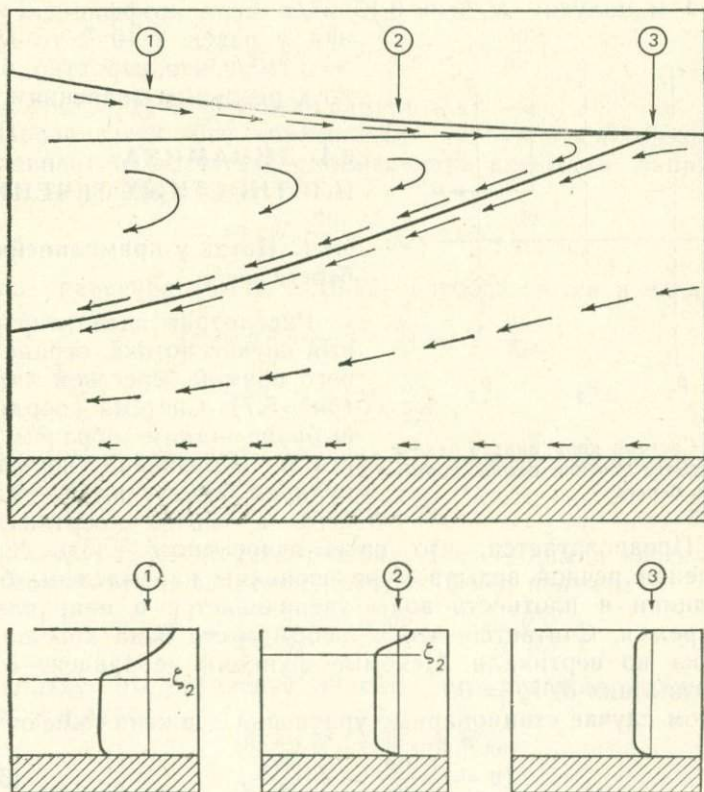


Рис. 6.6. Схематическое изображение линий тока и профилей составляющей скорости, перпендикулярной фронту, в трех точках [17].

шение, более близкое к реальности, из которого следует конечный наклон фронтальной поверхности, может быть получено с учетом адвективных членов в уравнении движения. Фронтальная поверхность и профили скорости вблизи фронта схематически изображены на рис. 6.6.

В качестве численного примера возьмем  $\rho_1 = 1000 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho_2 = 1020 \text{ кг/м}^3$ . Это соответствует шлейфу пресных вод, рас-

пространяющемуся в морской воде с соленостью 26‰ ( $\gamma = 2 \cdot 10^{-2}$ ). Тогда при  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$  и  $\bar{h} = 1 \text{ м}$  скорость движения фронта, полученная из соотношения (6.1), есть  $c = 0,44 \text{ м/с}$ . Если фронт движется в покоящейся воде, скорость в нижнем слое (при условии, что его толщина много больше толщины верхнего слоя) равна  $u_2 = -0,44 \text{ м/с}$ . А скорость на поверхности, согласно соотношению (6.8),  $U_s = 0,22 \text{ м/с}$  (относительно движущегося фронта). Из формулы (6.9) при  $U_s = 0,22 \text{ м/с}$  и  $h_1 = 1 \text{ м}$  получим  $N_z/k \approx 0,15 \text{ м}^2/\text{с}$ . Если коэффициент трения  $k$  равен  $2 \cdot 10^{-3}$ , то  $N_z = 3 \text{ см}^2/\text{с}$ , что, вероятно, близко к реальным значениям.

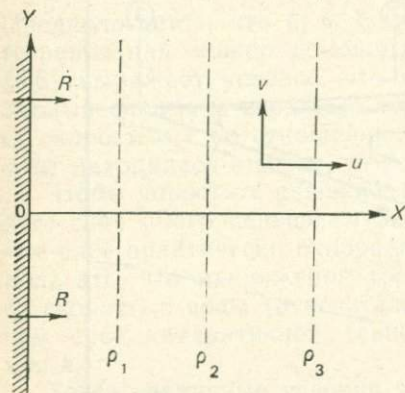


Рис. 6.7. Система координат в задаче о плотностном течении около прямолинейного берега.

вверх. Предполагается, что из-за однородного вдоль берега поступления речной воды в море изопикны параллельны береговой линии и плотность воды увеличивается в направлении от побережья. Считается, что в любом месте вода хорошо перемешана по вертикали. Искомые функции не зависят от  $y$ , так что для них  $\partial/\partial y = 0$ .

В этом случае стационарные уравнения движения имеют вид

$$fv = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}, \quad (6.11)$$

$$fu = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}, \quad (6.12)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} + g = 0, \quad (6.13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (6.14)$$

Уравнения (6.11) и (6.12) включают члены, описывающие сдвиговые напряжения, возникающие в горизонтальных плоско-

## 6.4. ДИНАМИКА ПЛОТНОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

### 6.4.1. Поток у прямолинейного берега

Рассмотрим идеализированный случай потока, ограниченного прямой береговой линией (рис. 6.7). Система координат выбрана таким образом, что ось  $X$  направлена перпендикулярно берегу, ось  $Y$  — вдоль него, а ось  $Z$  — вертикально

стях, но сдвиговые напряжения в вертикальных плоскостях предполагаются пренебрежимо малыми.

Если  $\xi$  — отклонение свободной поверхности, а  $p_a$  — атмосферное давление, то из уравнения (6.13) следует, что

$$p = p_a + g\rho(\xi - z), \quad (6.15)$$

поскольку  $\rho$  не зависит от  $z$ . В предположении, что атмосферное давление  $p_a$  однородно над всей акваторией, из (6.15) следует

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g\rho \frac{\partial \xi}{\partial x} + g(\xi - z) \frac{\partial \rho}{\partial x}.$$

Если  $\xi$  мало,  $(\xi - z)$  можно заменить на  $-z$ .

Предполагая, что коэффициент турбулентной вязкости  $N_z$  не зависит от  $z$ , члены, описывающие сдвиговые напряжения, можно записать в виде

$$\tau_x = \rho N_z \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_y = \rho N_z \frac{\partial v}{\partial z}.$$

Тогда уравнения (6.11) и (6.12) преобразуются в следующие:

$$fv = g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{gz}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - N_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (6.16)$$

$$fu = N_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}. \quad (6.17)$$

Удобно представлять течение с помощью комплексной переменной

$$W = u + iv,$$

где  $i = \sqrt{-1}$ ,  $u$  — действительная, а  $v$  — мнимая часть  $W$ . Тогда, комбинируя уравнения (6.16) и (6.17), получим

$$fW = i \left( g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} z - N_z \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right). \quad (6.18)$$

Поскольку это уравнение линейно, его решение можно представить в виде

$$W = W_1 + W_2 + W_3,$$

где

$$W_1 = \frac{ig}{f} \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad W_2 = -\frac{ig}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial x} z,$$

$$\frac{\partial^2 W_3}{\partial z^2} - \frac{if}{N_z} W_3 = 0.$$

Таким образом,

$$u_1 = u_2 = 0,$$

$$v_1 = \frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad v_2 = -\frac{g}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial x} z, \quad (6.19)$$

и  $W_3$  имеет вид

$$W_3 = A \exp(az) + B \exp(-az), \quad (6.20)$$

где

$$\alpha = (1 + i) \frac{\pi}{D}, \quad D = \pi \sqrt{\frac{2N_z}{f}}, \quad (6.21)$$

а  $A$  и  $B$  — константы.

$W_1$  описывает градиентное течение, пропорциональное наклону поверхности и не зависящее от  $z$ ,  $W_2$  — течение, пропорциональное градиенту плотности и меняющееся с  $z$  линейно, а  $W_3$  — спираль Экмана.

### Граничные условия

Граничные условия, которым должны удовлетворять решения, таковы:

1) На поверхности ( $z = 0$ ) напряжение сдвига равно нулю, т. е.

$$N_z \frac{\partial W}{\partial z} = 0.$$

2) На дне ( $z = -h$ ) либо а) нет скольжения, т. е.  $W = 0$ , либо б) напряжение сдвига пропорционально скорости придонного течения, т. е.

$$\tau_b = \rho N_z \frac{\partial W}{\partial z} = K \rho W_b, \quad (6.22)$$

где  $\tau_b$  — напряжение трения у дна,  $W_b$  — скорость течения у дна, а  $K$  — коэффициент трения, имеющий размерность скорости. Предположение о линейной зависимости напряжения трения оправданно, например, в том случае, если плотностное течение складывается с приливным течением много большей амплитуды. Этот случай аналогичен сложению нагонных и приливных течений (см. разд. 4.6.2). Можно считать, что  $K = Ak\bar{C}$ , где  $k$  — коэффициент трения в квадратичной зависимости,  $\bar{C}$  — средняя по глубине амплитуда приливногo течения и  $A$  — число порядка единицы.

3) Полный перенос от берега при любом значении  $x$  должен равняться величине речного стока. Таким образом, если  $R$  — скорость притока речной воды на единицу длины береговой линии, то

$$\int_{-h}^0 u \, dz = R. \quad (6.23)$$

### 6.4.2. Решение без учета трения

В первую очередь рассмотрим случай, когда внутреннее трение пренебрежимо мало, так что  $N_z = 0$  и  $W_3 = 0$ . Тогда из

(6.19) следует

$$u = u_1 + u_2 = 0, \\ v = v_1 + v_2 = \frac{g}{f} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} z \right). \quad (6.24)$$

Если на дне выполняется условие прилипания  $v = 0$  при  $z = -h$ , то

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{h}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

и, следовательно,

$$v = - \frac{g}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial x} (h + z). \quad (6.25)$$

Поток на поверхности течет в отрицательном направлении оси  $Y$ , т. е. вправо от наблюдателя, смотрящего с берега в Северном полушарии, а скорость течения уменьшается линейно от поверхности до дна.

Для численного примера выберем следующие фактические значения параметров, входящих в уравнение (6.25):  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ ,  $f = 1,03 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  (в районе  $45^\circ$  с.ш.),  $h = 50 \text{ м}$ ,  $\rho = 1,02 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $\partial \rho / \partial x = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м}^4$ , что соответствует увеличению плотности от 1020 до 1021  $\text{кг/м}^3$  на протяжении 40 км в направлении от берега. Подставляя указанные значения в (6.25), получим

$$v = - 11,7 \cdot 10^{-2} \text{ м/с при } z = 0.$$

После дифференцирования по  $z$  (6.25) переходит в уравнение, известное в метеорологии как «уравнение термического ветра», которое описывает изменение скорости ветра с высотой, вызванное горизонтальным градиентом плотности (температуры):

$$\frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{g}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial x}. \quad (6.26)$$

Возможность использования уравнения термического ветра в океанографии рассмотрена в [123]. Полученное решение не удовлетворяет третьему граничному условию (6.23), так как  $u = 0$  для всех  $z$ . Однако, если существует наклон поверхности моря и градиент плотности параллелен береговой линии, т. е.  $\partial \zeta / \partial y$  и  $\partial \rho / \partial y$  не равны нулю, условие (6.23) может быть выполнено. Фактически указанный недостаток не является существенным. Скорость течения, необходимая для компенсации речного стока, по порядку величины равна  $R/h$ . Это на два или даже на три порядка меньше, чем скорость течения, обусловленного градиентом плотности вдоль оси  $X$ .

## 6.4.3. Решение, учитывающее трение

Чтобы учесть внутреннее трение, к  $W_1$  и  $W_2$  нужно добавить  $W_3$ . Тогда получим

$$W = i \frac{g}{f} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} z \right) + A \exp(az) + B \exp(-az). \quad (6.27)$$

Полное решение должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$1) \text{ при } z=0 \quad \frac{\partial W}{\partial z} = 0; \quad (6.28)$$

$$2) \text{ при } z = -h \quad \begin{array}{l} \text{либо а) } W = 0, \\ \text{либо б) } N_z \frac{\partial W}{\partial z} = KW; \end{array} \quad (6.29)$$

$$3) \int_{-h}^0 u dz = R, \text{ как в уравнении (6.23).}$$

Итак, мы имеем три уравнения, позволяющие найти три неизвестные величины:  $A$ ,  $B$  и  $\partial \zeta / \partial x$ .

Аналитические решения для данной глубины  $h$  достаточно сложны и здесь приводиться не будут. Первая попытка анализа решений была сделана Экманом в 1905 г. Дефант воспроизвел решения Экмана в [41, т. 1, с. 482]. Номитсу в 1933 г. дал более детальный анализ этих решений. Хипс [68] предложил решение в форме, удобной для практических приложений. Уравнение для функции  $W$  было дано им в виде (6.18). С использованием (6.21) уравнение (6.18) можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \alpha^2 W + \frac{g}{N_z} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} z \right). \quad (6.30)$$

Уравнение (6.30) решалось с использованием граничных условий (6.28) и (6.29).

Решение простого вида может быть получено для параллельной берегу составляющей придонного течения. Интегрируя уравнение (6.12) от дна до поверхности и используя (6.22), получим

$$\rho f \int_{-h}^0 u dz = -\tau_{by} = -K \rho v_b,$$

где  $\tau_{by}$  — составляющая напряжения трения у дна, а  $v_b$  — составляющая придонного течения вдоль оси  $Y$ . Если предположить, что на поверхности касательное напряжение отсутствует, то, используя (6.23), найдем

$$v_b = -fR/K. \quad (6.31)$$

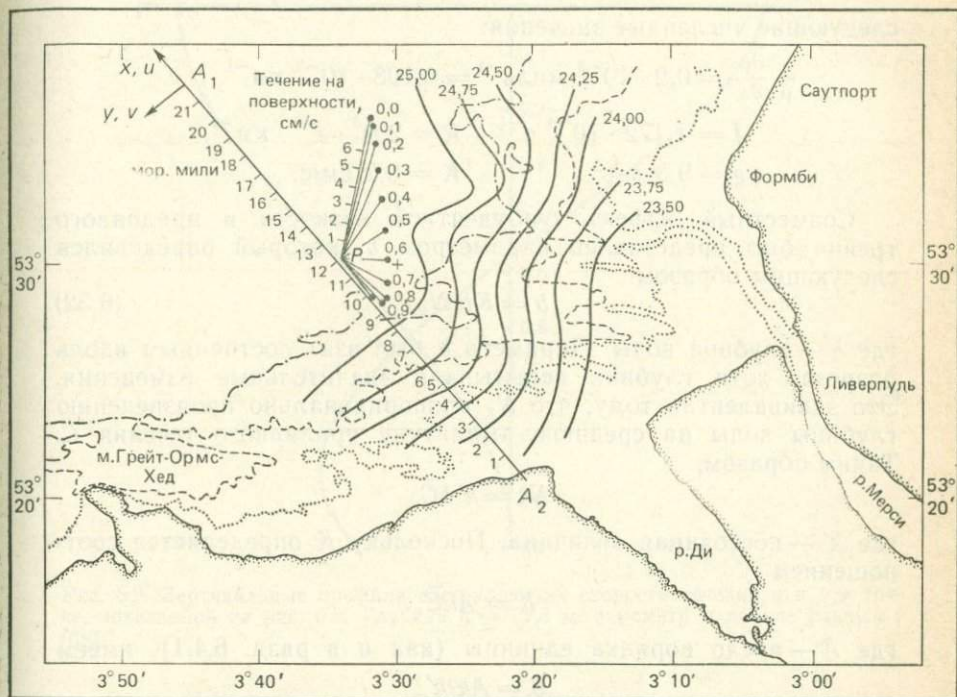


Рис. 6.8 Плотностные течения в Ливерпульском заливе. Изображено положение изолиний условной плотности  $\sigma_t$  в мае 1970 г. [68]. Рассчитанные векторы течений построены для 11 горизонтов с равными интервалами от поверхности до дна для точки, находящейся в 22 км от берега на линии  $A_1A_2$ . Показаны изобаты: - - - - 10 мор. сажений (18 м), — — — 5 мор. сажений (9 м), . . . . 3 мор. сажений (5,5 м).

Применительно к условиям, о которых пойдет речь ниже, было показано, что величина  $v_b$  весьма мала и составляет всего лишь 0,01 см/с. Таким образом, всякое значительное плотностное течение у дна направлено перпендикулярно берегу.

Хипс использовал полученное решение для вычисления плотностных течений в районе Ливерпульского залива в Ирландском море (рис. 6.8). Хотя изобаты, характеризующие донный рельеф, и береговая линия не являются прямыми, они идут достаточно плавно, а изопокны ( $\sigma_t$ ) почти параллельны берегу. Для вычисления скоростей течения в точках на прямой  $A_1A_2$  (рис. 6.8) было использовано распределение плотности, полученное по данным наблюдений 27—29 мая 1970 г. Необходимые параметры в использованной нами системе обозначений имели

следующие численные значения:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ миль}^{-1} = 0,108 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}, \\ f &= 1,172 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad R = 2 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}, \\ g &= 9,8 \text{ м/с}^2, \quad K = 0,2 \text{ см/с}.\end{aligned}$$

Совместный эффект турбулентной вязкости и придонного трения был представлен параметром  $b$ , который определялся следующим образом:

$$b = Kh_1 N_z, \quad (6.32)$$

где  $h$  — глубина воды. Параметр  $b$  был взят постоянным вдоль разреза, хотя глубина испытывала значительные изменения. Это эквивалентно тому, что  $N_z$  пропорционально произведению глубины воды на среднюю амплитуду приливного течения  $\bar{C}$ . Таким образом,

$$N_z = k' h \bar{C},$$

где  $k'$  — постоянная величина. Поскольку  $K$  определяется соотношением

$$K = Ak \bar{C},$$

где  $A$  — число порядка единицы (как и в разд. 6.4.1), имеем

$$b = Ak/k'.$$

Для однородной жидкости в качестве типичных значений можно принять  $A = 1$ ,  $k = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $k' = 2 \cdot 10^{-3}$ . В таком случае  $b = 1,25$ . Решения были даны Хипсом для  $b = 1, 2$  и  $4$ .

На рис. 6.8 представлены векторы течений для случая  $b = 4$ . Они рассчитывались через каждые 0,1 ч в точке  $P$ , расположенной в 12 милях (22 км) от берега. Средняя глубина была равна 32 м. Составляющая скорости, направленная от берега, по абсолютной величине приблизительно равна вдольбереговой составляющей, так что полный вектор течения на поверхности направлен под углом  $45^\circ$  влево от береговой линии. С увеличением глубины он поворачивается по часовой стрелке, так что у дна течение направлено к берегу.

Составляющие скорости течения вдоль берега и перпендикулярно ему показаны на рис. 6.9 как функции глубины в точке  $P$  при  $b = 4$ . Из уравнения (6.31) со значениями параметров, полученными выше, следует, что  $v_b = 0,01$  см/с. Эта величина пренебрежимо мала по сравнению с  $u_b \approx 3$  см/с (см. рис. 6.9).

Измерители течений располагались в месте, близком к точке  $P$ , с марта 1970 г. по февраль 1971 г. Сравнение наблюдаемых течений с рассчитанными показало, что удовлетворительное согласие получается при  $2 \leq b \leq 4$ . Существование основного

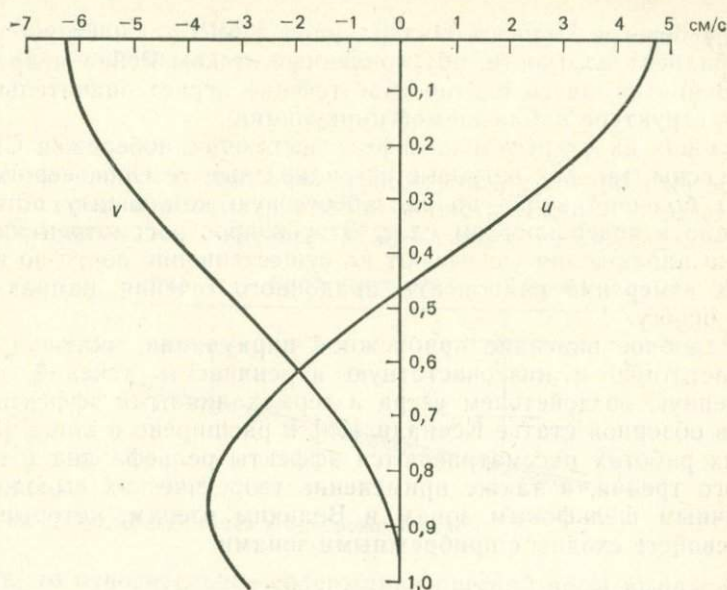


Рис. 6.9. Вертикальные профили составляющих скорости течения  $u$  и  $v$  в точке, показанной на рис. 6.8. Глубина  $h = 31,8$  м, параметр  $b$  принят равным 4 [68].

течения, направленного к берегу, было подтверждено экспериментами с поплавками, свободно дрейфующими у дна.

#### 6.4.4. Практические приложения

Сложность идентификации плотностных течений по данным измерений состоит в том, чтобы суметь отделить их от течений, связанных с приливами, воздействием ветра или наличием градиента уровня. Можно ожидать, что в заливе или частично закрытом море при условии, что берег находится справа (в Северном полушарии), плотностные течения на поверхности создадут циклоническую циркуляцию (против часовой стрелки). В отдельных районах действительно наблюдаются остаточные течения указанного направления. В Балтийском море, например, где в результате значительного притока пресной воды плотность увеличивается от периферии к центру, наблюдается слабая циклоническая циркуляция со скоростями порядка нескольких сантиметров в секунду в верхнем слое и 1 см/с в глубоких водах.

В Северном море прибрежные течения также имеют циклоническую завихренность, но здесь она определяется (по крайней мере частично) воздействием ветра. Однако в южной части

моря, у берегов Бельгии, Нидерландов и ФРГ, существует резкий градиент плотности, обусловленный стоком Рейна и других рек. Вероятно, здесь плотностное течение играет значительную роль в структуре наблюдаемой циркуляции.

Условия на открытом шельфе у восточного побережья США менее ясны, так как ветровые и градиентные течения, вероятно, вносят большой вклад во вдольбереговую компоненту потока, особенно в поверхностном слое. Этот вопрос рассмотрен ниже. Однако наблюдения указывают на существование почти во всех точках измерений компоненты придонного течения, направленной к берегу.

Подробное описание прибрежной циркуляции, включая высокочастотную и низкочастотную изменчивость течений, обусловленную воздействием ветра и термохалинными эффектами, дано в обзорной статье Ксанади [38] и расширено в книге [39]. В этих работах рассматриваются эффекты рельефа дна и придонного трения, а также применение теоретических выводов к различным шельфовым зонам и Великим озерам, которые по ряду свойств сходны с прибрежными зонами.

## 6.5. ПЕРЕМЕШИВАНИЕ ВОД НА КОНТИНЕНТАЛЬНОМ ШЕЛЬФЕ

### 6.5.1. Время перемешивания

Начальное смешение речной и прибрежной воды приводит к образованию воды низкой солености, которая по мере своего распространения смешивается с водой океана и постепенно поглощается ею. При стационарном режиме средняя скорость ухода пресной воды из прибрежной зоны должна компенсироваться речным стоком. Однако в каждый момент времени в этой зоне находится некоторый объем пресной воды, величина которого зависит от эффективности процессов переноса. То, в какой мере пресная вода удерживается в данном месте у побережья, представляет особый интерес, поскольку пресная вода несет с собой разные примеси, например питательные вещества или мусор, которые приносятся вместе с речной водой. Знание динамики этого процесса необходимо и для расчета распространения загрязняющих веществ, сбрасываемых в прибрежную зону.

Методы, которые использовались для оценки времени перемешивания и скоростей дисперсии в эстуариях, с некоторыми модификациями можно использовать и применительно к прибрежным районам. Простейший метод, в котором пресная вода рассматривается в качестве трассера, основан на предположении, что она удаляется с той же скоростью, с которой посту-

пает благодаря речному стоку. В таком случае время перемешивания описывается соотношением

$$t_1 = F/R, \quad (6.33)$$

где  $R$  — скорость поступления речной воды, а  $F$  — полный объем пресной воды в рассматриваемой области. Если  $S$  — соленость в любой точке этой области, а  $S_0$  — соленость воды далеко от



Рис. 6.10. Двухслойный обмен в прибрежной зоне.

берега, то относительное содержание пресной воды выражается следующим образом:

$$f = (S_0 - S)/S_0. \quad (6.34)$$

Для определения полного объема пресной воды  $F$  область делится по горизонтали и вертикали на соответствующее число элементов  $\delta V$  и каждому элементу объема приписывается свое значение  $f$ . Тогда полное содержание пресной воды можно представить в виде

$$F = \sum f \delta V, \quad (6.35)$$

где суммирование выполняется по всему объему  $V$ .

Этот метод оценки времени перемешивания носит весьма общий характер, так как не привлекает никаких предположений о конкретных процессах, ответственных за перенос пресной воды.

В некоторых случаях (например, для залива или частично открытого моря) область перемешивания удобно трактовать как открытый бассейн, с одной стороны которого существует приток речной воды, а с другой — происходит двухслойный обмен на границе между водами данной области и океана (рис. 6.10). Вода низкой солености  $S_1$  движется из бассейна вверх воды с соленостью  $S_2$ , текущей в бассейн; соответствующие скорости объемного переноса равны  $T_1$  и  $T_2$ . Для стационарного режима уравнения сохранения массы воды и соли при-

водят к следующим уравнениям для скоростей притока и оттока жидкости на границе:

$$\text{для потока, направленного из бассейна, } T_1 = \frac{S_2 R}{S_2 - S_1};$$

$$\text{для потока, направленного в бассейн, } T_2 = \frac{S_1 R}{S_2 - S_1},$$

где  $T_1 - T_2 = R$ . При выводе этих уравнений эффекты испарения и выпадения осадков в самом бассейне не учитывались. Если они велики, то соответствующие объемы жидкости должны учитываться при выводе величины  $R$ .

Время перемешивания можно представить также в виде

$$t_2 = \frac{V}{T_1} = \frac{V(S_2 - S_1)}{S_2 R}. \quad (6.36)$$

Оценка  $t_2$  является менее общей, чем  $t_1$ , поскольку при ее выводе существенным считается только один процесс перемешивания. Однако она требует измерения солености не во всей области, а только на ее границе.

Подобные рассуждения справедливы и в том случае, если разнонаправленные потоки разделены вертикальной, а не горизонтальной границей. В Северном полушарии в устье залива вынос происходит с правой стороны, а приток — с левой (для наблюдателя, смотрящего в открытый океан). В этом случае может быть использована та же система обозначений:  $T_1$  и  $S_1$  для потока, направленного из бассейна, и  $T_2$ ,  $S_2$  для потока, направленного в бассейн.

### 6.5.2. Процессы перемешивания и эффективная горизонтальная диффузия

Выше рассматривался чисто адвективный перенос и горизонтальная турбулентная диффузия не учитывалась. В общем случае в процессе переноса вещества через некоторое сечение участвуют как адвекция, так и диффузия. Рассмотрим элемент площади  $\delta A$ , перпендикулярный оси  $X$  (рис. 6.11, а). Пусть  $u$  — составляющая скорости, нормальная к сечению, а  $c$  — объемная концентрация любого вещества, входящего в состав морской воды. В частном случае  $c$  может быть, например, содержанием пресной воды  $f$ . Скорость переноса можно выразить соотношением

$$\delta F_x = uc \delta A - K_x \frac{\partial c}{\partial x} \delta A, \quad (6.37)$$

где  $K_x$  — коэффициент турбулентной диффузии по оси  $X$ , а  $\partial c / \partial x$  — градиент концентрации (знак минус обусловлен предположением, что турбулентная диффузия, как и молекулярная,

вызывает перенос вещества от области высоких концентраций к области низких концентраций). Полный поток  $F_x$  через вертикальное сечение площади  $A$  находится интегрированием (6.37) по всей площади:

$$F_x = \int_A uc \, dA - AK_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}, \quad (6.38)$$

где  $\bar{c} = \frac{1}{A} \int_A c \, dA$  — средняя концентрация в сечении.

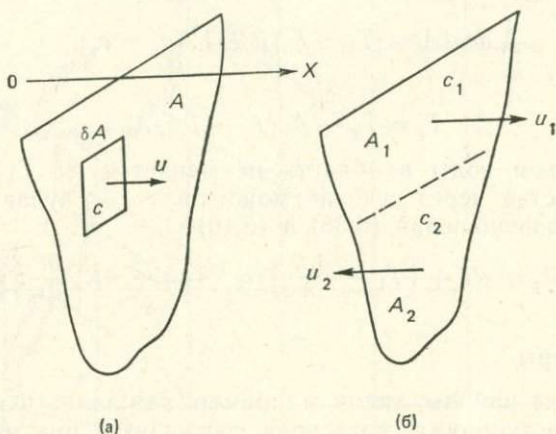


Рис. 6.11. Перенос вещества через вертикальное сечение: (а) общий случай; (б) двухслойный поток.

В адвективном члене уравнения (6.37)  $u$  и  $c$  в любой точке сечения можно записать в виде

$$u = \bar{u} + u', \quad c = \bar{c} + c',$$

где  $\bar{u}$ ,  $\bar{c}$  — средние по сечению, а  $u'$ ,  $c'$  — отклонения в данной точке от средних значений. Используя осреднение, интеграл в (6.38) можно записать как

$$\int_A uc \, dA = A\bar{u}\bar{c} + \int_A u'c' \, dA. \quad (6.39)$$

В случае двухслойного потока (рис. 6.11, б) примем в качестве  $u'_1$ ,  $c'_1$  отклонения соответствующих величин в верхнем слое с площадью поперечного сечения  $A_1$ , а в качестве  $u'_2$ ,  $c'_2$  — отклонения от средних значений в нижнем слое с площадью поперечного сечения  $A_2$ . Тогда

$$\int_A uc \, dA = (A_1 + A_2)\bar{u}\bar{c} + A_1u'_1c'_1 + A_2u'_2c'_2,$$

где

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \frac{A_1 u_1 - A_2 u_2}{A_1 + A_2}, & \bar{c} &= \frac{A_1 c_1 + A_2 c_2}{A_1 + A_2}, \\ A_1 u'_1 &= -A_2 u'_2 = \frac{A_1 A_2 (u_1 + u_2)}{A_1 + A_2}, \\ c'_1 &= \frac{A_2 (c_1 - c_2)}{A_1 + A_2}, & c'_2 &= -\frac{A_1 (c_1 - c_2)}{A_1 + A_2}.\end{aligned}$$

Введя обозначения  $T_1 = A_1 u_1$ ,  $T_2 = A_2 u_2$ ,  $A = A_1 + A_2$ , получим, что

$$\int_A u c dA = (T_1 - T_2) \bar{c} + T'_1 (c_1 - c_2), \quad (6.40)$$

где

$$T'_1 = T_1 - A_1 (T_1 - T_2) / A.$$

Если объем воды в области не меняется, то  $T_1 - T_2 = R$ . Поток вещества через сечение можно в этом случае выразить с помощью соотношений (6.38) и (6.40):

$$F_x = R \bar{c} + \left( T_1 - \frac{A_1 R}{A} \right) (c_1 - c_2) - AK_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}. \quad (6.41)$$

### 6.5.3. Примеры

Некоторые районы, такие, например, как залив Фанди, можно считать эстуариями, хотя вода поступает в них из нескольких эстуариев меньшего масштаба. Вычисления с помощью первого метода, основанного на уравнении (6.33), дают для залива Фанди оценку времени перемешивания, равную 76 сут (результат Кетчума и Кина приведен в [107]). Другим районом такого типа является пролив Лонг-Айленд, который имеет ограниченный обмен с водами Нью-Йоркской бухты на своем западном конце и свободно связан с водами Атлантического океана через пролив Блок-Айленд на восточном конце. Исследования показали, что обмен через пролив Блок-Айленд является обменом двухслойного типа с расходом в нижнем слое от 15 000 до 20 000 м<sup>3</sup>/с. Вынос воды в верхнем слое превышает это значение на 1400 м<sup>3</sup>/с, причем 1100 м<sup>3</sup>/с поступают с восточной стороны Нью-Йоркской бухты, а 300 м<sup>3</sup>/с обеспечивается стоком рек, впадающих в пролив, включая реку Коннектикут. Время перемешивания воды в проливе Лонг-Айленд в целом, оцененное по скорости притока, составляет в среднем около трех месяцев [132].

Кетчум и Кин [87] применили метод накопления пресной воды к районам континентального шельфа у восточного побережья США. Рассматривалась полоса от полуострова Кейп-Код на севере до Чесапикского залива на юге, а в поперечном

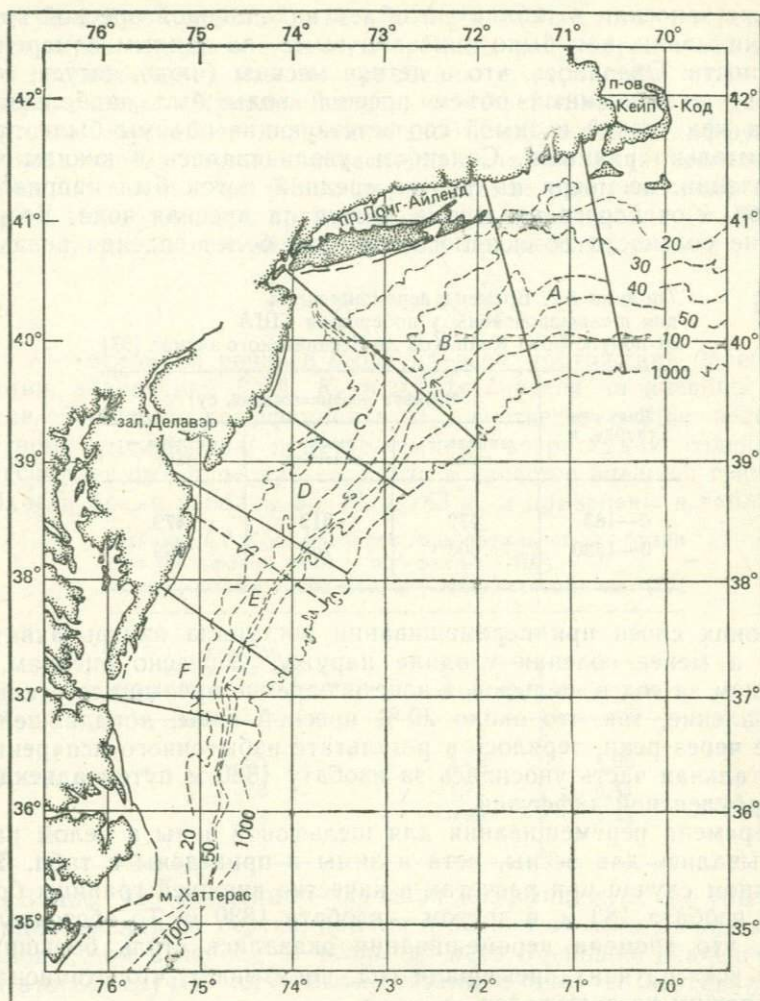


Рис. 6.12. Континентальный шельф у восточного побережья США от полуострова Кейп-Код до Чесапикского залива. Показаны районы, использовавшиеся в расчетах по накоплению пресной водой [87]. Изобаты указаны в морских саженях.

направлении — от берега до изобаты 1830 м (1000 мор. саженей) (рис. 6.12). Соответствующая акватория имеет площадь  $9,6 \cdot 10^4$  км<sup>2</sup> и собирает воду с участка суши площадью  $30 \cdot 10^4$  км<sup>2</sup>. Речной сток составляет в среднем 4750 м<sup>3</sup>/с (150 км<sup>3</sup>/год). Акватория была разделена на шесть районов, обозначенных на рис. 6.12 буквами от А до F; величину речного стока в каждом

районе заносили в таблицу, а объем накопленной пресной воды рассчитывали, как было показано выше, по данным измерений солености. Оказалось, что в летние месяцы (июль, август, сентябрь) рассчитанный объем пресной воды был наибольшим, тогда как весной и зимой соответствующие объемы были приблизительно равными. Соленость увеличивалась в южном направлении, несмотря на то что средний поток был направлен на юг, а от берега все время поступала пресная вода. Возрастание солености объяснялось тем, что более соленая вода из

Таблица 6.1. Времена перемешивания для шельфовой зоны у побережья США от полуострова Кейп-Код до Чесапикского залива [87]

Диапазон глубин, м	Времена перемешивания, сут		
	апрель — июнь	июль — сентябрь	октябрь — март
0—183	472	612	479
0—1830	603	752	589

глубоких слоев при перемешивании поступала внутрь акватории, а менее соленая уходила наружу. Согласно оценкам, в среднем за год в шельфовой зоне испарение превышало осадко-накопление, так что около 20 % пресной воды, попадавшей в море через реки, терялось в результате избыточного испарения, а оставшая часть уносилась за изобату 1830 м путем адвекции и турбулентной диффузии.

Времена перемешивания для шельфовой зоны в целом рассчитывались для весны, лета и зимы и приведены в табл. 6.1. В одном случае при расчетах в качестве внешней границы бралась изобата 183 м, в другом — изобата 1830 м. То обстоятельство, что времена перемешивания оказались столь большими и во всех случаях превышали год, показывает, что стационарный режим не достигался.

Большее время перемешивания пресной воды в летние месяцы по сравнению с весенними и зимними соответствует меньшей солености и, следовательно, меньшему содержанию солей в летний период. Таким образом, в период от весны до лета поток соли направлен из данной области наружу, а в период от лета до зимы — внутрь ее. Если средняя соленость объема воды  $V$  изменяется на величину  $\Delta\bar{S}$  за время  $\Delta t$ , а  $F_x$  — поток из рассматриваемой области, то

$$V \Delta\bar{S} = -F_x \Delta t. \quad (6.42)$$

Кетчум и Кин привели свидетельства в пользу того, что перенос соли через северную и южную границы рассматриваемой области пренебрежимо мал по сравнению с переносом через границу с океаном. Предполагалось, что перенос через эту границу целиком обусловлен горизонтальной турбулентной диффузией, поскольку в распоряжении исследователей не было данных, которые позволяли бы учесть вертикальное распределение солености. Используя эти предположения и соотношение (6.38), поток соли из данной области можно представить в виде

$$F_x = R\bar{S} - AK_x \frac{\partial \bar{S}}{\partial x}, \quad (6.43)$$

где  $R$  — величина речного стока на всем протяжении береговой линии, а значения  $\bar{S}$ ,  $A$ ,  $K_x$  и  $\partial \bar{S} / \partial x$  берутся на внешней границе. Значения коэффициента  $K_x$ , соответствующие весенне-летнему уменьшению и летне-зимнему возрастанию солености, рассчитывались для случаев, когда в качестве внешней границы области брали изобаты 55, 73 и 183 м, и приведены в табл. 6.2.

Таблица 6.2. Коэффициенты горизонтальной диффузии для шельфовой зоны у побережья США от полуострова Кейп-Код до Чесапикского залива [87]

Изобата, соответствующая принятой границе области, м	$K_x, 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$	
	весна — лето	лето — зима
55	2,52	4,96
73	1,72	3,41
183	0,58	1,48

Видно, что найденные значения коэффициента  $K_x$  убывают в направлении от берега, причем в период от лета до зимы они больше, чем в период от весны до лета. Меньшие значения  $K_x$  во втором случае могут быть связаны с тем, что вертикальная устойчивость в этот период была большей. Если бы в соотношении (6.39) член, описывающий вариации скорости и солености по вертикали, не был пренебрежимо мал, эффективные значения  $K_x$  оказались бы выше.

В работе [2] приведены оценки времени перемешивания для побережья штатов Южная Каролина, Джорджия и северо-восточной части Флориды. Рассматривалась область, заключенная между изобатами 9 и 73 м и вмещающая  $1000 \text{ км}^3$  воды. Объем накапливаемой пресной воды изменялся от сезона к сезону между 5 и  $12 \text{ км}^3$  в соответствии с изменениями речного стока, но время перемешивания оставалось примерно постоянным и

равнялось 2,7 мес. Перенос пресной воды из данной акватории мог быть связан с вдольбереговыми течениями или перемешиванием с водами Гольфстрима через границу шельфа. Прибрежные течения достаточно быстро изменяются по величине и направлению. Поэтому постоянство времени перемешивания, по мнению авторов, указывает на то, что первый из упомянутых процессов вряд ли играет существенную роль. Они полагают, что перенос в направлении от берега осуществлялся благодаря меандрам Гольфстрима, которые «заходили» в шельфовую зону с интервалом около 5 сут и захватывали «нити» воды низкой солености.

## 6.6. ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ И ТЕЧЕНИЯМИ

### 6.6.1. Модель Стоммела — Леетмаа

В разд. 6.1.2 указывалось, что течения и распределение плотности зависят друг от друга, поэтому физически реалистичная модель должна воспроизводить эту взаимосвязь. Вероятно,

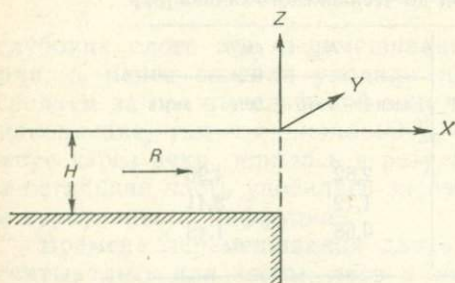


Рис. 6.13 Модель континентального шельфа.

первую попытку сформулировать и решить такую задачу для шельфовой зоны сделали Стоммел и Леетмаа [142]. Модель была сформулирована таким образом, чтобы удовлетворять — в идеализированном представлении — зимним условиям на шельфе у восточного побережья Северной Америки. Зимний сезон был выбран по двум причинам: 1) в этот период плотность зависит преимущественно от солености и 2) стратификация по плотности слабая.

Шельф моделируется параллельной берегу полосой бесконечной длины и полубесконечной ширины, простирающейся от глубокого океана при  $x = 0$  до бесконечности в отрицательном направлении оси  $X$ ; глубина шельфа равна  $H$ . Геометрию модели иллюстрирует рис. 6.13. Средний поток воды (равный  $R$  на единицу длины береговой линии) направлен к морю и зависит от величины речного стока. Плотность воды  $\rho$  связана с соленостью  $S$  линейным соотношением

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta S), \quad (6.44)$$

где  $\beta$  — константа. В модели может учитываться воздействие на поверхность воды касательного напряжения ветра с составляющими  $\tau_{sx}$  и  $\tau_{sy}$ . Предполагается, что течения и распределение солености не зависят от координаты  $y$ . Коэффициент вертикальной турбулентной вязкости  $N_z$  считается постоянным. Влияние наклона поверхности воды не учитывается.

В стационарном случае уравнениями движения по осям  $X$  и  $Y$  являются уравнения (6.16) и (6.17), но только  $\partial \xi / \partial x = 0$ , а  $\partial \rho / \partial x$  определяется из (6.44). Таким образом,

$$fv = -\beta gz \frac{\partial S}{\partial x} - N_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (6.45)$$

$$fu = N_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}. \quad (6.46)$$

Уравнение для распределения солености учитывает вертикальную турбулентную диффузию, которая параметризуется коэффициентом  $K_z$ , но член, описывающий горизонтальную диффузию по оси  $X$ , считается пренебрежимо малым. Тогда имеем

$$u \frac{\partial S}{\partial x} + w \frac{\partial S}{\partial z} = K_z \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}. \quad (6.47)$$

Кроме того, используется уравнение неразрывности, т. е.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (6.48)$$

Граничные условия имеют следующий вид: на поверхности ( $z = 0$ )

$$\tau_{sx} = \rho N_z \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_{sy} = \rho N_z \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} = 0; \quad (6.49)$$

на дне ( $z = -H$ )

$$u = v = \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad (6.50)$$

и, кроме того,

$$\int_{-H}^0 u dz = R. \quad (6.51)$$

Таким образом, задача состоит в том, чтобы решить уравнения (6.45) и (6.48) с граничными условиями (6.49)—(6.51). Решение имеет довольно сложный вид и не будет здесь воспроизведено. Однако интересно рассмотреть некоторые общие его особенности и их применимость к условиям на шельфе у восточного побережья Северной Америки.

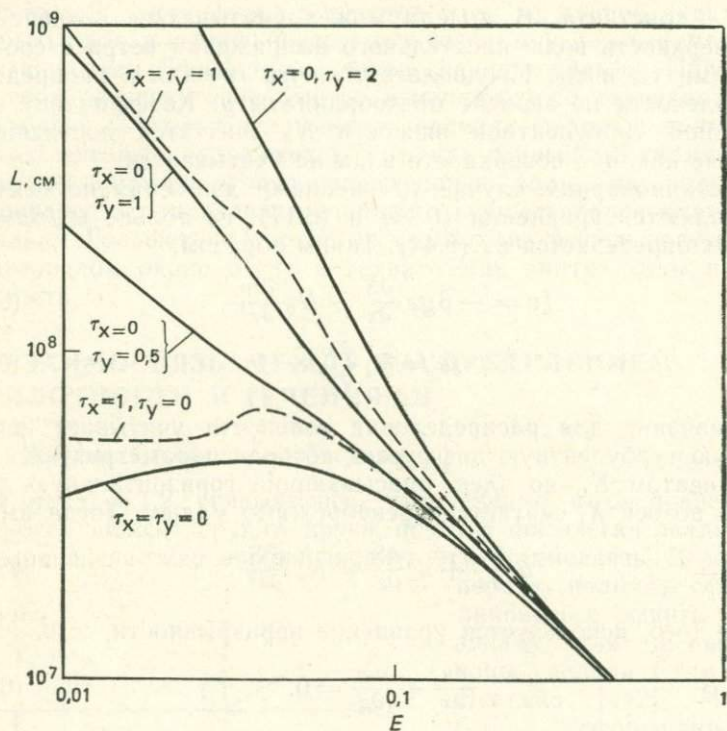


Рис. 6.14. Горизонтальный масштаб  $L$  как функция числа Экмана  $E$  [142].

В задаче появляются два важных параметра — число Экмана  $E$ :

$$E = N_z / f H^2 \quad (6.52)$$

и масштаб длины  $L$ , характеризующий горизонтальный градиент солености на границе шельфа:

$$\left( \frac{\partial S}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{S_0}{L}, \quad (6.53)$$

где  $S_0$  — среднее по глубине значение солености при  $x = 0$ . Решение для  $L$  как функции  $E$  в двойном логарифмическом масштабе воспроизведено на рис. 6.14. Значение  $L$  в сантиметрах соответствует следующим численным значениям параметров, взятым Стоммелом и Леетмаа в качестве характерных значений

для шельфовой зоны у восточного побережья США:

$$f = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \quad H = 5 \cdot 10^3 \text{ см},$$

$$\beta g S_0 = 30 \text{ см/с}^2, \quad R = 50 \text{ см}^2/\text{с}, \quad N_z = K_z.$$

Разные кривые на рис. 6.14 соответствуют различным значениям касательного напряжения ветра  $\tau_{sx}$  и  $\tau_{sy}$  (в дин/см<sup>2</sup>), которые стоят у каждой кривой. (На рисунке для краткости употреблено  $\tau_x$  вместо  $\tau_{sx}$  и  $\tau_y$  вместо  $\tau_{sy}$ .)

Рассмотрим вначале кривую, соответствующую случаю  $\tau_x = \tau_y = 0$ , т. е. отвечающую нулевому значению касательного напряжения ветра и чисто плотностной циркуляции. Видно, что  $L$  достигает максимума (это означает, что горизонтальный градиент солености минимален), когда число Экмана  $E$  равно примерно  $3,5 \cdot 10^{-2}$ . Меньший горизонтальный градиент  $\partial S/\partial x$  соответствует более высокой солености у берега при заданном значении солености на границе шельфа, что предполагает более высокую скорость перемешивания в направлении, перпендикулярном берегу. Поскольку горизонтальная диффузия явно не учитывается, перемешивание осуществляется благодаря вертикальному изменению скорости  $u$  в сочетании с вертикальным изменением солености. В верхнем слое существует экмановский перенос в направлении моря, в нижнем — перенос в направлении берега. При очень малых значениях  $E$  эти потоки малы и, хотя вертикальный градиент солености достаточно велик, горизонтальное перемешивание происходит медленно. При больших значениях  $E$  потоки велики, но вертикальное перемешивание также велико (поскольку  $K_z$  возрастает вместе с увеличением  $N_z$ ) и скорость горизонтального перемешивания опять оказывается малой. Существуют промежуточные значения величины  $E$  (и соответствующие значения  $N_z$  и  $K_z$ ), при которых произведение экмановского переноса и вертикального перепада солености достигает максимума; тогда горизонтальное перемешивание происходит наиболее интенсивно.

Верхняя часть рис. 6.14 отвечает условиям, когда процессы горизонтального перемешивания определяются в основном касательным напряжением ветра. Видно, что составляющая  $\tau_{sy}$  играет большую роль, чем составляющая  $\tau_{sx}$ , как и следует ожидать, если помнить, что именно составляющая касательного напряжения ветра, параллельная берегу, создает экмановский перенос в направлении от берега. В случае когда движущей силой является только ветер, величина экмановского переноса не зависит от турбулентной вязкости, но вертикальный градиент солености обратно пропорционален  $K_z$ . Поскольку предполагалось, что  $N_z = K_z$ , горизонтальное перемешивание

уменьшается с увеличением  $E$ , а кривые в верхней части рис. 6.14 имеют наклон  $-1$ , указывая тем самым на то, что  $L$  обратно пропорционально  $E$ .

### 6.6.2. Применение модели к условиям Средне-Атлантического залива

Стоммел и Леетмаа провели сравнение результатов расчетов по модели с наблюдаемыми условиями в Средне-Атлантическом заливе у восточного побережья США (см. рис. 9.1). Если соленость меняется на величину  $\Delta S$  на расстоянии  $\Delta x$  поперек шельфа, то

$$L = \frac{S_0 \Delta x}{\Delta S}.$$

Наблюдения в Средне-Атлантическом заливе в феврале и марте показали, что  $\Delta S = 1,5 \text{‰}$  при ширине шельфа  $\Delta x = 139 \text{ км}$  и, следовательно,  $L = 3,2 \cdot 10^8 \text{ см}$ . Для касательного напряжения ветра можно принять  $\tau_{sx} = \tau_{sy} = 1 \text{ дин/см}^2$ . На рис. 6.14 точка, соответствующая этим значениям, лежит достаточно далеко от кривой, отвечающей случаю чисто плотностных течений. Следовательно, режим движения в шельфовой зоне существенно зависит от воздействия ветра. Соответствующее значение числа Экмана  $E = 2,6 \cdot 10^{-2}$ . При тех значениях  $f$  и  $H$ , которые были приняты в модели, коэффициент турбулентной вязкости  $N_z = 45 \text{ см}^2/\text{с}$ . Толщина экмановского слоя, определяемая согласно соотношениям гл. 5, как  $D = \pi \sqrt{2N_z/f}$ , равна 35 м. Разница в значениях солености в верхнем и нижнем слоях составила  $0,14 \text{‰}$ .

Для составляющей скорости течения  $v$  в модели было получено значение  $20 \text{ см/с}$ ; эта составляющая направлена вдоль берега, т. е. на северо-восток. Течение в основном обусловлено ветром, так как распределение плотности создало бы течение с составляющей  $v$ , направленной на юго-запад. В действительности измерения скоростей в зимнее время указали на существование среднего потока, направленного на юго-запад и имеющего скорость около  $5 \text{ см/с}$ . Это расхождение между наблюдениями и теорией можно устранить, если учесть вдольбереговой градиент уровня моря. Повышение уровня на  $20 \text{ см}$  от мыса Хаттерас до мелей Нантакет было бы достаточным для того, чтобы обратить ветровое течение и создать средний поток юго-западного направления, который и был обнаружен. При наличии наклона морской поверхности вдоль берега поток, направленный к берегу и компенсирующий экмановский перенос в поверхностном слое, может охватывать всю толщу, вместо того чтобы концентрироваться в придонном экмановском слое.

Используя модель, которая учитывает влияние наклона уровня вдоль берега, Стоммел и Леетмаа пришли к выводу, что условия в Средне-Атлантическом заливе можно воспроизвести в модели, если положить  $K_z = N_z = 30$  см<sup>2</sup>/с. Перенос соли в перпендикулярном берегу направлении, возникающий вследствие двухслойного течения, эквивалентен диффузионному переносу с эффективным коэффициентом горизонтальной диффузии  $K_x = 2,3 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/с.

Эти и другие исследования показывают, что в пределах континентального шельфа течения и процессы перемешивания у восточного побережья США определяются в основном ветром, а плотностные течения играют второстепенную роль. Однако в прибрежных районах меньшего масштаба плотностные течения могут преобладать. Так, изучение течений в заливе Массачусетс показало [25], что распределение плотности, создаваемое весной речным стоком, в особенности рекой Мерримак, оказывало доминирующее влияние на течения, которые изменялись с временным масштабом 5—10 сут.

## Распределение температуры и сезонный термоклин

### 7.1. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ОКЕАНСКИХ И ПРИБРЕЖНЫХ ВОД

Распределение температуры в любом районе моря или океана определяется потоками тепла через морскую поверхность и теплообменом с прилегающими водными массами, который осуществляется путем адвекции или турбулентной диффузии. Основной составляющей потока тепла, направленного в глубь моря, является солнечная радиация, приходящая либо непосредственно от Солнца, либо после рассеяния в атмосфере. Потери тепла частично обусловлены обратным излучением большей длины волны с поверхности моря в атмосферу и космическое пространство. К потерям тепла приводит и испарение, так как скрытая теплота, необходимая для испарения воды, «извлекается» из поверхностного слоя. Обратный процесс — конденсация — вызывает нагрев воды, но он обычно имеет небольшое значение. Обмен заметным количеством тепла океана с атмосферой происходит благодаря турбулентной теплопроводности и может приводить к увеличению или уменьшению теплосодержания верхнего слоя в зависимости от того, что теплее — воздух или вода.

Изменения теплосодержания района вызываются и адвективными процессами, т. е. течениями, которые приносят и уносят более теплую или более холодную воду. В прибрежной зоне то же влияние оказывает речной сток. Вертикальные движения воды, такие как апвеллинг или погружение водных масс, также приводят к изменениям теплосодержания поверхностного слоя. Там, где имеются горизонтальные или вертикальные градиенты температуры, возникают диффузионные потоки тепла. Вертикальные потоки образуются в результате мелкомасштабного турбулентного перемешивания или (если поверхностный слой достаточно охлажден) конвекции. Горизонтальный диффузионный теплообмен может быть вызван вихревыми движениями или течениями со сдвигом в широком диапазоне масштабов. Как и в случае солевого обмена, диффузионным потокам тепла в

уравнениях часто соответствуют члены, содержащие произведение коэффициента турбулентной диффузии  $K_x$ ,  $K_y$  или  $K_z$  на соответствующий градиент температуры. Теплообмен между водой и морским дном также вызывает небольшое изменение теплосодержания воды, но по сравнению с другими членами в тепловом балансе им обычно можно пренебречь. Нагрев за счет диссипации кинетической энергии течений, обусловленной придонным трением, в этом смысле также пренебрежимо мал.

Результирующее увеличение теплосодержания вертикального столба воды с единичным сечением в единицу времени можно обозначить  $Q_T$  и представить соотношением

$$Q_T = Q_S - Q_b - Q_c - Q_e - Q_v, \quad (7.1)$$

где  $Q_S$  — тепло, накапливающееся благодаря солнечной радиации;  $Q_b$  — тепло, теряемое в результате эффективного обратного излучения;  $Q_c$  — потери тепла вследствие теплопроводности;  $Q_e$  — тепло, теряемое в результате испарения морской воды с поверхности;  $Q_v$  — потери тепла, обусловленные течениями и перемешиванием.

В этом соотношении члены  $Q_c$ ,  $Q_e$  и  $Q_v$  могут быть отрицательными, если благодаря теплопроводности, конденсации или адвекции и диффузии тепло поступает в столб воды. Соотношение (7.1) иллюстрирует рис. 7.1.

В (7.1) членом, наиболее значительно меняющимся от одного района к другому, является  $Q_v$ , который отражает эффекты адвекции и турбулентной диффузии. Остальные четыре члена в правой части (7.1) описывают потоки тепла через морскую поверхность, и их можно все вместе обозначить  $Q$ . Таким образом,

$$Q = Q_S - Q_b - Q_c - Q_e, \quad (7.2)$$

и (7.1) переписывается в виде

$$Q_T = Q - Q_v. \quad (7.3)$$

Более детальный вид различных членов правой части (7.2) подробно рассмотрен в учебниках (см., например, [89, 95, 115]). Здесь будет дано лишь краткое освещение этого вопроса. Интенсивность солнечной радиации, падающей на поверхность моря, можно определить путем непосредственных измерений с

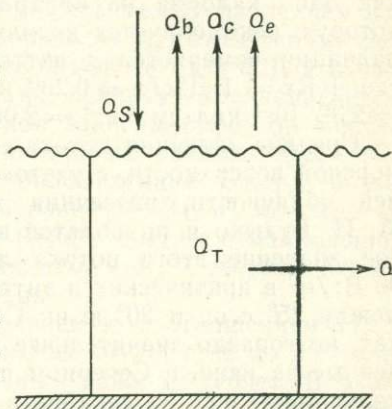


Рис. 7.1. Составляющие теплового баланса столба воды.

борта судна или на ближайших береговых станциях. При отсутствии таких измерений можно воспользоваться таблицами, в которых приводится поток радиации при безоблачном небе как функция широты и времени года с поправкой на облачный покров, определяемой из метеорологических наблюдений. Чтобы получить  $Q_s$  (величину потока солнечной радиации, поглощаемого водой), надо внести поправку, учитывающую отражение от поверхности.

До недавних пор поток солнечной радиации выражался, как правило, в ламли в единицу времени. Ламли (ла) определяется как одна калория на квадратный сантиметр. В системе СИ, которую рекомендуется использовать в настоящее время, поток радиации измеряется в ваттах на квадратный метр ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ), где  $1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж}/\text{с} = 0,239 \text{ кал}/\text{с}$ . Заметим, что  $1 \text{ Вт}/\text{м}^2 = 2,39 \cdot 10^{-5} \text{ кал} \cdot \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} = 2,056 \text{ ла}/\text{сут}$ .

Средние значения потока солнечной радиации, достигающей морской поверхности, с учетом атмосферного поглощения, средней облачности, рассеяния и других факторов были даны М. И. Будыко и приводятся в [115]. Для океанов среднегодовое значение этого потока лежит в диапазоне примерно от  $90 \text{ Вт}/\text{м}^2$  в арктических и антарктических районах до  $230 \text{ Вт}/\text{м}^2$  между  $25^\circ$  с. ш. и  $20^\circ$  ю. ш. Сезонные вариации малы в тропиках, но гораздо значительнее в более высоких широтах. Усредненные за июнь в Северном полушарии (т. е. летом Северного полушария) или за декабрь в Южном (т. е. летом Южного полушария) значения потока достигают  $240\text{--}300 \text{ Вт}/\text{м}^2$  на широте  $80^\circ$ , падают до минимума  $130\text{--}150 \text{ Вт}/\text{м}^2$  на широте  $55^\circ$ , увеличиваются до максимума  $260\text{--}280 \text{ Вт}/\text{м}^2$  на широтах  $30\text{--}25^\circ$ , а затем несколько уменьшаются в направлении к экватору. Высокие значения в полярных районах обусловлены большей продолжительностью светлого времени суток летом и низким содержанием водяного пара в атмосфере. Зимой (в соответствующем полушарии) величина потока уменьшается в направлении от экватора примерно до  $15 \text{ Вт}/\text{м}^2$  на широте  $60^\circ$  и спадает до нуля на широте  $70^\circ$ . Если приведенные значения в  $\text{Вт}/\text{м}^2$  удвоить, вы получите приблизительные значения в единицах ла/сут.

Эффективное излучение морской поверхности  $Q_b$  представляет собой излучение, уходящее с поверхности, за вычетом встречного излучения атмосферы. В отсутствие облачности  $Q_b$  зависит от температуры морской поверхности и влажности атмосферы и мало меняется с широтой и временем года. Полный диапазон изменения составляет  $70\text{--}115 \text{ Вт}/\text{м}^2$ , причем более высокие значения наблюдаются при низких температурах и низкой влажности. В условиях облачности  $Q_b$  уменьшается, так как встречное излучение атмосферы увеличивается. Сплошной об-

лачный покров может уменьшить  $Q_b$  до 20 % от его значения при ясном небе. Величину  $Q_b$  можно непосредственно измерять радиометром, но такие измерения менее распространены, чем измерения солнечной радиации. В их отсутствие  $Q_b$  можно оценивать по формуле, учитывающей температуру морской поверхности, влажность и облачность.

Члены  $Q_c$  и  $Q_e$ , описывающие соответственно теплопроводность и испарение, редко измеряют непосредственно. Чаще их определяют из уравнений, в которые входит разность температур воды на поверхности и воздуха на стандартной высоте над поверхностью (для  $Q_c$ ) или разность между давлением насыщенного водяного пара на поверхности и фактическим давлением водяного пара на стандартной высоте (для  $Q_e$ ), а также скорость ветра  $W$  (в обоих случаях). Обычно предполагается, что  $Q_e$  и  $Q_c$  связаны с  $W$  линейной зависимостью. Во многих случаях  $Q_e$  превышает  $Q_c$ , а в некоторых районах этот член больше всех остальных членов, описывающих потери тепла. Среднее значение  $Q_e$  для океанов равно 80 Вт/м<sup>2</sup>, но само  $Q_e$  изменяется в диапазоне 0—200 Вт/м<sup>2</sup>, достигая наибольших значений в средних широтах в западной части Северной Атлантики и северной части Тихого океана.

Если усреднить величину  $Q$ , даваемую соотношением (7.2), за год, то можно увидеть, что в полосе от 30° с. ш. до 30° ю. ш. океан получает тепло, а в остальных районах теряет. В экваториальных областях тепло поступает в океан в течение всего года; на более высоких широтах в летние месяцы океан получает тепло ( $Q$  положительно), а зимой теряет ( $Q$  отрицательно).

Члены, описывающие вклад различных процессов в поток тепла через морскую поверхность ( $Q$ ), для океанских и прибрежных вод различаются несильно. Существующие различия обусловлены локальными вариациями таких факторов, как облачность, скорость ветра, температура воздуха и морской поверхности. Если соответствующие факторы используются при оценке данных членов, их вариации следует учитывать. Значительное различие между прибрежными водами и водами открытого моря часто состоит в их реакции на тепловой поток и его сезонные изменения.

## 7.2. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ВАРИАЦИЯМИ ТЕПЛООВОГО БАЛАНСА

### 7.2.1. Реакция открытого океана

Если единичный объем воды поглощает количество тепла  $\delta q$ , его температура увеличивается на величину  $\delta T$ , равную

$$\delta T = \frac{\delta q}{\rho c},$$

где  $\rho$  — плотность, а  $c$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Если за время  $\delta t$  тепло увеличивается на  $\delta q$ , скорость роста температуры дается выражением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial q}{\partial t}. \quad (7.4)$$

В соотношении (7.1) увеличение теплосодержания вертикального столба воды с единичным поперечным сечением обозначено через  $Q_T$ , так что если высота столба равна  $h$ , то

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{Q_T}{h}. \quad (7.5)$$

Повышение средней температуры столба воды в этом случае можно рассчитать с помощью (7.4).

Пренебрегая на время членом  $Q_v$ , описывающим эффекты адвекции и диффузии, имеем  $Q = Q_T$ , т. е.  $Q$  равно суммарному потоку тепла через морскую поверхность. Солнечная радиация  $Q_s$  поглощается постепенно, по мере проникновения от поверхности вглубь, причем степень поглощения зависит от мутности воды. Согласно данным, приведенным в [114], в самой чистой океанской воде в верхнем метровом слое поглощается 55 % энергии излучения, в то время как в очень мутной прибрежной воде — 82 %. В первых 10 м в самой чистой океанской воде поглощается 78 %, а в мутной прибрежной воде — практически 100 % энергии излучения. Обратное излучение  $Q_b$  уходит из поверхностного слоя толщиной менее 1 см; непосредственное влияние теплопроводности и испарения также ограничено очень тонким слоем. В результате суммарный поток тепла  $Q$  первоначально ограничивается поверхностным слоем толщиной в несколько метров. Следовательно, если  $Q$  положительно, сравнительно тонкий поверхностный слой становится более теплым и менее плотным, чем вода, лежащая ниже. Однако воздействие ветра и волн приводит к генерации турбулентной энергии, достаточной для перемешивания поступающего тепла в верхнем слое толщиной в несколько десятков метров. Ниже этого уровня скорость генерации турбулентной энергии уже недостаточна для того, чтобы благодаря перемешиванию тепло распространялось вниз с той же самой скоростью; поэтому на нижней границе перемешанного слоя формируется *термоклин* — слой резкого падения температуры. Повышенная устойчивость в термоклине дополнительно уменьшает интенсивность турбулентности, обеспечивая таким образом положительную обратную связь для процесса формирования термоклина.

В экваториальных районах, где поток  $Q$  положителен в течение всего года, описанная термическая структура сохраняется постоянно: сверху располагается теплый перемешанный слой,

а под ним лежит термоклин, где градиент температуры достигает  $10^{\circ}\text{C}$  на 10 м. Термоклин препятствует поступлению тепла в нижележащие слои, которое поэтому происходит очень медленно.

В умеренных и полярных широтах результирующий тепловой поток  $Q$  положителен летом тем дольше, чем больше широта места, и отрицателен зимой. Описанный выше процесс действует в течение лета, приводя к возникновению верхнего перемешанного слоя, располагающегося над сезонным термоклином. Но когда осенью  $Q$  становится отрицательным, вода в тонком поверхностном слое охлаждается и становится более плотной, чем вода под ним. Благодаря этому возникает конвекция и охлаждение распространяется глубже. По мере того как поверхностный слой продолжает терять тепло, конвективное перемешивание распространяется на все большие глубины, пока термоклин полностью не разрушится. В некоторых районах перемешанный слой с постоянной температурой простирается на всю толщину воды. Дальнейшее охлаждение на поверхности может привести к опусканию поверхностной воды вглубь и образованию глубинной или придонной водной массы.

### 7.2.2. Реакция прибрежных вод: районы вертикального перемешивания

В открытом океане формирование сезонного термоклина летом в умеренных и высоких широтах происходит почти повсеместно. Однако в шельфовой зоне энергия турбулентности, генерируемой благодаря трению приливных течений о дно, может оказываться достаточно большой на нижней границе слоя ветрового перемешивания, чтобы поддерживать перемешивание по всей толще воды. Можно ожидать, что вероятность образования термоклина в данном районе зависит от силы приливных течений и глубины воды. Изменчивость этих факторов может служить причиной того, что в одном районе шельфа вода окажется стратифицированной, а в соседнем с ним — перемешанной. Зона раздела часто отмечается значительным горизонтальным градиентом температуры и представляет собой фронт. Критерий формирования сезонного термоклина будет выведен в разд. 7.3.

Рассмотрим вначале случай, когда вода остается хорошо перемешанной по вертикали в течение всего года. Если обозначить через  $\Delta T$  увеличение температуры столба воды высотой  $H$ , обусловленное результирующим притоком тепла  $Q_T$  в течение времени  $\delta t$ , то

$$\Delta T = Q_T \delta t / \rho c H. \quad (7.6)$$

Таким образом, зная  $Q_T$ , можно рассчитать увеличение температуры воды. Нетрудно видеть, что при заданном потоке тепла увеличение температуры будет тем большим, чем меньше глубина воды. Этот эффект наблюдается повсеместно: на картах температуры для летних месяцев заметно повышение температуры воды в направлении к берегу.

Рост температуры на мелкой воде ограничен двумя факторами. Во-первых, с повышением температуры возрастают потери тепла с поверхности. Потери, обусловленные испарением ( $Q_e$ ) и теплопроводностью ( $Q_c$ ), в общем случае растут с увеличением температуры воды, в то время как обратное излучение ( $Q_b$ ) меняется незначительно. Поскольку поток солнечной радиации ( $Q_s$ ) здесь, вероятно, такой же, как и в открытом море,  $Q_T$  имеет меньшую величину.

Во-вторых, уменьшение температуры в сторону открытого моря приводит к переносу тепла в направлении от берега, обусловленному горизонтальной турбулентной диффузией, которую можно параметризовать следующим образом:

$$Q_v = -\rho c K_x \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (7.7)$$

где ось  $X$  направлена от берега, а  $K_x$  — коэффициент турбулентной диффузии в этом направлении. Значение  $K_x$  зависит от конкретных условий и обычно меняется от  $10^5$  до  $10^6$   $\text{см}^2/\text{с}$ .

Зимой результирующий поток тепла  $Q_T$  отрицателен, вследствие чего температура воды уменьшается. В соответствии с формулой (7.6) на более мелкой воде температура снижается сильнее, и изотермы должны показывать понижение температуры в направлении к берегу. Это обстоятельство служит причиной того, что горизонтальный диффузионный поток тепла направлен от глубокой воды к берегу и стремится уменьшить разность температур. Как следствие описанных выше процессов, годовой диапазон температур должен быть наибольшим около берега и уменьшаться в направлении от берега к глубокой воде. Время максимального повышения и понижения температуры с удалением от берега отодвигается на более поздние сроки: около берега наивысшая температура, вероятно, будет в начале августа (в Северном полушарии), на глубокой воде — лишь в конце августа или сентября.

На рис. 7.2, *a* и *б* показаны карты средней температуры поверхности Ирландского моря для февраля и августа соответственно. Зимой вода хорошо перемешана по вертикали во всем районе. Ясно видно уменьшение температуры от центральной глубокой части моря в сторону мелководья у побережья, особенно в восточной части моря. В августе на большей части акватории вода также хорошо перемешана, хотя в районах к

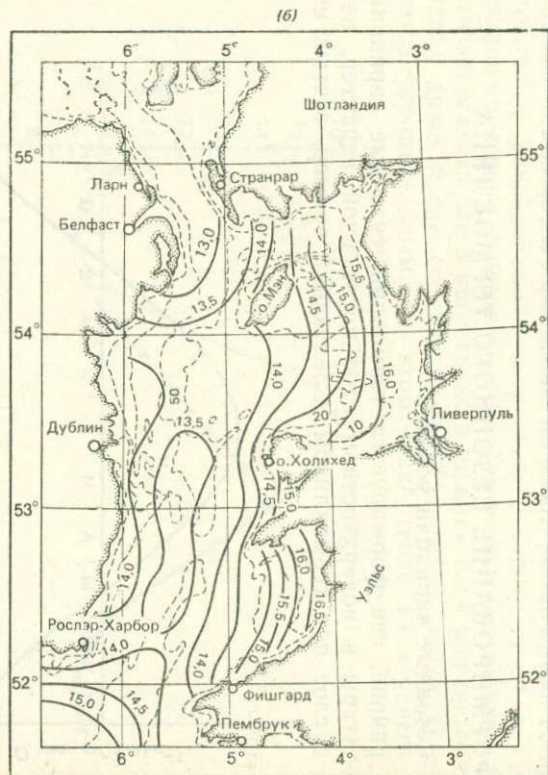
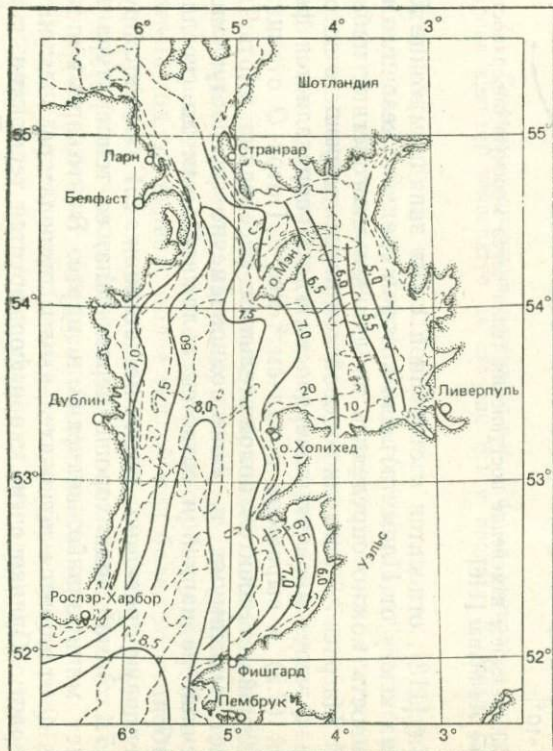


Рис. 7.2. Карты среднемесячной температуры поверхности воды в Ирландском море для февраля (а) и августа (б). Пунктирные линии — изобаты 10, 20 и 50 мор. саженей.

юго-западу и востоку от острова Мэн формируется сезонный термоклин. В это время года температура в целом увеличивается от центральной глубокой части моря к берегам.

### 7.3. ФОРМИРОВАНИЕ СЕЗОННОГО ТЕРМОКЛИНА

#### 7.3.1. Сезонные вариации условий

В районе, где формируется термоклин, сезонные вариации температуры в поверхностном слое носят иной характер, нежели в слое под термоклином. Следующий пример, взятый из

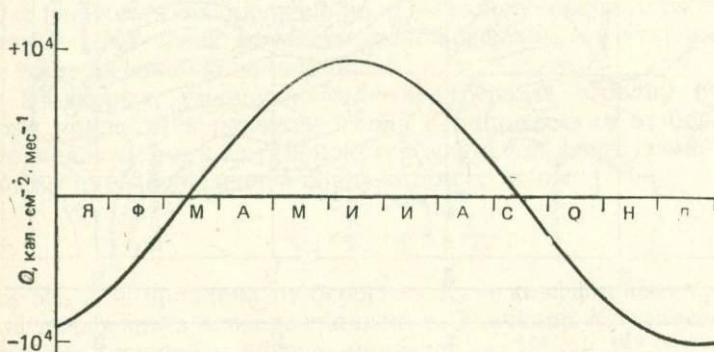


Рис. 7.3. Сезонное изменение поступления тепла через морскую поверхность в проливе Ла-Манш [118].

статьи [118], относится к станции Е.1 (на западном конце Ла-Манша к югу от Плимута), для которой среднюю сезонную изменчивость можно определить по данным многолетних наблюдений. На рис. 7.3 показан годовой ход результирующего потока тепла  $Q$  через морскую поверхность, где  $Q$  определяется формулой (7.2) и выражено в  $\text{кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мес}^{-1}$ . Поток  $Q$  отрицателен зимой, становится положительным в середине марта, достигает максимума в июне одновременно с поступающей солнечной радиацией и остается положительным до середины сентября.

Тепловую реакцию моря на станции Е.1 иллюстрирует рис. 7.4. Зимой вода хорошо перемешана, ее температура достигает минимальных значений в марте. В это время поток тепла  $Q$  становится положительным и температура воды начинает расти. Однако очень скоро формируется термоклин, и поток тепла через него вниз резко уменьшается. Температура поверхности продолжает повышаться все быстрее, в то время как в перемешанном слое под термоклином она растет медленнее. Фактически с апреля до сентября (конца сезона прогрева)

температура в нижнем слое растет с почти постоянной скоростью. Это позволяет предположить, что перемешивание в приливных течениях обуславливает перенос тепла вниз через термоклин с фиксированной скоростью независимо от величины теплового потока в верхнем слое. Температура поверхности достигает максимума в августе, но в нижнем слое она продолжает расти даже после середины сентября, когда поток  $Q$  становится отрицательным. На этом этапе тепло из верхнего слоя

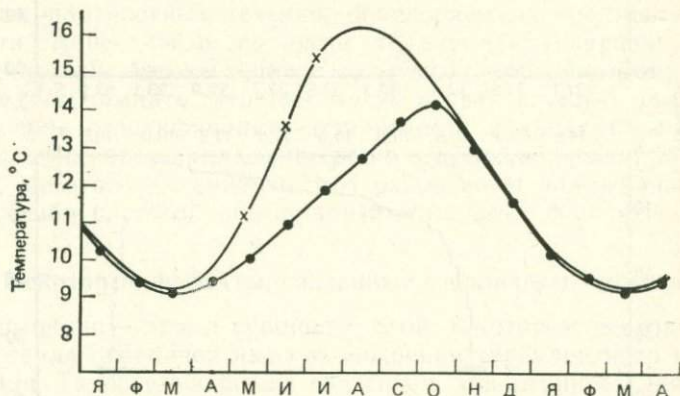


Рис. 7.4. Сезонные изменения поверхностной (тонкая кривая) и придонной (жирная кривая) температур на станции Е.1 в проливе Ла-Манш [118].

уходит как наружу через поверхность воды, так и вглубь, в нижний слой. Температура нижнего слоя продолжает расти благодаря поступлению тепла сверху, пока температуры этих двух слоев не сравняются и термоклин не исчезнет. Весь столб воды становится тогда перемешанным в результате конвекции.

Рис. 7.4 построен по данным, собранным более чем за 60 лет; адвективные эффекты здесь, вероятно, не проявляются вследствие усреднения. Однако если рассмотреть какой-либо конкретный год, то перенос более теплой или более холодной воды через станцию «смажет» равномерный рост температуры, особенно в нижнем слое. Изменение погодных условий от года к году также изменяет осредненный временной ход.

Вертикальное распределение температуры при наличии стратификации воды часто представляют идеализированным образом — в виде двух однородных по температуре слоев, разделенных резким термоклином. Реальный профиль, измеренный в данный момент, окажется, вероятно, не таким простым из-за локальных неоднородностей в процессах перемешивания и

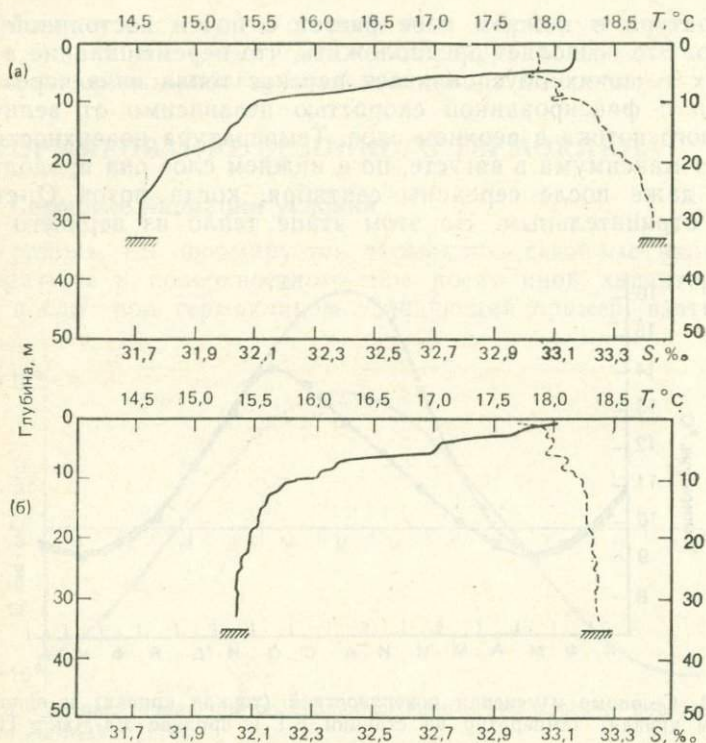


Рис. 7.5. Профили температуры (сплошные кривые) и солёности (пунктирные кривые) для двух станций, расположенных в 10 км друг от друга в восточной части Ирландского моря, по измерениям 3 августа 1975 г.

адвекции. Сказанное иллюстрируется рис. 7.5, где показаны профили температуры и солёности, измеренные в один и тот же день в восточной части Ирландского моря на двух станциях, расположенных в 10 км друг от друга.

В указанном случае стратификации по температуре отвечала стратификация по солёности, при этом в верхнем слое с более высокой температурой солёность была меньше. Такая комбинация распределений температуры и солёности встречается в одних районах, но отсутствует в других. Стратификация по солёности может возникнуть как следствие потока пресной воды через поверхность, например в результате выпадения осадков, приводящего к уменьшению солёности и плотности, что соответствует потоку тепла  $Q$ , направленному вниз. Испарение вызывает обратный эффект — увеличение солёности и плотности, как это было бы в случае отрицательного потока тепла  $Q$ . При испарении, таким образом, плотность увеличивается и бла-

годаря увеличению солености поверхностного слоя, и благодаря охлаждению его в результате извлечения скрытой теплоты.

Однако более важным процессом для возникновения стратификации по солености обычно является адвекция воды пониженной солености в сторону моря из прибрежной зоны, где прямое влияние оказывает вода впадающих в море рек. Эта сторона проблемы упоминалась в гл. 6, где рассматривались, во-первых, тенденция речной воды распространяться в прибрежных водах в виде шлейфа, а во-вторых, возникновение горизонтальных плотностных течений, обусловленных градиентами солености. Адвективные процессы труднее анализировать количественно, чем потоки тепла и соли через морскую поверхность, но следует помнить, что они могут играть важную роль. Возникновение стратификации по плотности в конкретном районе в конкретное время года чаще всего обусловлено либо потоками тепла, либо поступлением в этот район воды пониженной солености, либо сложной комбинацией этих двух факторов.

### 7.3.2. Некоторые эффекты, связанные с наличием термоклина

Термоклин — это, в сущности, слой, в котором вертикальный поток тепла ограничен из-за уменьшения турбулентного перемешивания. Такое уменьшение оказывает аналогичное влияние на вертикальный перенос солености, биогенных веществ (включая нитраты, фосфаты и силикаты) и растворенного кислорода. В начале лета растущий фитопланктон в верхнем слое поглощает все имеющиеся там биогенные элементы, а когда их запас истощается, его рост замедляется. Концентрация биогенных элементов в нижнем слое остается по-прежнему высокой, но их перенос вверх через термоклин невелик. Таким образом, дальнейший рост фитопланктона существенно ограничивается, пока осеннее разрушение термоклина не сделает возможным перенос питательных веществ в верхний слой.

Подавление перемешивания между верхним и нижним слоями означает, например, что воды, сбрасываемые в верхний слой, будут в основном оставаться в нем и лишь очень медленно перемешиваться с нижележащей водой. Если в перемешанном по вертикали слое вытекающая в море вода может распространяться по всей его толще, то при наличии стратификации эффективная глубина ее распространения равна глубине верхнего слоя. И наоборот, если эта вода попадает в нижний слой и ее плавучесть недостаточна для того, чтобы она «прорвалась» через термоклин, она окажется захваченной нижним слоем. Следует отметить, однако, что шторм может создать заметное турбулентное перемешивание в термоклине, которое временно нарушит разделение слоев.

Количественное влияние термоклина можно охарактеризовать уменьшением коэффициента вертикальной турбулентной диффузии  $K_z$  на один и даже два порядка. Для станции Е.1 в Ла-Манше, упомянутой выше, в работе [121] приведены вычисленные значения  $K_z$  как функции глубины и времени из уравнения теплового баланса; показано, что минимальные значения порядка  $1 \text{ см}^2/\text{с}$  коэффициент принимает на глубинах 10—20 м в период с июля по сентябрь. Эти значения  $K_z$  авторы использовали для расчета вертикального переноса соли и фосфатов.

### 7.3.3. Критерий формирования термоклина

Возможность формирования термоклина в конце весны и начале лета зависит от того, имеется ли во всей толще воды достаточное количество кинетической энергии, для того чтобы благодаря перемешиванию тепло

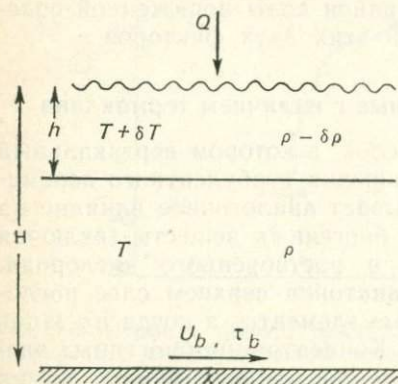


Рис. 7.6. Обозначения, используемые при выводе критерия формирования сезонного термоклина.

поступало вниз с такой же скоростью, с какой оно поступает сверху. Солнечное излучение поглощается в поверхностном слое со скоростью, зависящей от длины волны излучения и прозрачности воды. В типичных для прибрежных вод условиях, как упоминалось в разд. 7.2.1, большая часть солнечной энергии поглощается в первых нескольких метрах воды. Мы не будем здесь подробно рассматривать распределение температуры в поверхностном слое, а предположим, что солнечная энергия поглощается в тонком слое толщиной  $h$ , как показано на рис. 7.6. Обратное излучение, равно как и обмен явной и скрытой теплотой между морем и атмосферой, определяется тонким приповерхностным слоем толщиной несколько миллиметров. Примем также, что поступающее тепло перераспределяется в слое толщиной  $h$  под воздействием ветра и волн. Задача состоит в том, чтобы решить, может ли все тепло, содержащееся в этом слое, распределиться по всей глубине  $H$  столба воды. Приводимый ниже вывод близко следует работам Симпсона и Хантера [136] и Фирнхеда [48].

Пусть  $Q$  — результирующий поток тепла через элемент поверхности единичной площади в единицу времени. Масса воды в столбе единичного сечения и высоты  $h$  равна  $\rho h$ , так что по-

годаря перемешиванию тепло поступало вниз с такой же скоростью, с какой оно поступает сверху. Солнечное излучение поглощается в поверхностном слое со скоростью, зависящей от длины волны излучения и прозрачности воды. В типичных для прибрежных вод условиях, как упоминалось в разд. 7.2.1, большая часть солнечной энергии поглощается в первых нескольких метрах воды. Мы не будем здесь подробно рассматривать распределение температуры в поверхностном слое, а предположим, что солнечная энергия

глощение количества тепла  $Q\delta t$  за время  $\delta t$  приведет к повышению температуры воды  $\delta T$ :

$$\delta T = Q\delta t/\rho ch, \quad (7.8)$$

где  $c$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении.

Это приращение температуры приведет к увеличению объема, которое можно рассматривать как увеличение толщины слоя на  $\delta h$ , поскольку рассматривается столб единичного сечения. Таким образом,

$$\delta h = \alpha h \delta T, \quad (7.9)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения воды. Это соответствует уменьшению плотности на  $\delta\rho$ :

$$\delta\rho = \rho \frac{\delta h}{h},$$

откуда, согласно (7.8) и (7.9), получаем

$$\delta\rho = \frac{\alpha Q \delta t}{ch}. \quad (7.10)$$

Далее, если вода с плотностью  $\rho - \delta\rho$  из верхнего слоя толщиной  $h$  полностью перемешивается с водой плотности  $\rho$  из нижнего слоя толщиной  $H - h$ , то потенциальная энергия столба жидкости увеличивается на  $\delta V$ , где

$$\delta V = \frac{1}{2} g \delta\rho h (H - h).$$

Таким образом, используя уравнение (7.10), получим, что скорость увеличения потенциальной энергии равна

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{2} \frac{g\alpha Q (H - h)}{c}. \quad (7.11)$$

Скорость потери энергии приливными течениями из-за придонного трения равна

$$\frac{dE}{dt} = \tau_b U_b,$$

где  $\tau_b$  — напряжение придонного трения на единицу площади, а  $U_b$  — мгновенная скорость придонного течения. Если придонное трение меняется по квадратичному закону

$$\tau_b = k\rho |U_b| U_b,$$

где  $k$  — коэффициент трения, то

$$\frac{dE}{dt} = k\rho |U_b^3|.$$

Если взять гармоническую составляющую приливного течения, определяемую выражением

$$U_b = U_0 \cos \sigma t,$$

то после осреднения по периоду прилива получим, что средняя скорость потери энергии приливым течением равна

$$\frac{\overline{dE}}{dt} = \frac{4k}{3\pi} \rho U_0^3. \quad (7.12)$$

Предположим, что вся энергия, теряемая приливым течением, превращается сначала в кинетическую энергию турбулентности и что доля  $\varepsilon$  этой энергии идет на увеличение потенциальной энергии столба воды. Тогда условие полного перемешивания запишется в виде

$$\frac{dV}{dt} \leq \varepsilon \frac{\overline{dE}}{dt}. \quad (7.13)$$

Из (7.11) и (7.12) следует

$$\frac{(H-h)Q}{U_0^3} \leq \frac{8}{3\pi} \frac{\varepsilon k \rho c}{g \alpha}. \quad (7.14)$$

В первом приближении величины  $k$ ,  $\rho$ ,  $c$ ,  $g$  и  $\alpha$  можно считать постоянными. Если  $\varepsilon$  в первом приближении также считается постоянной, то вся правая часть (7.14) приблизительно постоянна. При выводе критерия Симпсон и Хантер [136] приняли, что  $h \ll H$  и что  $Q$  можно считать приблизительно постоянным, если рассматривать разные районы, но на одинаковых широтах и в одни и те же месяцы. Поскольку данные о приливных течениях на поверхности более доступны, чем данные о придонных течениях,  $U_0$  в уравнении (7.12) заменено  $U_s$  — амплитудой скорости приливной составляющей на поверхности с соответствующим изменением значения  $k$ .

Критерий полного вертикального перемешивания можно тогда выразить через параметр  $P$  такой, что

$$P \equiv \frac{H}{U_s^3} \leq P_{\text{кр}}, \quad (7.15)$$

где

$$P_{\text{кр}} = \frac{8}{3\pi} \frac{\varepsilon k' \rho c}{g \alpha Q} \quad (7.16)$$

и придонное напряжение трения  $\tau_b$  связано со скоростью приливного течения на поверхности коэффициентом  $k'$ .

Симпсон и Хантер применили критерий (7.15) к условиям Ирландского моря, в котором они наблюдали четко выраженные фронты между районами, где вода была хорошо перемешана по вертикали, и районами, где она была стратифициро-

вана. Они эмпирически нашли, что  $P_{кр} \approx 70$ , если  $H$  выражено в метрах, а  $U_s$  — в метрах в секунду.

В несколько отличной форме этот критерий выведен Фирнхедом [48], который выразил изменение потенциальной энергии  $dV/dt$  через поток плавучести  $B$  с учетом потока пресной воды через поверхность, обусловленного выпадением осадков и испарением, а также потока тепла  $Q$ .  $B$  дается выражением

$$B = g \left( \frac{\alpha Q}{\rho c} + \beta S f \right), \quad (7.17)$$

где  $f$  — результирующий поток пресной воды вниз через поверхность,  $S$  — соленость поверхностного слоя, а  $\beta$  — коэффициент, определяющий вклад изменения солености в изменение плотности. Если к слою толщиной  $h$  добавляется количество  $f \delta t$  пресной воды, соленость уменьшается на  $\delta S = f S \delta t / h$ , а плотность  $\rho$  — на  $\beta \rho \delta S$ . Эту величину надо прибавить к значению  $\delta \rho$ , определяемому формулой (7.10). Уравнение (7.11) для скорости увеличения потенциальной энергии принимает вид

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{2} \rho B (H - h). \quad (7.18)$$

Критерием полного вертикального перемешивания при условии, что толщина  $h$  слоя ветрового перемешивания конечна, является

$$P' \equiv \frac{H - h}{U_s^3} \leq P'_{кр}, \quad (7.19)$$

где

$$P'_{кр} = \frac{8}{3\pi} \frac{ek'}{B}. \quad (7.20)$$

Сравнив рассчитанные значения  $P'$  с данными наблюдений за формированием летней стратификации в ряде прибрежных районов вокруг Британских островов, Фирнхед нашел, что  $P'_{кр} \approx 100$ , если положить  $h = 10$  м. Варьирование  $h$  в пределах между 10 и 30 м, по-видимому, не оказывало существенного влияния на применимость указанного критерия.

Сам вид критерия, использующего параметр  $P$  или  $P'$ , предполагает, что поток плавучести  $B$  или тепловой поток  $Q$  (там, где преобладает именно он) не меняется существенно на рассматриваемой акватории. Если снять это предположение, то поток плавучести  $B$  можно включить в другую «половину» условия вертикального перемешивания (7.19) и (7.20), которое при  $h \ll H$  выразится в виде

$$\frac{BH}{U_s^3} \leq \frac{8}{3\pi} ek'. \quad (7.21)$$

Параметр в левой части (7.21) представляет собой безразмерное число и был дан в этом виде Гарреттом и др. [54].

### 7.3.4. Примеры сезонной стратификации и фронтов

Район с хорошо перемешанной по вертикали водой и район, где имеется стратификация, часто разделяются переходной зоной с резким горизонтальным градиентом температуры и, следовательно, плотности, т. е. фронтом. В некоторых случаях наряду с термоклином обнаруживается стратификация по солености и фронт отмечается повышенным горизонтальным градиентом солености. С точки зрения динамики температурные или термохалинные фронты, образующиеся таким образом, аналогичны фронтам, которые упоминались в гл. 6 и возникают в результате распространения воды пониженной солености от берега поверх более плотной воды в шельфовой зоне.

В поле поверхностной температуры переходная зона часто выражена достаточно четко, и ее можно ясно видеть на инфракрасных фотографиях, сделанных со спутников. Этот метод широко использовался в последние годы для определения положений фронтов и их перемещений. На основе работ [48, 136] по спутниковым фотографиям было определено положение фронтов в водах вокруг Британских островов; эти данные были подтверждены наблюдениями с судов.

Степень стратификации воды в определенном месте и в определенное время можно приближенно охарактеризовать с помощью разности температур на поверхности и у дна  $\Delta T$  или соответствующей разности плотностей  $\Delta \rho$ , которая включает также эффект стратификации по солености, если он имеется. Перепады температуры ( $\Delta T$ ) или плотности ( $\Delta \rho$ ) не учитывают, как происходит изменение этих характеристик с глубиной, поэтому лучшей мерой стратификации является аномалия потенциальной энергии  $\phi$ :

$$\phi = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 (\bar{\rho} - \rho) g z dz, \quad (7.22)$$

где  $\bar{\rho}$ , определяемое как

$$\bar{\rho} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 \rho dz,$$

есть средняя плотность воды в вертикальном столбе.

Параметр  $\phi$  представляет собой аномалию потенциальной энергии стратифицированного столба воды по отношению к потенциальной энергии полностью перемешанного столба воды. На рис. 7.7, взятом из работы [139], показаны значения  $\lg \phi$ , рассчитанные по данным измерений температуры и солености, проведенных в августе в районах к западу и югу от Великобритании. На рисунке отмечены положения известных из наблюдений фронтов (от А до Е). Этот рисунок можно сравнить

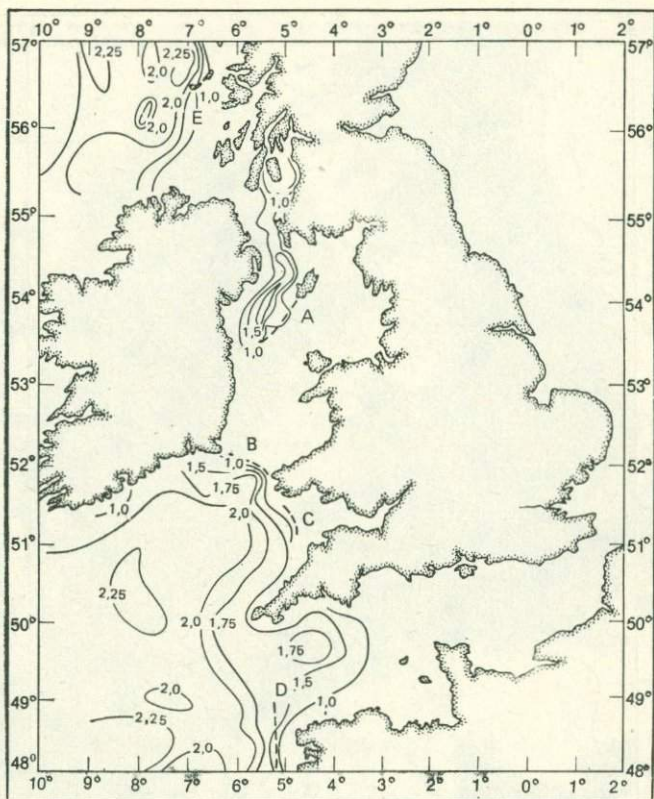


Рис. 7.7. Значения  $Ig \varphi$ , где  $\varphi$  — аномалия потенциальной энергии, для Ирландского моря и Ла-Манша в августе [139]. Буквами от А до Е обозначены фронты

с рис. 7.8, где приведена карта значений  $Ig P$  (где  $P = H/U_s^3$ ) для того же района.

Значение  $\varphi$  меняется примерно от 200 Дж/м<sup>3</sup> в районах с сильной стратификацией на северо-западе и юго-западе области почти до нуля на больших пространствах Ла-Манша и Ирландского моря, где вода хорошо перемешана. Фронтальные зоны возникают там, где  $\varphi$  падает примерно от 10 Дж/м<sup>3</sup> почти до нуля. Из рис. 7.8 видно, что такие районы совпадают с теми участками, где  $H/U_s^3 < 100$  с<sup>3</sup>/м<sup>2</sup>. Этот факт согласуется с упомянутым выше результатом, согласно которому критическое значение параметра  $H/U_s^3$  близко к 70.

Основываясь на связи между аномалией потенциальной энергии  $\varphi$ , вероятностью возникновения фронтов между стра-

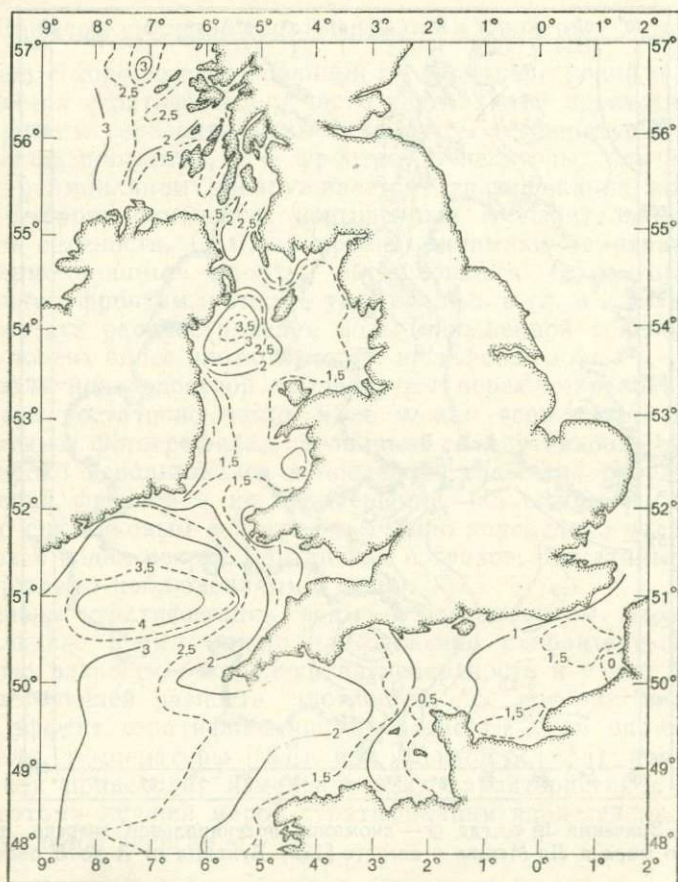


Рис. 7.8. Значения  $\lg(H/U_s^3)$  для Ирландского моря и Ла-Манша [139].

тифицированными и хорошо перемешанными водными массами и параметром  $H/U_s^3$ , по распределению величины  $H/U_s^3$  (определив значения  $U_s$  по приливной модели района) можно предсказывать возникновение фронтов там, где они еще не наблюдались. Этот подход был принят в работе [120], где использовалась модель приливных течений в шельфовой зоне вокруг Британских островов, включая Северное море, а также районы, показанные на рис. 7.7 и 7.8.

На рис. 7.9 приведена инфракрасная фотография района к западу и югу от Великобритании, сделанная со спутника TIROS-N в мае 1980 г. Темные участки на снимке отвечают более высоким значениям температуры поверхности. Хорошо



Рис. 7.9 Инфракрасная фотография шельфовой зоны вокруг Британских островов, полученная со спутника TIROS N 16 мая 1980 г. [135]. Фронтальные зоны между стратифицированными и хорошо перемешанными водными массами обозначены следующим образом: *A* — фронт у острова Айлей, *B* — западный фронт Ирландского моря, *C* — фронт Кельтского моря.

перемешанные по вертикали водные массы имеют более низкую температуру поверхности и проявляются в виде более светлых пятен. Буквами отмечены фронты у острова Айлей, в западной части Ирландского моря и в Кельтском море; в западном конце Ла-Манша можно видеть другие, менее отчетливо выраженные фронты.

Аналогичный анализ был выполнен для зон раздела стратифицированных и хорошо перемешанных водных масс в

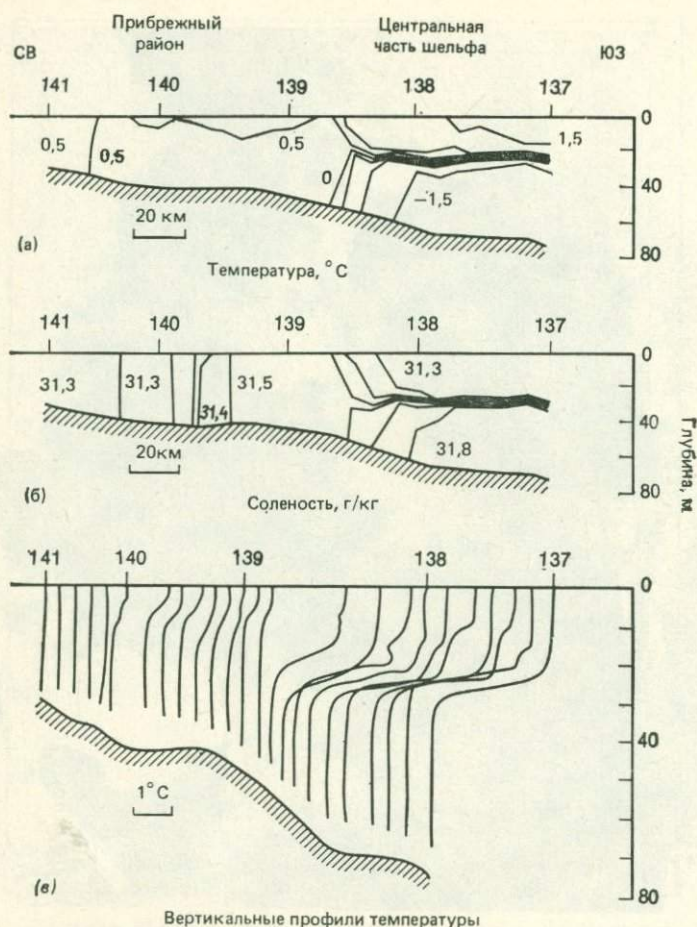


Рис. 7.10. Разрезы поперек фронта в Бристольском заливе Берингова моря в июне 1976 г.: (а) температура, (б) соленость; (в) вертикальные профили температуры [134].

заливах Фанди и Мэн. Гаррет и др. [54] обнаружили, что для этого района характерно критическое значение  $H/U_s^3 = 80$ . Они рассмотрели возможное влияние проектируемых плотин приливной электростанции, которые должны располагаться поперек залива Фанди. Тогда воды между плотинами, сейчас хорошо перемешанные, вероятно, стратифицируются, причем этот эффект будет усиливаться благодаря притоку пресной воды. Мористее хорошо перемешанные водные массы могли бы занять большие площади и, возможно, соединиться с перемешанными

водными массами, располагающимися над банкой Джорджес-Банк и мелями Нантакет.

Боумен и др. [18] обнаружили, что расположение водных масс с летней стратификацией в проливе Кука между Северным и Южным островами Новой Зеландии зависит от такого же критического параметра. Амплитуды скоростей течений рассчитывались по численной модели прилива  $M_2$ .

В [134] описано формирование стратификации воды по плотности в Бристольском заливе Берингова моря, обусловленное притоком в верхний слой пресной воды, а не тепловым потоком. Весной благодаря таянию ледяного покрова в верхний слой поступает пресная вода, и там, где перемешивание под действием приливов недостаточно, образуется поверхностный слой пониженной солености, отделенный пикноклином от более плотной нижележащей воды. При этом образуется фронт, довольно точно следующий изобате 50 м и отделяющий хорошо перемешанные прибрежные воды от стратифицированной водной массы. Распределение температуры и солености в районе фронта приведено на рис. 7.10. Было обнаружено, что критическое значение параметра  $\lg(H/U_s^3)$  равно примерно 3,5 в отличие от 2 для вод в окрестности Британских островов. Существенно большее значение этого параметра можно приписать главным образом меньшей величине коэффициента теплового расширения  $\alpha$ , который при характерных для Берингова моря значениях температуры и солености воды равен около  $36 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  (в отличие от  $167 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  для вод у Британских островов летом).

Фронтальная зона у острова Айлей к западу от Шотландии, обозначенная на рис. 7.7 буквой *E*, а на рис. 7.9 буквой *A*, является примером стратифицированной области, в которой образование фронта вызывается как температурными различиями, так и различиями в солености. Вода пониженной солености в верхнем слое оказывается здесь не благодаря поступлению пресной воды через поверхность, а благодаря горизонтальному движению из прибрежной зоны воды, которая распреснена речной водой. Подробное описание условий в этом районе см. в [138].

## 7.4. ФОРМИРОВАНИЕ СТРАТИФИКАЦИИ

### 7.4.1. Эффективность приливного перемешивания

Из формулы (7.16) видно, что критическое значение  $H/U_s^3$  должно быть пропорционально параметру  $\epsilon$ , представляющему собой ту долю приливной энергии, которая высвобождается при диссипации, вызываемой придонным трением, и идет на

вертикальное перемешивание. Если значение  $P_{кр}$  в (7.15) определить из наблюдений, как описано выше, то можно оценить величину  $\varepsilon$ , поскольку численные значения остальных коэффициентов, входящих в формулу (7.16), поддаются определению. Таким образом,

$$\varepsilon = \frac{3\pi}{8} \frac{\alpha g Q}{k' \rho c} P_{кр}. \quad (7.23)$$

Положив  $P_{кр} = 70$ ,  $Q = 40$  кал  $\cdot$  м $^{-2} \cdot$  с $^{-1}$ ,  $k' = 2 \cdot 10^{-3}$  и взяв соответствующие значения  $\alpha$ ,  $g$ ,  $\rho$  и  $c$ , Симпсон и др. [139] нашли, что  $\varepsilon = 2,8 \cdot 10^{-3}$ .

На первый взгляд кажется удивительным, что на перемешивание идет столь малая часть диссипируемой приливной энергии. Однако значительная доля кинетической энергии турбулентности генерируется в пограничном слое около дна, где большая ее часть и рассеивается. Обычно более 90 % энергии турбулентности генерируется в нижнем слое толщиной 10 % от глубины воды. Лишь малая доля этой энергии переносится благодаря адвекции или диффузии вверх и добавляется к энергии турбулентности, генерируемой локально на более высоких уровнях. Интереснее сравнить потенциальную энергию, требуемую для перемешивания воды, со скоростью генерации кинетической энергии турбулентности в тонком слое на нижней границе слоя ветрового перемешивания. При этом обнаруживается, что  $\varepsilon$  становится существенно больше  $2,8 \cdot 10^{-3}$ , достигая примерно  $5 \cdot 10^{-2}$ . Это значение по-прежнему мало, но оно приближается к величине динамического числа Ричардсона  $Rf$  — параметра, который характеризует перемешивание в потоке со сдвигом.  $Rf$  представляет собой отношение скорости возрастания потенциальной энергии к скорости генерации энергии турбулентности. Это отношение существенно меньше единицы, причем имеются некоторые данные (особенно из наблюдений атмосферного пограничного слоя) о том, что оно не превышает примерно 0,2. Если иметь это в виду, то приливное перемешивание нельзя считать таким неэффективным процессом, каким оно кажется на первый взгляд.

#### 7.4.2. Моделирование изменения стратификации

Аномалия потенциальной энергии столба воды  $\phi$ , определяемая формулой (7.22), увеличивается благодаря тепловому потоку, направленному вниз через поверхность, и уменьшается вследствие вертикального перемешивания, обусловленного придонным трением и касательным напряжением ветра, действующим на поверхность. Эти процессы можно описать уравнением

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha g Q}{2c} - \frac{4}{3\pi} \varepsilon k \rho \frac{U_b^3}{H} - \delta \gamma k_a \rho_a \frac{\bar{W}^3}{H}, \quad (7.24)$$

приведенным в [137]. В этом уравнении последний член в правой части характеризует влияние ветрового перемешивания,  $W$  — скорость ветра у поверхности (черта сверху означает осреднение по рассматриваемому периоду),  $\rho_a$  — плотность воздуха,  $k_a$  — коэффициент трения, связывающий касательное напряжение с квадратом скорости ветра,  $\gamma$  — отношение скорости порождаемого ветром поверхностного течения к скорости ветра, а  $\delta$  — коэффициент, характеризующий эффективность ветрового перемешивания (аналогичный параметру  $\epsilon$  приливного перемешивания). Обозначения, используемые в других членах уравнения, определены ранее. Адвективные процессы не учитываются.

Уравнение (7.24) можно проинтегрировать по времени начиная с момента возникновения стратификации и получить величину  $\phi$ , характеризующую степень стратификации, как функцию времени в данном месте. Величины  $Q$ ,  $U_b$  и  $W$  должны быть известны как функции времени из наблюдений или определяться из подходящей модели, а параметры  $\epsilon$  и  $\delta$  считаются постоянными. Расчет можно повторить для окрестных районов, используя соответствующие значения  $U_b$  и  $H$ . Остальные параметры, вероятно, слабо зависят от местоположения. Таким путем можно предсказать формирование фронта и его движение в течение сезона. Оказалось, что эти прогнозы в целом согласуются с характером стратификации, определяемой по значениям  $\phi$ , однако имеются и заметные отклонения от теории. В частности, положение фронта, соответствующее некоторым значениям  $\phi$ , в течение периода от сизигийного до квадратурного прилива менялось не столь сильно, как должно было бы определяться изменением значений  $U_b^3$ . Это расхождение можно значительно уменьшить, если параметры  $\epsilon$  и  $\delta$  рассматривать как переменные, а не как постоянные.

В этом случае предполагается, что эффективность перемешивания уменьшается при усилении стратификации. Тогда  $\epsilon$  и  $\delta$  задаются выражениями

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{\delta}{\delta_0} = \sqrt{\frac{C}{C + \phi}}, \quad (7.25)$$

где  $\epsilon_0$  и  $\delta_0$  — значения параметров при нейтральной стратификации, а  $C$  — постоянная. Для  $\epsilon_0$  и  $\delta_0$  были приняты значения  $3,7 \cdot 10^{-3}$  и  $2,3 \cdot 10^{-2}$  соответственно. Отношение  $\epsilon/\epsilon_0$  уменьшалось с увеличением  $\phi$ , пока не достигало значения 0,25; после этого оно оставалось почти постоянным, даже если  $\phi$  продолжало возрастать. Как показано в разд. 7.2.1, введение таким образом положительной обратной связи в процесс формирования стратификации отражает физически реалистичные условия.

На рис. 7.11, взятом из работы [135], изображен график зависимости от времени параметра  $y = \lg(H/U_b^3)$  для пороговой стратификации, характеризуемой значением  $\varphi = 1$  Дж/м<sup>3</sup>. Зависимость рассчитана по двум моделям. Модель с переменными параметрами усовершенствована по сравнению с моделью с постоянными параметрами в нескольких отношениях. Отклонения для двухнедельного периода (от сизигийного прилива до

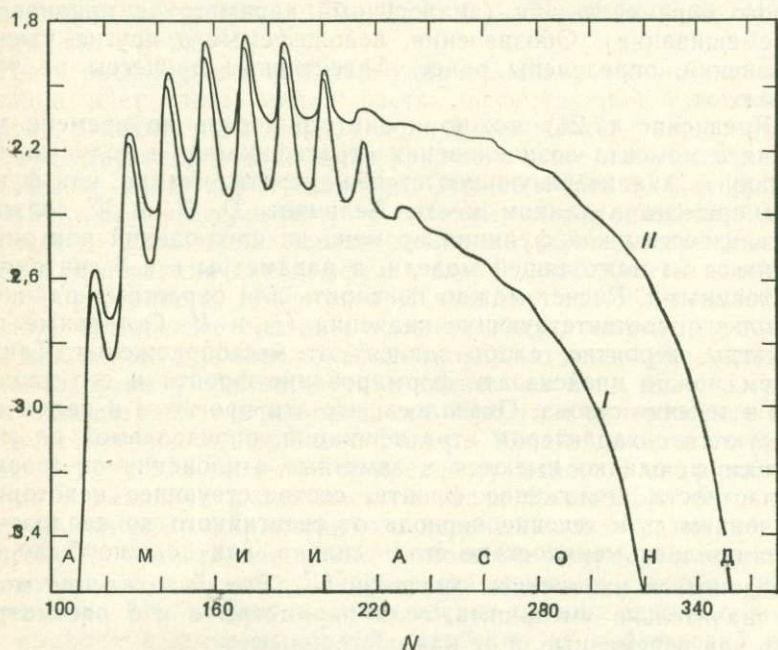


Рис. 7.11. Перемещение фронта, полученное в расчетах по моделям с постоянными (I) и переменными (II) параметрами [135]. Результаты приведены в виде графика величины  $y = \lg(H/U_b^3)$  для пороговой стратификации ( $\varphi = 1$  Дж/м<sup>3</sup>) в зависимости от числа дней  $N$ .

квадратурного) уменьшаются и становятся более близкими к наблюдаемому. Резкость фронта возрастает; этот факт согласуется с наблюдениями, так как изолинии  $\varphi$  располагаются обычно немного ближе друг к другу, чем изолинии  $H/U_b^3$ . Кроме того, при включении обратной связи формирование весенней стратификации в модели происходит быстрее, а рассчитанное положение фронта с начала июня до конца августа оказывается примерно стационарным, что также согласуется с данными наблюдений.

### 7.4.3. Модель вертикального перемешивания

В описанных выше моделях рассматривалось состояние столба воды в целом, но не делалось попытки моделировать фактическое распределение температуры с глубиной. Одна из моделей последнего типа описана Джеймсом [81]; в ее основе лежит одномерное уравнение диффузии для температуры:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (7.26)$$

где  $K_z$  — коэффициент вертикальной турбулентной диффузии тепла. Ось  $Z$  направлена вверх. Адвекция и перемешивание в горизонтальной плоскости не принимаются во внимание. Ослабление вертикального перемешивания с увеличением устойчивости учитывается зависимостью

$$K_z = K_0 (1 + \sigma Ri)^{-p}, \quad (7.27)$$

где  $K_0$  — коэффициент диффузии при нейтральной стратификации,  $Ri$  — число Ричардсона;

$$Ri = g\alpha \frac{\partial T}{\partial z} / \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2, \quad (7.28)$$

а  $\sigma$  и  $p$  — константы, определяемые из наблюдений. Наилучшее согласие с данными наблюдений было получено при  $\sigma = 0,3$  и  $p = 1,5$ . На решение уравнения (7.26) налагаются граничные условия:

на поверхности,  $z = 0$ ,

$$K_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q}{\rho c},$$

где, как и выше,  $Q$  — поток тепла вниз через поверхность;  
на дне,  $z = -H$ ,

$$K_z \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

Градиент температуры  $\partial T / \partial z$  определяется в ходе вычислений. Поток тепла  $Q$  и скорость ветра находятся из метеорологических данных. Член  $(\partial U / \partial z)^2$  в (7.28) можно оценить, предполагая, что профиль скорости формируется наложением двух логарифмических профилей, один из которых обусловлен воздействием ветра на поверхность моря, а другой — приливным течением. Коэффициент турбулентной диффузии  $K_0$ , соответствующий  $Ri = 0$ , представляют в виде суммы двух величин:

$$K_0 = K_{0w} + K_{0T},$$

где  $K_{0w}$  пропорционально скорости ветра, а  $K_{0T}$  — амплитуде приливного течения и глубине воды. Когда в модели на определенной глубине  $z = z_0$  образуется термоклин, ставится условие.

что ветровое перемешивание не может проникнуть глубже этого горизонта, а приливное перемешивание — выше его. Если  $\partial T/\partial z$  становится отрицательным, что соответствует неустойчивому состоянию, в некотором диапазоне глубин вводится мгновенное перемешивание, восстанавливающее устойчивость.

Интегрируя уравнение (7.26) численно с заданными начальными условиями, можно рассчитать изменение профиля температуры во времени. Этот метод был применен к станциям в проливе Св. Георга в Ирландском море, где летом наблюдается

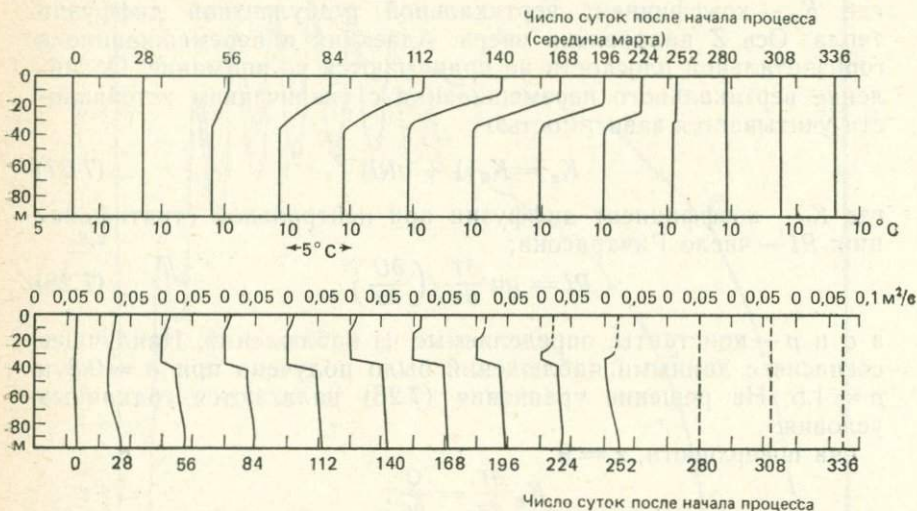


Рис. 7.12. Формирование сезонного термоклина, рассчитанное по одномерной модели: *вверху* — профили температуры через 28-дневные интервалы, *внизу* — профили коэффициента турбулентной диффузии через те же интервалы [82].

переход от условий полного перемешивания к условиям формирования стратификации.

На рис. 7.12 показаны профили температуры через каждые 28 дней начиная с середины марта на станции, где формировался летний термоклин. Видно, как с апреля по август термоклин образуется и заглубляется, а к октябрю — ноябрю постепенно исчезает. На этом же рисунке показаны профили коэффициента турбулентной диффузии  $K_z$ . Таким образом, эта относительно простая модель неплохо воспроизводит образование сезонного термоклина при увеличении потока тепла  $Q$ , последующее его заглубление при уменьшении  $Q$  и, наконец, перемешивание воды, когда поздней осенью  $Q$  становится отрицательным.

## 7.5. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ТЕРМОХАЛИННЫХ ФРОНТОВ

### 7.5.1. Общий характер фронтов

Строение температурного фронта между стратифицированной и хорошо перемешанной водными массами схематически иллюстрирует рис. 7.13, а. Изотермы, лежащие горизонтально и кучно в термоклине, расходятся при входе в перемешанную водную массу; при этом верхние изотермы отклоняются вверх и достигают поверхности, а нижние заглубляются, доходя до дна. На поверхности положение фронтальной зоны отмечается сгущением изотерм. Эта зона разделяет два района с однородной

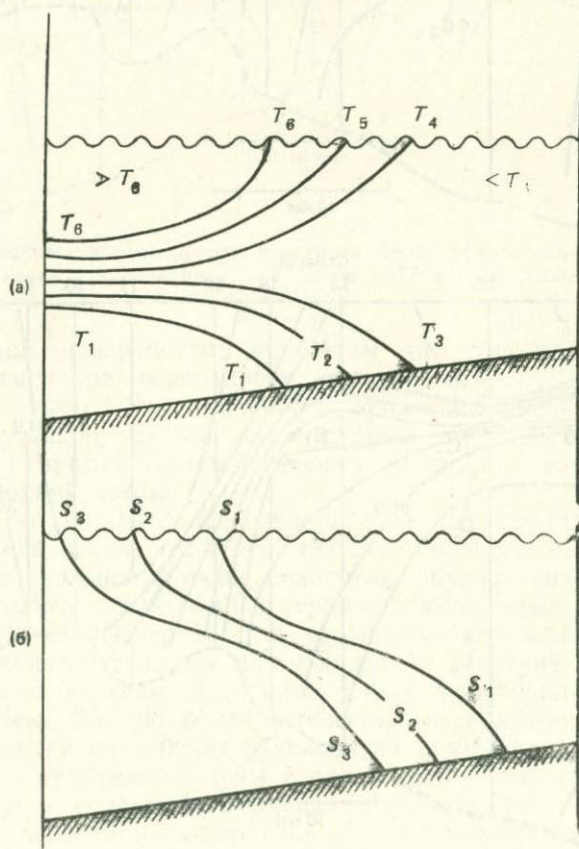
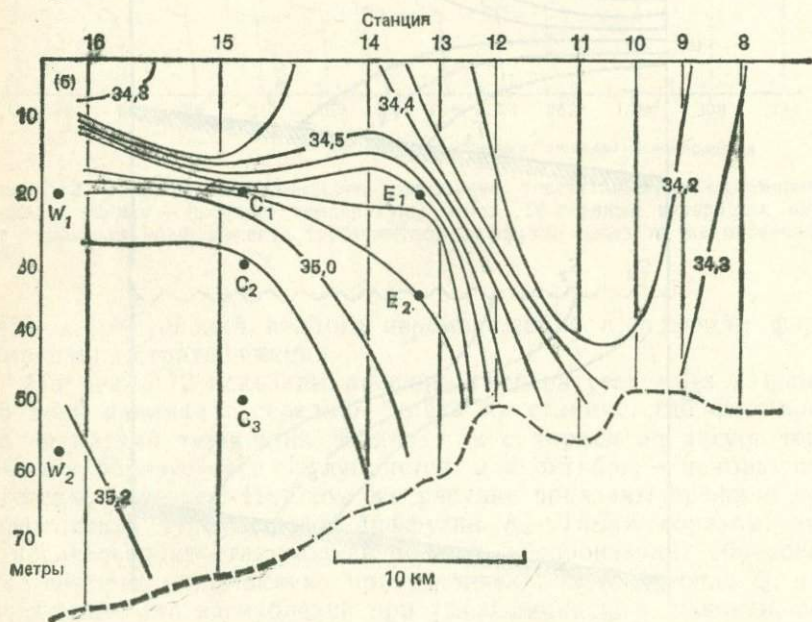
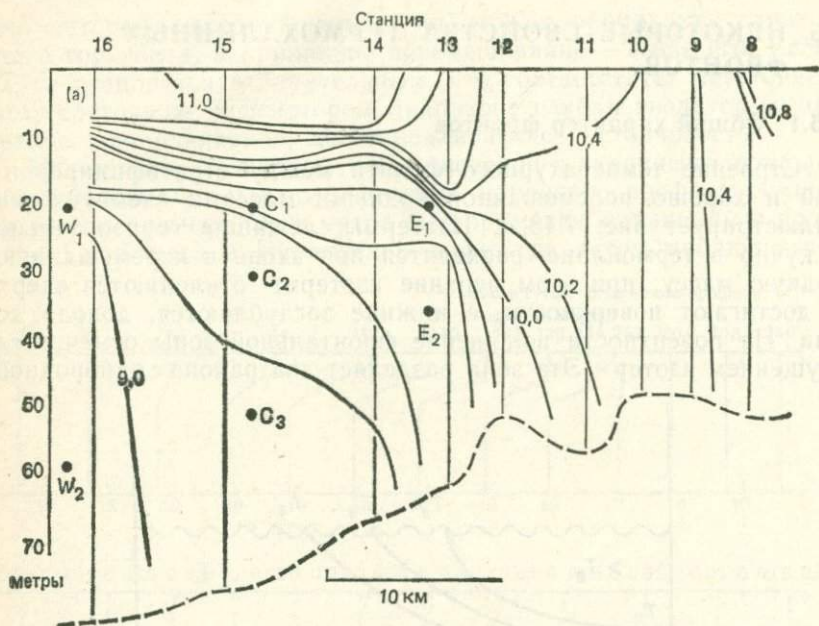


Рис. 7.13. Разрезы поперек термохалинного фронта: (а) изотермы; (б) изо-халины.



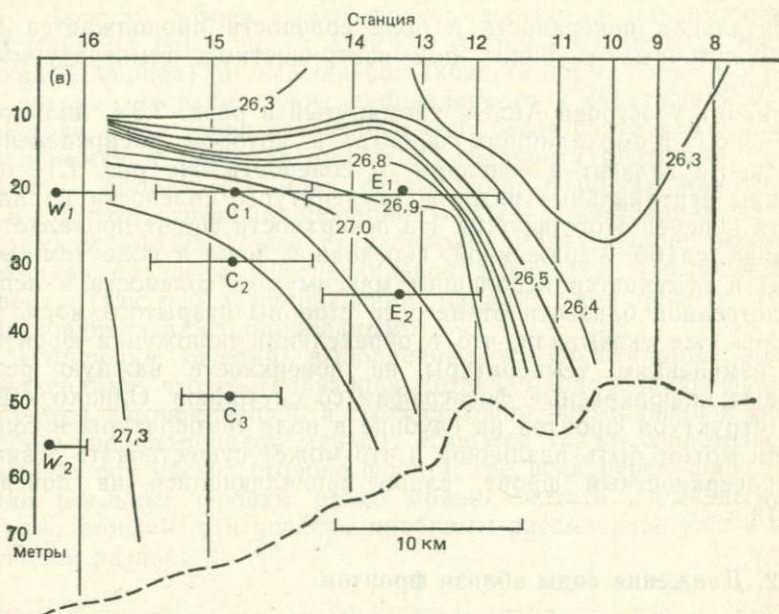


Рис. 7.14. Разрезы поперек фронта у острова Айлей вблизи западного побережья Шотландии, выполненные 18 июня 1977 г.: (а) температура, °С; (б) соленость, ‰; (в) плотность, ед.  $\sigma_t$  [138].

температурой поверхности; при этом там, где вода перемешана, температура поверхности ниже, а там, где стратифицирована, — выше. Если соленость примерно однородна, изопикны ведут себя так же, как изотермы, т. е. расходятся по вертикали с приближением к фронту со стороны стратифицированной водной массы.

Структура фронта более сложна, если имеется стратификация солености такая, что в верхнем слое соленость ниже. Если бы меньшая соленость была полностью обусловлена избыточным выпадением осадков на поверхность моря, изохалины шли бы так же, как изотермы, и в хорошо перемешанной водной массе соленость имела бы промежуточное значение между ее значениями в верхнем и нижнем слоях стратифицированной водной массы. Однако более вероятно, что пониженная соленость в верхнем слое будет обусловлена притоком распресненной воды из прибрежной зоны в направлении открытого моря. В этом случае соленость в хорошо перемешанной воде будет близка к солености верхнего слоя стратифицированной толщи и изохалины расположатся так, как показано на рис. 7.13, б. На поверхности фронт солености наблюдается на большем расстоянии от берега, чем температурный фронт, но наклонная

фронтальная поверхность в поле солёности продолжается на промежуточных глубинах под поверхностным температурным фронтом.

Фронт у острова Айлей, упомянутый в разд. 7.3.4, является примером термохалинного фронта, в котором распределение плотности зависит в основном от солёности. На рис. 7.14 показаны вертикальные разрезы температуры, солёности и плотности поперек этого фронта. На поверхности фронт проявляется в виде слабо выраженной переходной зоны в поле температуры и отмечается небольшим максимумом солёности в непосредственной близости от него со стороны открытого моря.

Мы уже указывали, что в определении положения фронтов по изменениям температуры на поверхности важную роль играют инфракрасные фотографии со спутников. Однако ясно, что структура фронтов на глубине в поле температуры и солёности может быть различной и что может существовать резкий подповерхностный фронт, слабо проявляющийся на поверхности.

### 7.5.2. Движения воды вблизи фронтов

В гл. 6 было показано, что горизонтальный градиент плотности создает плотностное течение, которое в отсутствие трения находится в геострофическом равновесии и направлено параллельно изопикнам. В районе, где изопикны сгущаются, скорость течения больше. Таким образом, можно ожидать, что вблизи фронта течение будет иметь геострофическую составляющую, параллельную изопикнам. Поскольку там, где горизонтальный градиент плотности наиболее велик, течение интенсифицируется, оно может приобрести характер струйного потока. В то же время течения на мелкой воде подвержены влиянию трения, и поэтому можно ожидать появления составляющей потока, перпендикулярной изопикнам, в которой течение направлено от менее плотной воды к более плотной в верхнем слое и в противоположном направлении под ним.

Эти предположения были подтверждены Джеймсом [82] на основе расчетов по численной модели, в которой предполагалось известным распределение плотности по вертикали поперек фронта и рассчитывались горизонтальная и вертикальная составляющие потока. В модели учитывалась вертикальная турбулентная вязкость, зависящая от динамического числа Ричардсона в какой-то степени так же, как коэффициент турбулентной диффузии в модели Джеймса [81] (см. разд. 7.4.3), а также горизонтальная турбулентная вязкость и придонное трение. При распределении плотности, соответствующем наличию фронта в проливе Св. Георга в конце августа, рассчитан-

ная скорость потока вдоль фронта достигала максимального значения на поверхности 12 см/с (перемешанная вода располагалась справа). Максимальная скорость нормального к фронту потока в верхнем слое, направленного к стратифицированной воде, была равна примерно 4 см/с. Если считать, что фронт расположен в зоне максимального градиента плотности, то со стороны фронта, где вода перемешана, возникал апвеллинг, а в области стратифицированной воды — конвергенция на поверхности. Модель была стационарной и двумерной; рассматривались процессы в вертикальной плоскости, нормальной к фронту (так что в направлении, параллельном фронту, условия предполагались однородными).

Измерения течений, выполненные во фронтальных зонах, подтвердили, что составляющая потока, параллельная фронту, является доминирующей, а составляющая, нормальная к фронту, обычно на порядок меньше. Имеются также свидетельства подъема вод на той стороне фронта, где вода перемешана. Однако реальные фронты редко можно считать двумерными и стационарными; эти аспекты проблемы рассматриваются в следующем разделе.

### 7.5.3. Неустойчивость, меандры и вихри

Как упоминалось в разд. 7.3.4, фронты между стратифицированными и хорошо перемешанными водными массами можно видеть на инфракрасных фотографиях, сделанных со спутников. Повторные фотографии тех же самых районов обычно показывают, что среднее положение фронта довольно постоянно, но в масштабе нескольких дней происходят значительные изменения. Фронт часто меандрирует; на меандрах, меняющихся во времени, могут возникать вихри, которые отрываются от главного фронта. На рис. 7.9 виден меандрирующий фронт в Кельтском море; аналогичные нерегулярности и тенденции к образованию вихрей видны на снимках Бристольского залива и западного конца Ла-Манша.

По-видимому, двумерный фронт, в котором сам фронт линейен, а условия в продольном направлении однородны, не может быть устойчивым. Всякое малое возмущение должно расти со временем, что будет сопровождаться формированием трехмерных структур, таких как вихри. Эта проблема была численно проанализирована Джеймсом [83] с помощью методов, используемых для изучения неустойчивости в воздушных потоках. Автор взял в качестве начального условия двумерный наклонный фронт между водными массами различной плотности и проследил развитие малого волнообразного возмущения до меандра большой амплитуды, а затем до вихрей такого типа,

которые видны на спутниковых фотографиях. Генерация вихрей указывает на существование механизма, благодаря которому свойства, характерные для воды на одной стороне фронта, могут переноситься на другую его сторону.

#### 7.5.4. Биологическая активность во фронтальных зонах

Интерес, который ученые проявляют к фронтам в шельфовых морях, в большой мере связан с повышенной биологической продуктивностью, наблюдаемой в районах фронтов. Например, на континентальном шельфе Северо-Западной Европы весеннее цветение диатомовых водорослей происходит одновременно с формированием сезонного термоклина. Развитие диатомовых водорослей становится возможным благодаря сочетанию благоприятных условий освещенности с поступлением в это время года достаточного количества неорганических биогенных элементов. Аналогичные условия вновь возникают осенью, когда термоклин разрушается. Летом, однако, рост фитопланктона ограничен из-за нехватки питательных веществ в верхнем слое, который оказывается практически изолированным от нижнего слоя вследствие слабого турбулентного перемешивания в термокLINE. Высокая концентрация фитопланктона наблюдается лишь в пограничной зоне между теплым, но бедным питательными веществами поверхностным слоем и более холодной, перемешиваемой благодаря приливам нижележащей водой. На больших глубинах, где питательных веществ много, рост планктона ограничен из-за недостаточной освещенности. Высокие концентрации фитопланктона, как показывают измерения хлорофилла-*a*, обнаруживаются на поверхности во фронтальных зонах, а также под поверхностью в слое термоклина.

Поскольку фитопланктон служит пищей для зоопланктона, численность сообществ животных и растительных организмов в прибрежных районах существенно зависит от процессов формирования сезонного термоклина и соответствующих фронтов. Наблюдения, касающиеся биологических аспектов фронтальных систем на материковом шельфе Северо-Западной Европы, всесторонне рассмотрены в работе [75]. Подобный анализ выполнялся и для других районов, таких как Чесапикский залив, шельф у полуострова Новая Шотландия и Берингово море. Большинство полученных данных подкрепляют предположение, выдвинутое Лингри и др. [122], о том, что устойчивый рост фитопланктона во фронтальных зонах требует сочетания трех благоприятных факторов, а именно: 1) достаточной освещенности, 2) определенной вертикальной устойчивости, для того чтобы планктон мог удерживаться в слое фотосинтеза, и 3) постоянного притока питательных веществ в этот слой. Вероятно,

должна существовать оптимальная интенсивность турбулентного перемешивания, так как слишком сильное перемешивание будет приводить к диффузии планктона из слоя фотосинтеза, а слишком слабое — ограничивать поступление в этот слой питательных веществ.

### 7.5.5. Перемешивание поперек фронтов

Перемешивание водных масс через фронты является важным фактором, поскольку от него зависит обмен между прибрежными водами, содержащими загрязняющие вещества, и водами внешней части шельфа, а следовательно, постепенное удаление этих веществ в глубоководные районы. Был выявлен ряд возможных механизмов такого перемешивания, в том числе:

1) течения, связанные с фронтами, такие как перпендикулярное фронту течение, направленное в верхнем слое от берега, а в нижележащем — к берегу;

2) бароклинная неустойчивость фронта, упоминавшаяся в разд. 7.5.3, которая является причиной образования вихрей, способных захватывать воду по одну сторону фронта и переносить ее на другую сторону;

3) эффекты сдвига скорости, заключающиеся в том, что взаимодействие горизонтальных градиентов скорости с вертикальным перемешиванием увеличивает скорость горизонтального перемешивания;

4) переслаивание двух водных масс с возникновением интрузий, на границах которых возникают резкие градиенты свойств, благодаря чему более важную роль начинают играть мелкомасштабные процессы перемешивания.

Эти и другие механизмы изучались теоретически, причем для каждого были получены оценки величины переноса поперек фронтов. Однако в настоящее время невозможно сказать, какие именно процессы перемешивания должны доминировать в конкретной фронтальной зоне. В отсутствие фронтов перемешивание поперек шельфа обеспечивается другими механизмами, среди которых одну из наиболее важных ролей, вероятно, играют горизонтальные вихри в приливных течениях. В ветровых течениях также могут развиваться горизонтальные вихри, способствующие процессам перемешивания.

## Процессы обмена и перемешивание

### 8.1. ПРИРОДА ОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

В гл. 6 упоминались процессы, происходящие в шельфовой зоне, при которых речная вода, распространяющаяся от берега, смешивается с океанской водой, поступающей из-за морской границы шельфа. Осредненная по достаточно большому интервалу времени соленость воды в шельфовой зоне остается более низкой, чем в океане, несмотря на то что втекающая речная вода постепенно удаляется в результате перемешивания с океанской водой. Это может происходить, например, благодаря двухслойному потоку на морской границе шельфа, когда вода с меньшей соленостью течет в верхнем слое в океан, а вода с большей соленостью поступает из океана в нижнем слое. Это «адвективный» процесс в том смысле, что он характеризуется перемещением двух водных масс с содержащейся в них солью. Разумеется, в самой шельфовой зоне происходит определенное перемешивание между поступающей с суши водой низкой солености и текущей из океана водой высокой солености, но, рассматривая обмен, нет необходимости уточнять детали процесса перемешивания.

Альтернативным процессом, который можно наглядно себе представить, является перемешивание, обусловленное квазигоризонтальными вихрями, располагающимися над краем шельфа. Движущаяся в вихре вода над шельфом может увлечь часть соседней воды пониженной солености, оставляя в обмен часть океанской воды высокой солености. Когда вода с измененной соленостью попадает в океан, часть ее теряется, а вихрь увлекает с собой новую порцию океанской воды, перенося ее в шельфовую зону. Вихрь действует подобно насосу, перекачивающему воду пониженной солености из шельфовой зоны в океан, а более соленую в противоположном направлении. С точки зрения обмена вихрь осуществляет адвекцию отдельных объемов воды, но понятно, что и в этом случае на границе

между вихрем и окружающей его водой идут процессы перемешивания и вовлечения.

При достаточно плотной сетке точек наблюдений можно определить свойства любого такого вихря и связанные с ним эффекты обмена. В шельфовой зоне большой площади может найдаться много вихрей разного размера и разной интенсивности, так что рассматривать эффекты каждого из них по отдельности может оказаться неоправданным с практической точки зрения или ненужным. В этом случае для оценки средней скорости переноса речной воды на всем протяжении шельфа можно применить статистические методы. В наиболее общем подходе процесс обмена рассматривается как горизонтальная турбулентная диффузия и предполагается, что поток любой примеси с концентрацией  $c$  пропорционален градиенту концентрации в поперечном шельфу направлении, т. е.

$$F = -K_x \frac{\partial c}{\partial x},$$

где  $K_x$  — коэффициент турбулентной диффузии в направлении  $x$ , за которое принимается направление от берега. Если удастся определить статистические свойства вихрей, то исходя из них можно оценить значение  $K_x$ . В противном случае придется оценивать  $K_x$  эмпирически, на основе данных наблюдений за распределением примеси и скорости ее привноса в систему.

Некоторые вихри связаны с топографией дна и геометрией береговой линии и мало меняются со временем. Другие порождаются ветром; они формируются и разрушаются в течение нескольких дней. Могут также присутствовать вихри, связанные с приливными течениями; их свойства меняются в продолжение периода прилива. Вычисление средней скорости обмена за период в несколько недель или месяцев требует осреднения по времени. Поэтому метод определения коэффициента эффективной турбулентной диффузии должен содержать указание на время осреднения, а также на площадь сечения (параллельного береговой линии или краю шельфа), на которой рассматривается диффузия.

Описанный выше подход основывается на идее обмена между речной и океанской водой на примере распределения солености. Содержание пресной или соленой воды часто используется в качестве индикатора того, как другие вещества, например биогенные элементы или загрязнения, будут рассеиваться в данном районе. Другой подход заключается в исследовании рассеяния примеси, вводимой искусственно либо в виде разовой порции, либо непрерывно, но в фиксированной точке. Эксперименты этого типа помогают определить возможное рассеяние

веществ, выбрасываемых в море, и (более косвенно) исследовать общие характеристики перемешивания в районе.

Большинство процессов перемешивания в море включают как адвекцию, так и диффузию. Если скорость меняется от точки к точке, как, например, в вихре или в потоке со сдвигом скорости, пятно воды, помеченное тем или иным способом, будет изменять свои форму и размеры и, возможно, вытягиваться в нити. В этом случае можно говорить о рассеянии без диффузии. Как правило, одновременно с этим действуют и диффузионные процессы, стремящиеся уменьшить первоначальные различия в концентрации маркирующего вещества. Эти процессы усиливаются, если рассматриваемое пятно деформируется таким образом, что площадь, на которой имеет место диффузия, увеличивается, а средние градиенты концентрации растут.

Различие между процессами этих двух типов заключается в том, что адвективные изменения обратимы. Иначе говоря, если изменить направления скоростей на обратные, деформированный объем восстановит свои исходные размеры и форму. Процессы диффузии всегда действуют в направлении уменьшения различий в концентрации и увеличения площади, занятой маркирующим веществом, и потому они необратимы. В упомянутом гипотетическом случае изменение скоростей на обратные привело бы к возвращению центра пятна в исходное положение, но «меченая» вода заняла бы большую площадь и концентрация вещества в пределах пятна уменьшилась бы.

Ясно, что в любой области моря происходят движения воды в широком диапазоне масштабов — от молекулярного до масштаба, сравнимого с размерами самой области. Движения на молекулярном уровне, очевидно, следует рассматривать статистически, а их влияние учитывать как молекулярную вязкость и диффузию. Турбулентные движения меньшего масштаба и связанные с ними эффекты (возможно, вплоть до масштабов порядка сантиметров или метров по вертикали и десятков и сотен метров или даже километров по горизонтали) также должны описываться статистически. Разделение движений на средний поток и турбулентность производится несколько произвольно, так что выбор соответствующих масштабов зависит от поставленной задачи и объема изменяющихся данных.

## 8.2. АНАЛИЗ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФфуЗИИ

Изучение турбулентной диффузии можно проводить двумя альтернативными путями. Первый, *лагранжев*, основан на описании движения отдельных частиц жидкости, которые считаются помеченными каким-нибудь способом. Предполагается, что частица, первоначально находившаяся в данной точке, совер-

шает случайные движения, обусловленные столкновениями с молекулами жидкости или турбулентными напряжениями, создаваемыми окружающими элементами жидкости. Простейшим примером является «случайное блуждание», состоящее из последовательности шагов, каждый из которых делается в случайном направлении независимо от предыдущих шагов. В результате таких движений частица будет в общем удаляться от исходной точки. Если одновременно в одной точке выпускаются две частицы, которые затем движутся независимо, расстояние между ними будет увеличиваться со временем. Если рассмотреть случай большого числа частиц, находившихся первоначально в небольшом объеме вокруг данной точки, но затем движущихся независимо под действием случайных воздействий со стороны окружающей их жидкости, то результатом будет расширяющееся облако диффундирующих частиц.

Поведение частиц, на которые влияют только столкновения с молекулами, носит название броуновского движения, статистическая теория которого была дана Эйнштейном в 1905 г. В 1922 г. Тэйлор применил эту теорию для описания турбулентной диффузии. Он считал, что частица перемещается не дискретными шагами, а непрерывно, но все же случайным образом. Если в определенный момент времени частица имеет некоторую скорость, то через небольшой промежуток времени величина и направление ее скорости изменятся незначительно. Однако с течением времени скорость будет приобретать все более случайный характер, так что корреляция ее с исходным значением скорости будет постепенно уменьшаться. По прошествии определенного времени скорость частицы окажется независимой от ее первоначального значения.

В конкретном эксперименте, когда множество частиц концентрируется вокруг данной точки в малом объеме, эволюция облака диффундирующих частиц сама будет подвержена случайным флуктуациям. Повторный эксперимент даст довольно сильно отличающуюся карту распределения частиц. Если эксперимент повторить многократно и усреднить полученные результаты, то «в среднем по ансамблю» изменение облака во времени, вероятно, будет плавно меняющимся процессом. Теория диффузии, обусловленной непрерывными движениями частиц, предсказывает именно средние по ансамблю характеристики.

Второй подход, *эйлеров*, основан на том, что вода и диффундирующее вещество считаются сплошными средами, а в качестве искомой характеристики рассматривается объемная концентрация диффундирующего вещества. В уравнении сохранения скорость изменения концентрации вещества в определенном объеме считается зависящей от потока вещества через

ограничивающие объем поверхности. Предполагается, что поток через элементарную площадку, как и в случае молекулярной диффузии, пропорционален градиенту концентрации, перпендикулярному этой площадке. Однако в случае турбулентной диффузии соответствующие коэффициенты диффузии различны для различных координатных осей и в рассматриваемой области их величина может варьировать от точки к точке. Более полное описание различных свойств турбулентной диффузии дано в [37].

### 8.3. УРАВНЕНИЕ АДВЕКЦИИ — ДИФФУЗИИ

Применяя эйлеров подход, обозначим через  $c$  объемную концентрацию интересующего нас вещества, а через  $u$ ,  $v$  и  $w$  — компоненты скорости в точке  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Как показано на рис. 8.1, поток вещества в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси  $X$ , обусловленный переносом его вместе с водой и молекулярной диффузией, дается выражением

$$F_x = uc - \kappa \frac{\partial c}{\partial x}, \quad (8.1)$$

где  $\kappa$  — коэффициент молекулярной диффузии.

Рис. 8.1. Поток вещества через площадку, перпендикулярную оси  $X$ .

В турбулентном потоке концентрация  $c$ , а также составляющие скорости  $u$ ,  $v$ ,  $w$  подвергаются случайным флуктуациям. Обозначим через  $\bar{c}$  значение концентрации, осредненное по определенному объему и определенному интервалу времени, а через  $c'$  — отклонение мгновенного значения концентрации от средней величины. Аналогично пусть  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  и  $\bar{w}$  обозначают соответственно средние значения  $u$ ,  $v$  и  $w$ , а  $u'$ ,  $v'$  и  $w'$  — отклонения от соответствующих средних. В любой момент, таким образом,

$$c = \bar{c} + c', \quad u = \bar{u} + u' \text{ и т. д.}$$

Тогда среднее значение произведения, такого как  $uc$ , дается выражением

$$\begin{aligned} \overline{uc} &= \overline{(\bar{u} + u')(\bar{c} + c')} = \\ &= \bar{u}\bar{c} + \bar{u}'\bar{c} + \bar{u}\bar{c}' + \bar{u}'\bar{c}' = \\ &= \bar{u}\bar{c} + \overline{u'c'}, \end{aligned}$$

так как по определению  $\overline{u'} = \overline{c'} = 0$ . В то же время  $\overline{u'c'}$  в общем случае не равно нулю; конечная величина  $\overline{u'c'}$  подразумевает корреляцию между флуктуациями  $u'$  и  $c'$ . Если, например, средняя концентрация увеличивается в положительном направлении оси  $X$ , частица воды со скоростью больше средней, вероятно, будет обладать концентрацией ниже средней. Другими словами, положительное  $u'$ , наиболее вероятно, будет связано с отрицательным  $c'$ , и  $\overline{u'c'}$  будет отрицательным. Такие

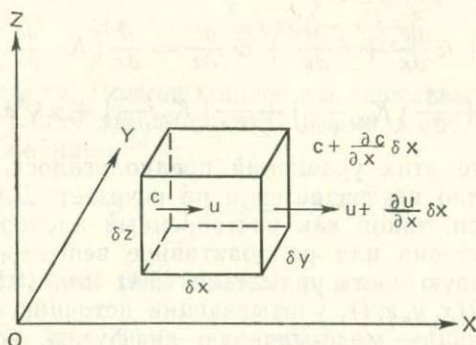


Рис. 8.2. Потoki вещества через грани малого параллелепипеда.

соображения наводят на мысль ввести коэффициент турбулентной диффузии  $K_x$  такой, что

$$\overline{u'c'} = -K_x \frac{\partial c}{\partial x}. \quad (8.2)$$

Таким образом,  $K_x$  аналогично коэффициенту молекулярной диффузии  $\kappa$ , но величина его, как правило, на несколько порядков больше. Аналогичным образом можно определить коэффициенты  $K_y$  и  $K_z$  для турбулентной диффузии по осям  $Y$  и  $Z$ .

Рассматривая концентрацию  $c$  внутри малого прямоугольного параллелепипеда с ребрами  $\delta x$ ,  $\delta y$  и  $\delta z$ , как показано на рис. 8.2, и потоки вещества через его грани, можно вывести следующее уравнение сохранения вещества внутри параллелепипеда:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = \kappa \nabla^2 c, \quad (8.3)$$

где  $\nabla^2$  обозначает оператор

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

а  $\kappa$ , как и раньше, — коэффициент молекулярной диффузии.

Записав в этом уравнении  $c = \bar{c} + c'$ ,  $u = \bar{u} + u'$  и т. д. и усреднив все его члены, найдем, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'c'}) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'c'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'c'}) = \kappa \nabla^2 \bar{c}. \end{aligned} \quad (8.4)$$

После введения коэффициентов турбулентной диффузии это уравнение приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) + \kappa \nabla^2 \bar{c}. \end{aligned} \quad (8.5)$$

При выводе этих уравнений предполагалось, что в самом объеме вещество не создается и не исчезает. Для неконсервативной примеси, такой как растворенный кислород, биогенные элементы, бактерии или радиоактивное вещество, это не так; поэтому в правую часть уравнения (8.4) или (8.5) следует добавить член  $Q(x, y, z, t)$ , учитывающий источник или сток. Членом, описывающим молекулярную диффузию, во многих случаях можно пренебречь.

Уравнение адвекции — диффузии в виде (8.5) с добавочной (при необходимости) функцией источника и или стока служит основой всех методов расчета рассеяния вещества в море с использованием эйлерова подхода. Во многих случаях некоторыми адвективными или диффузионными членами можно пренебречь, и тогда задача может быть сведена к двумерной или даже одномерной. Главная трудность заключается в выборе правильных значений коэффициентов турбулентной диффузии  $K_x$ ,  $K_y$  и  $K_z$ .

## 8.4. ОДНОМЕРНАЯ ДИФFUЗИЯ

### 8.4.1. Анализ с использованием уравнения диффузии

Связь между эйлеровым и лагранжевым подходами к анализу турбулентной диффузии можно проиллюстрировать, рассматривая плоскую задачу, когда вещество поступает в направлении, нормальном к оси  $X$ , так что диффузия происходит только вдоль оси  $X$ . Предположим, что средняя скорость жидкости равна нулю, а молекулярной диффузией можно пренебречь. Тогда уравнение (8.5) преобразуется к следующему:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right), \quad (8.6)$$

где черта над  $c$  для простоты опущена, так как далее мы будем иметь дело только со средней концентрацией.

Если коэффициент диффузии  $K_x$  не зависит от координат, так что  $K_x = K$ , где  $K$  — константа, уравнение (8.6) принимает вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} = K \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (8.7)$$

Это уравнение имеет решение

$$c(x, t) = \frac{A}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Kt}\right), \quad (8.8)$$

где  $A$  — константа. Полное количество вещества, диффундирующего через единичную площадку, нормальную к оси  $X$ , определяется выражением

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} c \, dx = 2A \sqrt{\pi K}.$$

Таким образом, (8.8) можно записать в виде

$$c(x, t) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi Kt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Kt}\right). \quad (8.9)$$

Из (8.8) и (8.9) следует, что кривая концентрации  $c$  как функции от  $x$  для данного момента времени  $t$  отвечает гауссовому, или нормальному, распределению. Вычисляя второй момент распределения, получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} cx^2 \, dx = 2QKt.$$

Разделив второй момент на полное количество вещества  $Q$ , получим величину, которую можно интерпретировать как средний квадрат расстояния, на которое диффундировали частицы:

$$\sigma_x^2 = 2Kt. \quad (8.10)$$

Таким образом, выражение (8.8) можно записать также в виде

$$c(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right). \quad (8.11)$$

Для турбулентной диффузии коэффициент  $K_x$  в общем случае зависит от  $x$ , но можно показать, что уравнение (8.11) является достаточно справедливым. Дисперсия распределения в общем случае определяется не выражением (8.10), а некоторой другой функцией времени.

Однако можно показать, что изменение дисперсии со временем в общем случае дается выражением

$$\frac{d\sigma_x^2}{dt} = 2K_x. \quad (8.12)$$

Для частного случая  $K_x = K$  это подтверждается соотношением (8.10).

В кинетической теории газов предполагается, что молекулы находятся далеко друг от друга и между столкновениями движутся независимо, поэтому коэффициент молекулярной диффузии  $\kappa$  определяется формулой

$$\kappa = u_m l_m, \quad (8.13)$$

где  $u_m$  — средняя скорость молекулы (независимая от направления), а  $l_m$  — средняя длина свободного пробега. Можно предположить, что аналогичное уравнение применимо к жидкости, если интерпретировать  $u_m$  как характерную среднюю скорость молекул, а  $l_m$  как длину пути перемешивания, равную среднему расстоянию, на котором начальная скорость молекулы еще сохраняется, перед тем как измениться в результате столкновений с другими молекулами.

#### 8.4.2. Анализ на основе метода случайных блужданий

В задаче случайного блуждания рассматриваются движения только в положительном или отрицательном направлении оси  $X$ . Если  $l$  — длина каждого шага, то по завершении данного шага следующим шагом будет либо  $+l$ , либо  $-l$ , причем выбор делается случайным образом. Если в момент времени  $t = 0$  с плоской поверхности, перпендикулярной оси  $X$ , в точке  $x = 0$  выпускается большое число частиц и каждая из них движется независимо только что описанным образом, то число частиц, обнаруженных в интервале между  $x$  и  $x + dx$  в момент времени  $t$ , можно рассматривать как концентрацию вещества между  $x$  и  $x + dx$ . Расчет по методу случайных блужданий показывает, что распределение частиц будет точно таким же, как описывается формулой (8.9), если взять  $K$  в виде

$$K = nl^2/2, \quad (8.14)$$

где  $n$  — число шагов, или смещений, в единицу времени, а  $l$  — длина шага. Если записать

$$u_n = \bar{n}l/2,$$

то

$$K = u_n l \quad (8.15)$$

аналогично соотношению (8.13) для коэффициента молекулярной диффузии  $\kappa$ , а  $u_n$  можно интерпретировать как своего рода «скорость диффузии».

В теории, которая описывает диффузию посредством непрерывных движений, используется автокорреляционная функция  $R(\tau)$ , показывающая, в какой мере скорость частицы в некоторый момент времени определяет ее скорость в последующие моменты. Если  $u(t)$  — скорость в момент  $t$ , а  $u(t + \tau)$  — скорость в момент  $t + \tau$ , то

$$R(\tau) = \frac{\overline{u(t)u(t+\tau)}}{\overline{u^2}}, \quad (8.16)$$

где черта сверху указывает осреднение по ансамблю, состоящему из большого числа частиц. Предполагается, что средние свойства турбулентности не меняются со временем, так что  $R(\tau)$  не зависит от начального момента времени  $t$ . Предполагается также, что при  $\tau \rightarrow \infty$   $R(\tau) \rightarrow 0$ , или, другими словами, что через достаточно большое время скорость частицы перестает зависеть от ее начального значения.

Применяя эту теорию к случаю рассеяния только в направлении  $x$ , можно найти смещение  $x(t)$  отдельной диффундирующей частицы. Для средней по ансамблю большого числа движущихся частиц дисперсии  $\sigma_x^2$  имеем

$$\sigma_x^2(t) = \overline{x^2(t)}.$$

Можно показать, что

$$\frac{d\sigma_x^2}{dt} = 2\overline{u^2} \int_0^t R(\tau) d\tau, \quad (8.17)$$

где  $R(\tau)$  задается формулой (8.16), а  $\overline{u^2}$  — средний квадрат скорости диффундирующих частиц.

#### 8.4.3. Сравнение методов

Сравнивая (8.17) с уравнением (8.12) для диффузии в сплошной среде, мы видим, что они эквивалентны, если положить

$$K_x = \overline{u^2} \int_0^t R(\tau) d\tau. \quad (8.18)$$

Таким образом, эффективный коэффициент диффузии  $K_x$  является функцией времени  $t$ , в течение которого идет диффузия, поскольку интеграл является функцией  $t$ . Однако  $R(\tau)$  представляет собой убывающую функцию от  $\tau$ , и  $R(\tau) \rightarrow 0$  при  $\tau \rightarrow \infty$ , поэтому при больших  $t$  интеграл стремится к постоян-

ному значению. Пусть

$$\int_0^{\infty} R(\tau) d\tau = t_L. \quad (8.19)$$

Тогда при больших значениях времени диффузии  $t$

$$K_x \rightarrow \bar{u}^2 t_L, \quad (8.20)$$

где  $t_L$  можно интерпретировать как «время сохранения» турбулентной скорости частицы, а  $\sqrt{\bar{u}^2 t_L}$  — как среднее расстояние, пройденное частицей за это время. Если время диффузии велико по сравнению с временем сохранения,  $K_x$  будет определяться выражением, аналогичным (8.13) для молекулярной диффузии, т. е. будет представлять собой произведение характерной скорости и характерной длины.

Все сказанное выше относилось к диффузии только в направлении  $x$ , но полученные результаты можно легко обобщить на диффузию в двух или трех измерениях.

В море присутствуют нерегулярные движения, которые несколько произвольно можно описать как «вихри», не имея в виду, что они обладают какой-либо конкретной структурой; эти движения охватывают очень большой диапазон масштабов. Малые вихри, размерами от сантиметров до метров, могут быть приблизительно изотропными по своим свойствам, но вихри большего размера являются анизотропными, причем горизонтальные составляющие движения имеют больший масштаб, чем вертикальные. Иногда большие вихри могут быть горизонтально изотропными, в других случаях их свойства различны по разным направлениям. В присутствии течения, например, диффузия может происходить быстрее вдоль течения, чем поперек него.

Если в море в какой-либо точке небольшой объем воды пометить красителем или каким-то другим способом, то можно увидеть, что турбулентность заставляет его вначале диффундировать как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Через некоторый промежуток времени диффузия по вертикали, скорее всего, оказывается ограничена поверхностью и дном или пикноклином, в котором вертикальное перемешивание значительно ослаблено. В дальнейшем диффузия происходит в горизонтальной плоскости и, как говорилось выше, может быть или не быть горизонтально изотропной.

Частный случай двумерного рассеяния касается плавающих предметов, которые из-за своей малой плотности остаются на поверхности моря. Они испытывают только горизонтальное рассеяние на всех масштабах движений под действием течений и горизонтальной диффузии.

## 8.5. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ РАССЕЯНИЯ

### 8.5.1. Радиальное расширение пятна

Термин «рассеяние» будет использоваться для описания расплывания пятна вещества или группы частиц под общим влиянием адвекции и диффузии. Как отмечалось выше, диффузия всегда действует в сторону сглаживания градиентов концентрации и увеличения размеров пятна, в то время как адвективные процессы могут либо способствовать рассеянию, либо ограничивать его. В этом разделе мы рассмотрим несколько примеров рассеяния, создаваемого только турбулентной диффузией. Допускаются турбулентные движения в некотором диапазоне масштабов, но предполагается, что связанные с ними диффузионные эффекты всегда можно описать через подходящий коэффициент турбулентной диффузии.

Рассмотрим простейшую ситуацию радиально-симметричного расширения, при котором концентрация  $c$  диффундирующего вещества является функцией расстояния  $r$  от источника. Будем считать, что вещество выпускается в момент времени  $t = 0$  из точечного источника или из вертикального линейного источника в точке  $r = 0$ . Предположим, что расплывание по вертикали ограничено глубиной воды или пикноклимом, так что в целом можно считать, что рассеяние двумерно и происходит в горизонтальной плоскости. Введем коэффициент  $K_r$  турбулентной диффузии в радиальном направлении, который в общем случае может быть функцией  $r$ .

Согласно рис. 8.3, поток вещества через дугу  $AB$  в слое единичной толщины за время  $\delta t$  равен

$$-K_r \frac{\partial c}{\partial r} r \delta \theta \delta t.$$

Аналогично поток через дугу  $CD$  равен

$$-\left[ K_r \frac{\partial c}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left( K_r \frac{\partial c}{\partial r} \right) \delta r \right] (r + \delta r) \delta \theta \delta t.$$

Разница между этими двумя потоками равна увеличению содержания вещества в объеме, заключенном в слое единичной толщины, ограниченном в горизонтальной плоскости участком  $ABCD$ , за время  $\delta t$ . Связывая его с изменением концентрации внутри этого объема и пренебрегая членом с  $(\delta r)^2 \delta \theta$ , получим

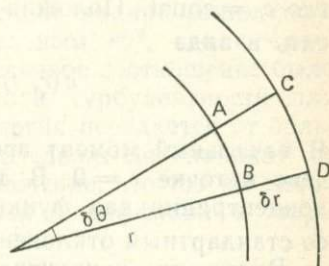


Рис. 8.3. Радиальное расширение пятна диффундирующего вещества.

уравнение

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( K_r r \frac{\partial c}{\partial r} \right). \quad (8.21)$$

Решение уравнения (8.21) зависит от того, в каком виде взят коэффициент диффузии  $K_r$ .

1)  $K_r$  не зависит от  $r$

Если  $K_r$  не зависит от  $r$ , т. е.  $K_r = K = \text{const}$ , то

$$c(r, t) = \frac{c_0}{4\pi K t} \exp\left(-\frac{r^2}{4Kt}\right), \quad (8.22)$$

где  $c_0 = \text{const}$ . Положив  $\sigma_r^2 = 2Kt$ , это выражение можно записать в виде

$$c(r, t) = \frac{c_0}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right). \quad (8.23)$$

В начальный момент времени ( $t=0$ ) все вещество сосредоточено в точке  $r=0$ . В любой последующий момент времени  $t$  концентрация как функция  $r$  следует гауссову распределению со стандартным отклонением  $\sigma_r = \sqrt{2Kt}$ .

Видно, что концентрация в центре пятна  $c(0, t)$  пропорциональна  $t^{-1}$ . Выражения (8.22) и (8.23) аналогичны (8.8) и (8.11), которые были выведены для случая одномерной диффузии.

2)  $K_r$  пропорционально  $r$

Если имеется широкий спектр размеров вихрей, то по мере расплывания пятна в рассеянии составляющих его частиц, вероятно, будут участвовать все большие вихри и значение  $K_r$  будет расти. В 1946 г. Свердруп предложил взять коэффициент диффузии, линейно возрастающий с масштабом распределения, т. е.  $K_r \sim r$ . Понятие «скорости диффузии»  $P$  для этого случая было введено Джозефом и Сенднером в [85]. Предполагалось, что  $P$  не зависит от  $r$ , но масштаб диффузионного процесса линейно возрастает с увеличением  $r$ . Это эквивалентно тому, что  $K_r = Pr$ . Тогда уравнение (8.21) превращается в следующее:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( Pr^2 \frac{\partial c}{\partial r} \right). \quad (8.24)$$

Его решение имеет вид

$$c(r, t) = \frac{c_0}{2\pi P^2 t^2} \exp\left(-\frac{r}{Pt}\right). \quad (8.25)$$

Таким образом, распределение по  $r$  следует экспоненте, а не гауссовой кривой, а концентрация в центре уменьшается со временем как  $t^{-2}$ , а не как  $t^{-1}$ . Стандартное отклонение распределения определяется по формуле  $\sigma_r = Pt$ .

Джозеф и Сенднер применили свою теорию к большому числу реальных распределений примесей в морях и океане в масштабах от  $r = 10$  км до  $r = 1500$  км. Они пришли к выводу, что во всех случаях реальная дисперсия была довольно близка к теоретической, а рассчитанные значения  $P$  при этом лежали в диапазоне 0,5—1,5 см/с.

### 3) $K_r$ пропорционально $r^{4/3}$

Л. Ричардсон в 1926 г. впервые предположил (в отношении атмосферной турбулентности), что эффективный коэффициент турбулентной диффузии должен возрастать при увеличении масштаба изучаемого процесса. На основе эмпирических соображений он принял его пропорциональным  $r^{4/3}$ , где  $r$  — рассматриваемый масштаб. Позднее аналогичное соотношение было получено в теории локально-изотропной турбулентности для инерционного интервала, в котором энергия передается от больших вихрей к меньшим. Многие исследователи, начиная со Стоммела [141], высказывали предположение, что тот же закон должен выполняться для горизонтальной диффузии в море. В этом случае  $K_r$  берется в виде

$$K_r = C\varepsilon^{1/3}r^{4/3},$$

где  $\varepsilon$  — скорость переноса энергии по спектру масштабов на единицу массы, а  $C$  — константа. Подставив это выражение для  $K_r$  в уравнение (8.21), получим решение

$$c(r, t) = \frac{c_0}{6\pi\gamma^{3/2}t^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^{2/3}}{\gamma t}\right), \quad (8.26)$$

где  $\gamma = 4/9C\varepsilon^{1/3}$ . В центре пятна концентрация  $c(0, t) \sim t^{-3}$ , а стандартное отклонение  $\sigma_r \sim t^{3/2}$ . Главные особенности приведенных трех решений отражены в табл. 8.1.

Таблица 8.1. Радиальное распыление пятна

Пример	Коэффициент турбулентной диффузии $K_r$	Концентрация в центре $c(0, t)$	Стандартное отклонение $\sigma_r$
1	const	$\sim t^{-1}$	$\sim t^{1/2}$
2	$\sim r$	$\sim t^{-2}$	$\sim t$
3	$\sim r^{4/3}$	$\sim t^{-3}$	$\sim t^{3/2}$

### 4) Сравнение с наблюдениями

После проведения эксперимента с трассером на карту можно нанести измеренные значения концентрации для каждого момента времени и провести линии равной концентрации. Ре-

альные контуры будут, вероятно, иметь неправильную форму, как показано на рис. 8.4, а не радиально-симметричную. Отдельный случай выпуска трассера может рассматриваться как одна реализация ансамбля распределений, подверженная случайным флуктуациям. Предполагая, что среднее по ансамблю распределение концентрации обладает радиальной симметрией,

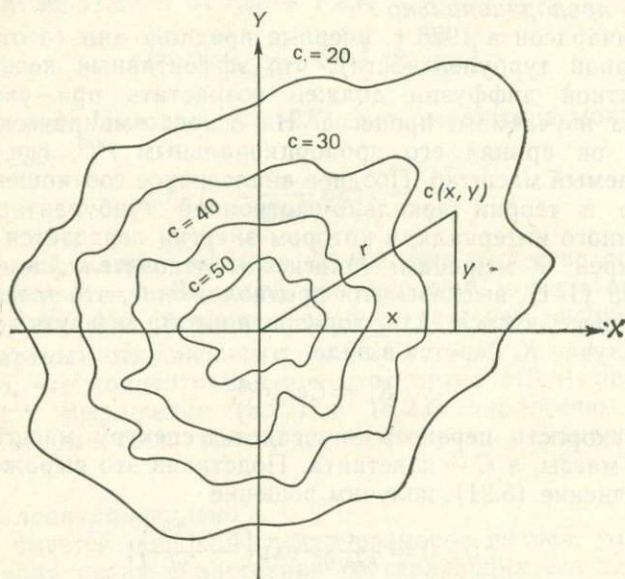


Рис. 8.4. Неправильная форма пятна диффундирующего вещества.

каждому контуру  $c$  можно приписать эффективный радиус  $r_e$  такой, что

$$\pi r_e^2 = A,$$

где  $A$  — фактическая площадь, ограниченная данным контуром  $c$ .

Количество трассера на единицу глубины между контурами с радиусами  $r_e$  и  $r_e + dr_e$  равно  $2\pi c r_e dr_e$ . Отсюда следует, что дисперсия  $\sigma_r^2$  распределения задается выражением

$$\sigma_r^2 = \int_0^{\infty} c r_e^3 dr_e / \int_0^{\infty} c r_e dr_e.$$

Скорость роста  $\sigma_r$  во времени можно сравнить с различными модельными решениями, рассмотренными выше.

Эффективный коэффициент турбулентной диффузии как функция времени определяется формулой

$$K_r = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_r^2}{dt},$$

аналогичной равенству (8.12) для одномерного случая.

В течение последних 25 лет в прибрежных водах было выполнено много экспериментов с мгновенным выпуском трасера в воду. Около восточного побережья США эксперименты проводились в районе шт. Нью-Джерси, вблизи острова Лонг-Айленд, Багамской банки и мыса Канаверал. В Северном море один особенно крупный по масштабу эксперимент был проведен в августе — сентябре 1965 г., когда в море было выпущено 2000 кг родамина-В и за возникшим пятном в течение трех недель велись наблюдения с нескольких кораблей. Обзор результатов ряда таких экспериментов дал Окубо [109], который выбрал 20 рядов данных, полученных за период 1961—1967 гг. и удовлетворявших определенным критериям. Основное внимание он обращал на то, чтобы условия опыта были как можно ближе к идеализированному случаю мгновенного точечного источника и чтобы пятно оставалось достаточно удаленным от каких-либо вертикальных границ — тогда диффузию в горизонтальной плоскости можно считать неограниченной. Данные по распределению концентрации анализировались в горизонтальных координатах  $x$ ,  $y$ , как на рис. 8.4, что давало стандартные отклонения  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  (вычислявшиеся, как описано в разд. 8.5.2). Эффективная радиальная дисперсия была принята равной  $\sigma_{rc}^2$ :

$$\sigma_{rc}^2 = 2\sigma_x\sigma_y.$$

Дисперсия  $\sigma_{rc}^2$  в каждом эксперименте вычислялась для ряда моментов времени  $t$ .

Экспериментальный коэффициент горизонтальной диффузии определялся для каждого момента времени  $t$  как

$$K_a = \sigma_{rc}^2/4t. \quad (8.27)$$

«Масштаб» диффузии  $l$  был взят в виде

$$l = 3\sigma_{rc} \quad (8.28)$$

на том основании, что в радиально-симметричном пятне 95 % диффундирующего вещества находится внутри окружности диаметром  $3\sigma_{rc}$ .

Построив график изменения  $\sigma_{rc}^2$  от времени  $t$  в двойном логарифмическом масштабе, как показано на рис. 8.5, и применив метод наименьших квадратов, Окубо получил соотношение

$$\sigma_{rc}^2 = 0,0108t^{2,34}, \quad (8.29)$$

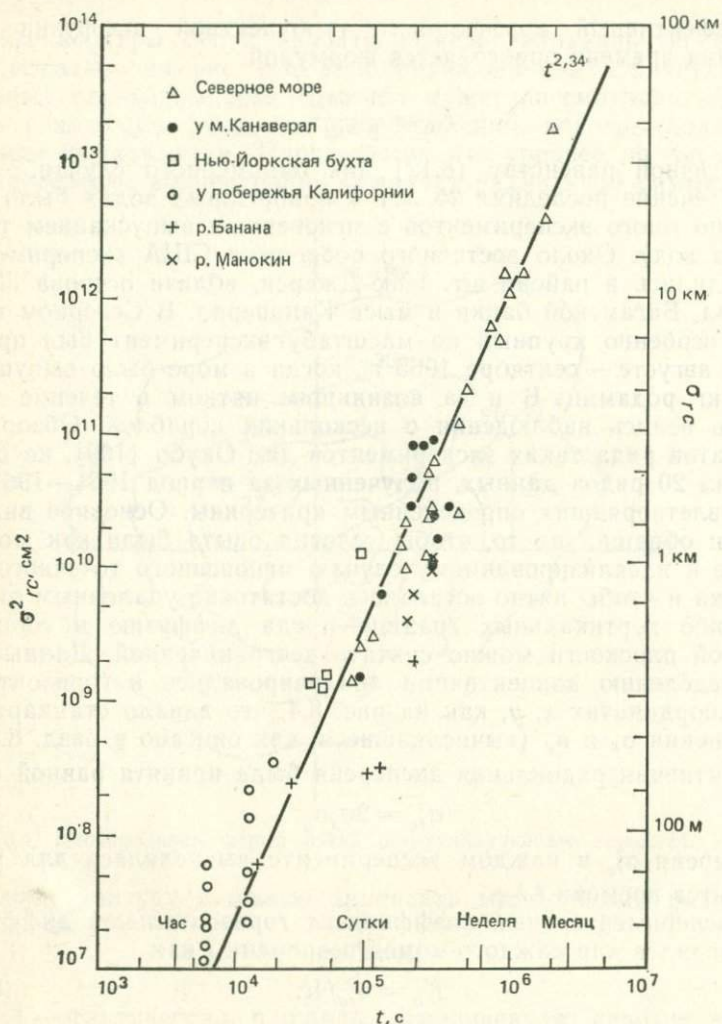


Рис. 8.5. Дисперсия  $\sigma_{rc}^2$  распределения красителя в зависимости от времени диффузии  $t$  по данным измерений, проведенных в разных районах [109].

где  $\sigma_{rc}$  выражено в сантиметрах, а  $t$  — в секундах. Аналогичным образом, построив график зависимости  $K_a$  от масштаба  $l$  (рис. 8.6), Окубо нашел, что

$$K_a = 0,0103l^{1,15}, \quad (8.30)$$

где  $l$  — в сантиметрах, а  $K_a$  — в  $\text{см}^2/\text{с}$ .

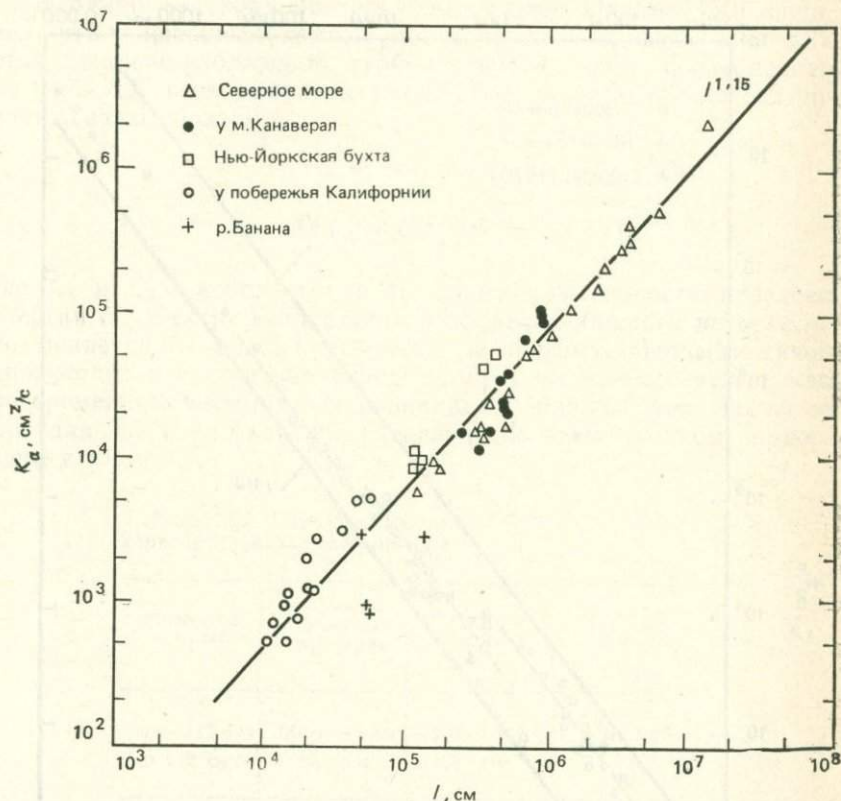


Рис. 8.6. Зависимость экспериментального коэффициента диффузии  $K_a$  от масштаба диффузии  $l$  по данным измерений, проведенных в разных районах [109].

Весьма примечателен тот факт, что данные наблюдений, проведенных в столь далеко отстоящих друг от друга областях и в столь широком диапазоне масштабов (от 1 ч до 1 мес для времени диффузии  $t$  и от 100 м до 100 км для горизонтальных линейных размеров), можно описать одной и той же парой зависимостей. Графики 8.5 и 8.6 и формулы (8.29) и (8.30) указывают на порядок величины скорости рассеяния примеси, характерной для данной области. Для получения более точной оценки нужно учитывать конкретные условия области, такие как приливные и прочие течения, рельеф дна и все особенности термohалинной структуры.

Заметим, что величина показателя степени при  $l$  в формуле (8.30), т. е. 1,15, лежит между значением 1, соответствующим теории Джозефа и Сенднера, и  $4/3$ , появляющимся в теории локально-изотропной турбулентности. Точно так же показатель

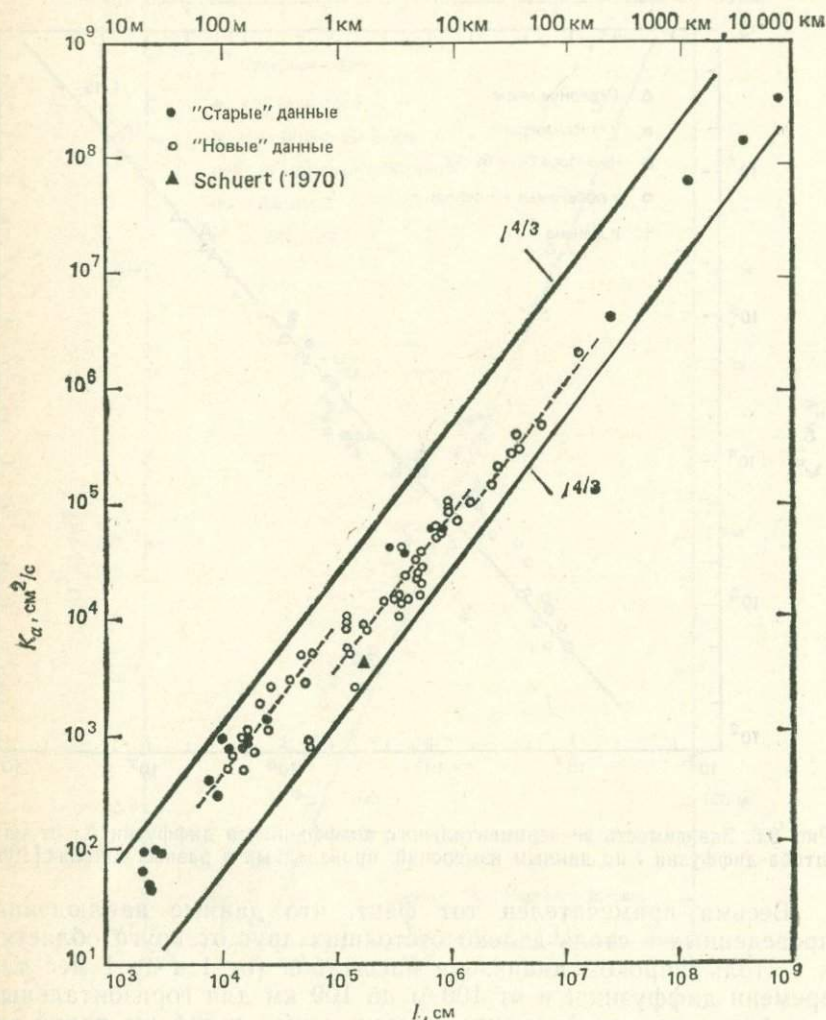


Рис. 8.7. Зависимость экспериментального коэффициента диффузии  $K_d$  от масштаба диффузии  $l$ , аппроксимируемая законом  $l^{1/3}$  для трех интервалов масштабов [110].

степени при  $t$  в уравнении (8.29), т. е. 2,34, лежит между значениями 2 и 3, соответствующими указанным теориям. Нельзя сказать, что данные свидетельствуют в пользу той или иной теории. Фактически если считать, что скорость диффузии  $P$  в одном случае или параметр  $\epsilon$  в другом зависят от масштаба, а не остаются постоянными, то любую из этих теорий можно было бы согласовать с данными наблюдений.

В одной из своих последующих статей Окубо [110] показал, что имеющиеся данные подтверждают предсказания теории локально-изотропной турбулентности, если, как показано на рис. 8.7, весь диапазон масштабов разбить на три интервала. Таким образом,

$$\sigma_r^2 = C_1 \varepsilon t^3,$$

$$K_a = C_2 \varepsilon^{1/3} l^{4/3},$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — константы, в то время как скорость переноса энергии по спектру  $\varepsilon$  постоянна в пределах каждого интервала, но меняется от одного интервала к другому. Первый скачок происходит на масштабе длины около 1 км или соответственно на временном масштабе от половины до одних суток. Значения  $C_1 \varepsilon$  для двух интервалов, разделенных этим скачком, приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2. Параметры модели горизонтальной диффузии

Временной масштаб $t$	Пространственный масштаб $l$	$C_1 \varepsilon$ , см <sup>2</sup> /с <sup>3</sup>	$\varepsilon$ , см <sup>2</sup> /с <sup>3</sup>
1 ч — 1/2 сут	100 м — 1 км	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
> 1/2 сут	> 1 км	$5,4 \cdot 10^{-6}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$

Согласно теории локально-изотропной турбулентности, энергия поступает к большим вихрям и затем передается вихрям все меньшего размера. В инерционном интервале, в котором перенос энергии по спектру масштабов осуществляется благодаря чисто внутренним процессам, скорость  $\varepsilon$  переноса энергии по каскаду вихрей постоянна и равна скорости поступления энергии к самым большим вихрям. Однако если на промежуточных масштабах существует приток дополнительной энергии, то большие вихри этого не чувствуют, но для меньших вихрей значение  $\varepsilon$  увеличивается. Окубо предположил, что существенно большая скорость переноса энергии на масштабах, меньших примерно половины суток по времени и 1 км по длине, объясняется притоком турбулентной энергии благодаря приливным движениям. Другие результаты показывают, что  $C_1$  имеет порядок 0,01, и тогда скорость переноса энергии  $\varepsilon$  принимает значения, указанные в последнем столбце табл. 8.2.

## 8.5.2. Анизотропное горизонтальное рассеяние примеси

Во многих случаях, когда проводились эксперименты по выпуску трассера, было замечено, что расширяющееся пятно становится примерно эллиптическим, а не круглым, при этом большая ось эллипса часто оказывается вытянутой по направлению течения. Для этого случая удобнее взять систему координат с осью  $X$ , направленной вдоль течения, и осью  $Y$ , направленной поперек течения. Концентрация представляет собой функцию  $c(x, y)$  координат  $x$  и  $y$ , а дисперсии, вычисленные для двух направлений, равны соответственно

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{Q} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(x, y) x^2 dx dy,$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{Q} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(x, y) y^2 dx dy,$$

где

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(x, y) dx dy.$$

Коэффициенты турбулентной диффузии по осям  $X$  и  $Y$  можно определить формулами

$$K_x = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_x^2}{dt}, \quad K_y = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_y^2}{dt}.$$

Распределение концентрации в момент  $t$  можно описать двумерным аналогом уравнения (8.11), т. е.

$$c(x, y, t) = \frac{Q}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right). \quad (8.31)$$

В работе [146] проанализировано большое число экспериментов, проведенных в прибрежных водах и эстуариях Британских островов. Результаты сильно различались при переходе от одного района к другому, и сделать общие выводы было трудно. Однако во многих случаях пятна красителя оказывались сильно вытянутыми и эффективное значение  $K_x$  превышало эффективное значение  $K_y$  на порядок и более. На ранних стадиях коэффициенты диффузии часто увеличивались с размерами пятна, но по прошествии более длительного времени они стремились к постоянным значениям. Это показывает, что с увеличением размеров пятна в рассеянии красителя принимали участие все более крупные вихри, но через несколько дней пятно становилось больше, чем размеры наибольших вихрей, способствующих его

расширению. Масштаб, при котором достигается эта стадия, вероятно, зависит от рельефа дна и особенностей приливных течений в каждом районе. Он мог меняться и в зависимости от погодных условий, поскольку сильные ветры могут создавать течения и вихри больших масштабов, способные увеличить рассеяние трассера.

### 8.5.3. Расширяющийся шлейф от непрерывно действующего источника

Непрерывное выпускание трассера в однородный поток соответствует сбросу сточных вод в течение. Вытекающая жидкость уносится вниз по течению, диффундируя в поперечном направлении, что приводит к образованию шлейфа, расширяющегося с удалением от источника. Задача упрощается, если рассмотреть случай вертикального линейного источника (при этом не надо учитывать вертикальную диффузию) и пренебречь влиянием диффузии в направлении течения по сравнению с адвекцией. В этом случае можно считать, что трассер диффундирует в одном направлении — поперек течения.

Возьмем координатные оси, как показано на рис. 8.8, поместив начало координат в источнике и направив ось  $X$  вниз по течению, скорость которого  $U$  повсюду одинакова, а ось  $Y$  — поперек течения. Для установившегося процесса уравнение адвекции — диффузии сводится к следующему:

$$U \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right). \quad (8.32)$$

Вид решения  $c(x, y)$  зависит от вида коэффициента поперечной турбулентной диффузии  $K_y$ .

В качестве независимой переменной вместо  $x$  можно взять время, которое требуется частице воды, чтобы переместиться на расстояние  $x$  от источника. Обозначая это время  $t$ , мы видим, что  $t = x/U$ , где  $U$  — постоянная величина. Если  $U$  меняется со временем, как в приливном течении,  $t$  определяется выражением

$$t = \int_0^x \frac{dx'}{U}. \quad (8.33)$$

Из эксперимента по диффузии можно определить стандартное отклонение  $\sigma_y$  распределения концентрации как функцию расстояния  $x$  вниз по течению и, следовательно,  $t$ . Если предположить, что распределение концентрации  $c$  по оси  $Y$  гауссово, то коэффициент турбулентной диффузии  $K_y$  выразится

формулой

$$K_y = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_y^2}{dt}, \quad (8.34)$$

где  $t$  — время диффузии, определенное выше. Если кривая  $\sigma_y$  как функция  $t$  для конкретного эксперимента может аппроксими-

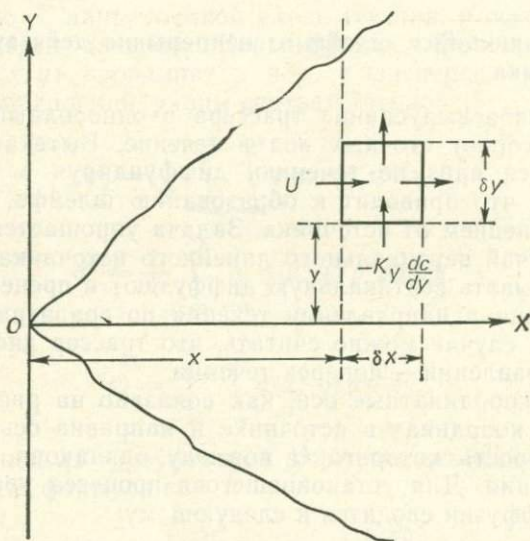


Рис. 8.8. Поперечное расплывание шлейфа, создаваемого непрерывно действующим источником.

мироваться степенным законом

$$\sigma_y^2 = at^m, \quad (8.35)$$

где  $a$  и  $m$  — константы, то коэффициент турбулентной диффузии, исходя из (8.34), будет равен

$$K_y = \frac{1}{2} ma t^{m-1}. \quad (8.36)$$

Из (8.35) и (8.36) следует также, что

$$K_y = b\sigma_y^n. \quad (8.37)$$

где  $n = 2(m - 1)/m$ , а  $b$  — константа. Если рассматривать  $\sigma_y$  как меру масштаба распределения, то (8.37) описывает зависимость  $K_y$  от масштаба.

Табл. 8.3 иллюстрирует зависимость стандартного отклонения  $\sigma_y$ , концентрации на оси шлейфа  $c(x, 0)$  и коэффициента диффузии  $K_y$  от значений  $m = 1, 2$  и  $3$ , которые соответственно

Таблица 8.3. Поперечное расширение шлейфа в однородном течении, имеющем скорость  $U$ 

$m$	Стандартное отклонение $\sigma_y$	Концентрация на оси $c(x, 0)$	Коэффициент $K_y$	Примечание
1	$\sim x^{1/2}$	$\sim x^{-1/2}$	const	Постоянная скорость диффузии Инерционный интервал
2	$\sim x$	$\sim x^{-1}$	$\sim \sigma_y$	
3	$\sim x^{3/2}$	$\sim x^{-3/2}$	$\sim \sigma_y^{4/3}$	

относятся к случаям постоянного  $K_y$ , постоянной скорости диффузии и инерционного интервала.

Многие исследователи обнаружили, что, как и в случае радиального расширения пятна, скорость поперечного расширения шлейфа соответствует коэффициенту диффузии  $K_y$ , который растет с увеличением масштаба, в данном случае — ширины шлейфа. В ряде экспериментов по выпусканию красителя в разных районах Ирландского моря Боуден, Крауэл и Льюис [15] получили, что данные можно аппроксимировать соотношением (8.35) с  $m = 1,5$  или  $m = 2$ , не уменьшая сходимости. Однако если выбирались кривые с  $m = 1$  или  $m = 3$ , то сходимость значительно уменьшалась. Вероятно, при  $m > 1$  диффузия происходила с большей скоростью, чем при постоянном  $K_y$ , когда диффузия обусловлена лишь вихрями малого по сравнению с шириной шлейфа масштаба. С другой стороны, поскольку  $m < 3$ , диффузия происходила медленнее, чем дает теория для инерционного интервала локально-изотропной турбулентности в горизонтальной плоскости.

Случай  $m = 2$  соответствует постоянной скорости диффузии  $B$  по аналогии со скоростью диффузии  $P$  в случае радиальной диффузии, так как, если  $m = 2$ , уравнение (8.35) можно записать как

$$\sigma_y = Bt,$$

где  $a = B^2$ . Уравнение (8.36) принимает вид  $K_y = B^2t$ , а (8.37) превращается в  $K_y = B\sigma_y$ .

В экспериментах Боудена и др. [15] найденные значения  $B$  лежали в диапазоне от 0,4 до 1,6 см/с с медианой 1,0 см/с. Величина  $B$ , как правило, была больше в областях сильных течений.

Выше предполагалось, что течение направлено по прямой и что шлейф симметричен относительно оси  $X$ . На практике в отдельные моменты времени шлейф, вероятно, будет иметь вид,

чем-то похожий на рис. 8.9, где ось меандрирует относительно направления течения. Это происходит из-за влияния больших вихрей, которые вызывают смещение и искривление шлейфа

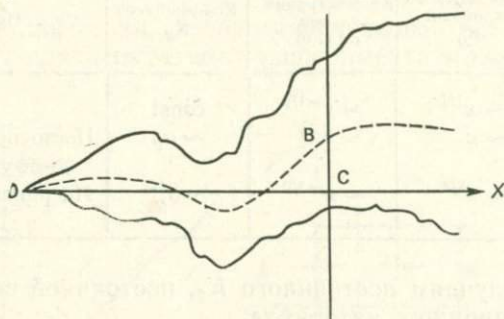


Рис. 8.9. Схема меандрирующего шлейфа.

как целого. На рис. 8.10 показан график концентрации  $c$  в зависимости от расстояния  $y$  в сечении шлейфа. Центр масс распределения, соответствующий точке  $B$  на рис. 8.9, смещен

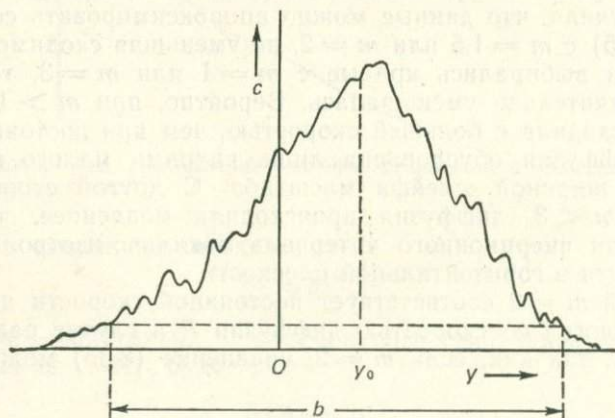


Рис. 8.10. Зависимость концентрации  $c$  от расстояния  $y$  по поперечной оси для одного сечения шлейфа.

на расстояние  $y_0$  от начала координат  $O$  (на рис. 8.10), которое на рис. 8.9 соответствует точке  $C$ . В большинстве экспериментов рассматривается «относительная диффузия», т. е. рассеяние меченых частиц относительно центра шлейфа в данном сечении, за который можно принять точку  $B$ . Если выполнить много разрезов поперек шлейфа на одном и том же расстоянии  $x$  вниз по течению, то положение точки  $B$  в меандрирую-

шем шлейфе относительно оси  $X$  будет меняться. Средняя дисперсия относительно точки  $C$  на оси  $X$  будет значительно больше, чем средние относительные дисперсии около смещающейся оси шлейфа  $B$ . Фактически «абсолютная дисперсия»  $\sigma_{ya}^2$  относительно фиксированной оси  $X$  складывается из «относительной дисперсии»  $\sigma_{yr}^2$  (дисперсии относительно центра шлейфа) и дисперсии  $\sigma_{yt}^2$  самого центра шлейфа относительно оси  $X$ :

$$\sigma_{ya}^2 = \sigma_{yr}^2 + \sigma_{yt}^2.$$

Средняя концентрация, измеренная в точке  $C$  на оси, будет соответственно меньше среднего значения концентраций, измеренных в мгновенных центрах шлейфа. В действительности если  $c_{pa}$  и  $c_{pr}$  — соответствующие пиковые концентрации, то

$$\frac{c_{pa}}{c_{pr}} = \frac{\sigma_{yr}}{\sigma_{ya}}.$$

Шлейф, создаваемый, например, рассеянием сточных вод, уже в начальный момент имеет конечную ширину и не может рассматриваться как точечный источник. В работе [22] получен ряд решений для таких случаев при условии как постоянного коэффициента диффузии, так и изменяющегося с изменением ширины шлейфа. В более общем случае, когда и скорость выпуска трассера, и скорости течений меняются со временем, удобнее рассматривать шлейф как суперпозицию большого числа перекрывающихся пятен.

#### 8.5.4. Вертикальное рассеяние

Рассеяние загрязняющего вещества только в вертикальном направлении в отсутствие средней вертикальной скорости описывается уравнением

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right). \quad (8.38)$$

Для простейшего случая постоянного коэффициента диффузии  $K_z$  оно принимает вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} = K_z \frac{\partial^2 c}{\partial z^2}. \quad (8.39)$$

Для точечного источника на глубине  $z_0$  в момент времени  $t = 0$  решением его является

$$c(z, t) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi K_z t}} \exp \left[ -\frac{(z - z_0)^2}{4K_z t} \right], \quad (8.40)$$

где  $Q$  — полное количество диффундирующего вещества. Стандартное отклонение по вертикали  $\sigma_z$  определяется по формуле

$$\sigma_z^2 = 2K_z t. \quad (8.41)$$

Если примесь выпускается посередине между дном и поверхностью в канале глубиной  $H$ , то можно считать, что она распространится по всей толще воды, когда  $\sigma_z = H/2$ . Если это происходит в момент времени  $t_z$ , то

$$t_z = H^2/8K_z.$$

Таким образом,  $t_z$  можно принять в качестве временного масштаба вертикальной диффузии. Граничную поверхность можно рассматривать как отражающую или поглощающую в зависимости от того, отражается диффундирующее вещество назад в воду или удаляется путем поглощения. На практике возможны также промежуточные случаи. В случае отражения по прошествии времени порядка  $t_z$  дальнейшая диффузия по вертикали невозможна, и последующее рассеяние можно рассматривать как двумерное.

В условиях нейтральной стратификации при довольно сильном приливном течении  $K_z$  может иметь порядок  $100 \text{ см}^2/\text{с}$ , так что для глубины  $H = 20 \text{ м}$   $t_z = 5000 \text{ с}$ , или примерно 83 мин. В более слабых течениях и при устойчивой стратификации  $K_z$  может составлять всего  $5 \text{ см}^2/\text{с}$ , а  $t_z$  будет порядка  $10^5 \text{ с}$ , т. е. около 28 ч.

### 8.5.5. Влияние вертикальной устойчивости воды

Мы уже не раз говорили о влиянии устойчивого градиента плотности на уменьшение скорости вертикального перемешивания. Этот эффект возникает из-за того, что вертикальное перемешивание происходит с увеличением потенциальной энергии, которая должна заимствоваться из кинетической энергии турбулентности. Последняя обычно генерируется сдвиговыми напряжениями в среднем течении. Эти соображения приводят к использованию числа Ричардсона  $Ri$  как параметра, отражающего влияние устойчивости на вертикальное перемешивание. Число Ричардсона определяется как

$$Ri = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^{-2}, \quad (8.42)$$

где  $\rho$  — плотность, а  $U$  — результирующая горизонтальная скорость. Знак минус поставлен для того, чтобы  $Ri$  было положительным при устойчивой стратификации, когда  $\partial \rho / \partial z$  отрицательно (ось  $Z$  направлена вверх). Строго говоря, вместо плотности  $\rho$  *in situ* в уравнении (8.42) следовало бы использовать потенциальную плотность  $\rho_\theta$ .

Коэффициенты турбулентной вязкости  $N_z$  и турбулентной диффузии  $K_z$  уменьшаются с увеличением  $Ri$ , но  $K_z$  уменьшается быстрее, так что отношение  $K_z/N_z$  становится меньше. Мож-

но ввести и другой параметр — динамическое число Ричардсона  $Rf$ , которое связано с  $Ri$  соотношением

$$Rf = \frac{K_z}{N_z} Ri. \quad (8.43)$$

$Rf$  равно отношению вертикального потока плавучести к вертикальному потоку импульса и может быть выражено через эти потоки, если их удастся измерить на практике.

Для выражения зависимости  $N_z$  и  $K_z$  от  $Ri$  предложено множество эмпирических формул. Разрабатывая теорию термоклина, Манк и Андерсон [102] вывели следующие соотношения:

$$\begin{aligned} N_z &= A_0 (1 + 10Ri)^{-1/2}, \\ K_z &= A_0 (1 + 3,33Ri)^{-3/2}, \end{aligned} \quad (8.44)$$

где  $N_z = K_z = A_0$  в условиях нейтральной стратификации ( $Ri = 0$ ). Различными исследователями предлагались другие зависимости вида

$$\begin{aligned} N_z &= N_0 (1 + aRi)^{-\alpha}, \\ K_z &= K_0 (1 + bRi)^{-\beta}, \end{aligned} \quad (8.45)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  — положительные числа, подлежащие определению эмпирическим путем. Каждая форма зависимости удовлетворяла наблюдениям в тех областях и для тех условий, для которых она была получена, но универсальной зависимости, пригодной во всех случаях, пока не найдено. Множество предложенных зависимостей исследовал Оффисер [107], показавший, что данным наблюдений достаточно хорошо удовлетворяют следующие простые соотношения:

$$\begin{aligned} N_z &= A_0 (1 + Ri)^{-1}, \\ K_z &= A_0 (1 + Ri)^{-2}. \end{aligned} \quad (8.46)$$

Табл. 8.4 иллюстрирует уменьшение коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии с увеличением числа Ричардсона, даваемое зависимостями (8.44) и (8.46). Полученные значения лишь в общем указывают на степень уменьшения вертикального перемешивания с ростом устойчивости, но не могут служить для прогнозирования, поскольку условия наблюдений различаются в разных районах.

Величину  $Ri$ , определяемую уравнением (8.42), иногда называют локальным числом Ричардсона, потому что оно строится по значениям градиентов плотности и скорости на заданной глубине. При этом подразумевается, что турбулентная энергия генерируется и расходуется на вертикальное перемешивание в

одном и том же месте и в одно и то же время. Однако это может не соответствовать действительности. Иногда полезнее пользоваться глобальным числом Ричардсона, определяемым через крупномасштабные характеристики потока. Например, в течении со сдвигом, распространяющимся до глубины  $H$  при изме-

Таблица 8.4. Влияние устойчивости на характеристики перемешивания

Число Ричардсона $Ri$	Формулы (8.44)		Формулы (8.46)	
	$N_z/A_0$	$K_z/A_0$	$N_z/A_0$	$K_z/A_0$
0	1	1	1	1
0,1	0,71	0,65	0,91	0,83
0,2	0,58	0,47	0,83	0,69
0,5	0,41	0,23	0,67	0,44
1	0,30	0,11	0,50	0,25
2	0,22	0,05	0,33	0,11
5	0,14	0,015	0,17	0,028
10	0,10	0,005	0,09	0,008

нении плотности  $\Delta\rho$  и скорости  $\Delta U$  на этой глубине, глобальное число Ричардсона можно определить формулой

$$(Ri)_B = \frac{gH \Delta\rho}{\rho (\Delta U)^2}. \quad (8.47)$$

В условиях весьма устойчивой стратификации, например в слое резкого термоклина, уже нельзя считать, что вертикальный обмен импульсом, теплом и массой происходит благодаря турбулентной диффузии. Может оказаться, что правильнее рассматривать термоклин как поверхность разрыва, обмен через которую происходит только благодаря турбулентному вовлечению. Оффисер [107] полагает, что этот подход уместен при  $Ri > 10$ .

Устойчивость определяет характер вертикального перемешивания, но вряд ли непосредственно влияет на перемешивание водных масс в горизонтальной плоскости. Однако она может оказывать косвенное влияние в тех местах, где встречаются перемежающиеся по вертикали слои воды, как это бывает в некоторых фронтальных зонах. Если вертикальное перемешивание слабое, один слой может проникнуть на значительное расстояние в другую водную массу, прежде чем его свойства заметно изменятся. Таким образом, вертикальная устойчивость может служить причиной увеличения интенсивности горизонтального обмена.

## 8.6. РАССЕЯНИЕ ПРИМЕСИ В ТЕЧЕНИИ СО СДВИГОМ

## 8.6.1. Эффективная продольная диффузия

Как показывает простой пример, проиллюстрированный на рис. 8.11, вертикальная диффузия в течении со сдвигом может приводить к продольному рассеянию. Рассмотрим канал глубиной  $H$ , в котором продольная скорость убывает линейно от  $2\bar{U}$  на поверхности до нуля на дне (рис. 8.11, а), так что средняя

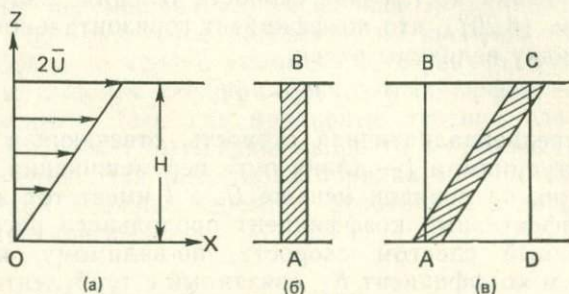


Рис. 8.11. Упрощенное представление продольного рассеяния примеси в потоке со сдвигом скорости.

по глубине скорость равна  $\bar{U}$ . Через некоторое время вертикальный столб  $AB$  вещества (рис. 8.11, б) превратится в наклонный столб  $AC$  (рис. 8.11, в). Если происходила вертикальная диффузия, вещество в столбе распространится по вертикали, и если интервал времени достаточно велик, вещество окажется распределенным по всему объему  $ABCD$ . Таким образом, вещество в вертикальном столбе  $AB$  испытывает рассеяние в направлении течения. Для достаточно большого времени можно определить эффективный коэффициент продольного рассеяния  $K_{xe}$ , который в указанном выше простом случае определяется как

$$K_{xe} = \bar{U}^2 H^2 / 30 K_z. \quad (8.48)$$

Здесь  $K_z$  — коэффициент вертикальной турбулентной диффузии, который не меняется по всей глубине [133].

В качестве численного примера соотношения (8.48) возьмем значения  $\bar{U} = 50$  см/с,  $H = 20$  м,  $K_z = 100$  см<sup>2</sup>/с. Тогда  $K_{xe} = 3,3 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/с.

Вообще говоря, градиент скорости не обязан быть линейным, как на рис. 8.11, а коэффициент вертикальной диффузии  $K_z$  может меняться с глубиной. Вывод аналогичного соотношения, примененного к различным профилям скорости, был дан в [14], где показано также, что поток переменного направления (например, приливное течение) при определенных усло-

виях может создавать эффективное продольное рассеяние. Сдвиг скорости может возникать в различных течениях: приливном, ветровом и плотностном. Приняв типичные значения соответствующих параметров, можно показать, что в хорошо перемешанном по вертикали слое воды порядок величины  $K_{xe}$  определяется соотношением

$$K_{xe} \sim \bar{U}H,$$

где  $\bar{U}$  — средняя по глубине скорость течения. Ранее было показано (см. (8.20)), что коэффициент горизонтальной диффузии  $K_x$  по порядку величины равен

$$K_x \sim u'l,$$

где  $u'$  — среднеквадратичная скорость, отвечающая турбулентным флуктуациям, а  $l$  — длина пути перемешивания. Поскольку  $u'$ , вероятно, на порядок меньше  $\bar{U}$ , а  $l$  имеет тот же порядок, что  $H$ , эффективный коэффициент продольного рассеяния  $K_{xe}$ , обусловленный сдвигом скорости, по-видимому, на порядок больше, чем коэффициент  $K_x$ , связанный с турбулентными флуктуациями скорости.

Характерным для сдвиговых эффектов является то, что, когда рассеяние ограничено в вертикальном направлении, эффективный коэффициент продольной диффузии  $K_{xe}$  обратно пропорционален коэффициенту вертикальной диффузии  $K_z$ . Таким образом, устойчивая стратификация, которая стремится уменьшить  $K_z$ , вызывает увеличение эффективного горизонтального рассеяния. Однако по мере уменьшения  $K_z$ , как следует из сказанного в разд. 8.5.4, время, необходимое для того, чтобы вещество, сбрасываемое в море на данной глубине, перемещалось по всей толще воды  $H$ , может стать весьма большим. Решение для течения со сдвигом, когда вертикальная диффузия не распространяется до поверхности воды и до дна, показывает, что в этом случае коэффициент  $K_{xe}$  прямо пропорционален  $K_z$  [133]. Другие эффекты сдвига скорости в установившихся и переменных течениях для бесконечного и ограниченного бассейнов рассмотрены в [37, 108].

В течении, направленном по прямой, независимо от того, является оно стационарным или переменным, как показывают приведенные выше соображения, коэффициент рассеяния в направлении течения увеличивается благодаря влиянию сдвига скорости от  $K_x$  до  $K_{xe}$ , в то время как коэффициент  $K_y$ , соответствующий рассеянию в поперечном направлении, остается равным коэффициенту турбулентной диффузии. Это объясняет особенность, наблюдаемую во многих экспериментах по диффузии красителя, а именно: скорость рассеяния в направлении среднего течения часто в несколько раз больше скорости рас-

сеяния поперек потока. Там, где направление течения меняется с глубиной или со временем, как в случае приливных течений, для которых годограф скорости представляет собой эллипс, коэффициент  $K_y$  в результате влияния поперечного градиента скорости течения возрастает до эффективного значения  $K_{ye}$ . Однако, скорее всего, скорость рассеяния, параллельного малой оси эллипса, окажется меньше скорости рассеяния, параллельного большой оси.

В районах, где сильны приливные течения и значительно вертикальное перемешивание, таких как южная часть Северного моря, горизонтальное рассеяние, по крайней мере вплоть до масштабов в несколько километров, вероятно, должно быть обусловлено главным образом сдвиговыми эффектами в приливных течениях. Там, где приливные течения слабы, более существенным может быть сдвиг скорости в ветровых или плотностных течениях. На масштабах порядка 10—100 км горизонтальные вихри должны, вероятно, играть более важную роль, чем эффекты сдвига.

### 8.6.2. Общий случай потока со сдвигом

Картер и Окубо [28] предложили более общую модель диффузии в течении со сдвигом, основанную на понятии спектра турбулентности, который делится на две части. Первая включает вихри, масштабы которых превышают размеры диффундирующего пятна, а вторая — вихри гораздо меньших масштабов. По отношению к пятну крупномасштабные вихри описывались как неоднородное среднее течение, а влияние мелкомасштабных вихрей учитывалось введением коэффициентов турбулентной диффузии. В простейшем случае было принято, что средний поток направлен по оси  $x$  (следовательно,  $V = W = 0$ ), но  $U$  изменяется линейно в направлениях  $y$  и  $z$ . Иначе говоря,

$$U = U_0(t) + \beta y + \gamma z,$$

где  $U_0(t)$  — функция времени, тогда как  $\beta$  и  $\gamma$  — константы. Это выражение для  $U$  подставлялось в уравнение адвекции — диффузии (8.5), в котором коэффициенты  $K_x$ ,  $K_y$  и  $K_z$  считались постоянными. Картер и Окубо получили решения для мгновенного источника и применили их для анализа некоторых из упоминавшихся выше экспериментов по выпуску красителя в районе мыса Канаверал, где имелись подходящие условия. Результаты расчетов неплохо согласовались с наблюдавшимся расплыванием пятна красителя.

Аналогичным образом рассматриваются и другие типы среднего течения, более сложные, чем течение с линейным сдвигом. Можно учесть влияние потоков с конвергенцией, дивергенцией,

растяжением, сдвигом и завихренностью, а также соответствующие диффузионные процессы. В некоторых случаях для заданных начальных и граничных условий удается получить аналитические решения распределения примеси, в других случаях удобнее рассматривать статистические моменты распределения. Иной путь состоит в том, чтобы, основываясь на лагранжевом описании, рассчитать траекторию каждой частицы из большой группы, задавая ее начальное положение. Это, в частности, полезно при рассмотрении горизонтального рассеяния плавающих частиц, вынужденных оставаться на поверхности моря. При отсутствии диффузии вычисления позволяют определить изменения размеров и формы группы частиц, обусловленные лишь неоднородностью среднего потока. Дополнительно учитывая случайные движения, можно моделировать и эффекты турбулентной диффузии.

## Взаимодействие между прибрежными и океанскими водами

### 9.1. ПРИРОДА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В предыдущих главах мы не раз ссылались на взаимодействие между процессами, происходящими в глубоком океане, с одной стороны, и в прибрежных водах — с другой. Приливы и приливные течения генерируются почти целиком в океанах и распространяются в область прибрежных вод в виде гравитационных волн. Поверхностное волнение, оказывающее воздействие на прибрежные воды, порождается в значительной степени локальными ветрами, но часто вклад в волнение у побережья вносят поверхностные волны, возникающие в океане и распространяющиеся к берегу в виде зыби. В то же время ветровые течения и связанные с ними изменения уровня в основном, вероятно, возникают непосредственно в шельфовой зоне, и зачастую среди них трудно различить какие-то компоненты, обязанные своим происхождением океану.

В данной главе мы коснемся главным образом вопросов взаимодействия основных океанских течений и циркуляции в прибрежной зоне. Во многих случаях океанские течения, по видимому, не заходят на шельф и связь между океанической и прибрежной циркуляциями в явном виде отсутствует. Примером служит флоридское течение, рассматриваемое более подробно в разд. 9.2. После Флоридского пролива оно поворачивает на север и далее следует вдоль континентального склона, вероятно слабо влияя на воду, находящуюся в узкой шельфовой зоне между ним и восточным побережьем Флориды. К северу от мыса Хаттерас, где Флоридское течение отходит от континентального склона, меняя название на Гольфстрим, длиннопериодная составляющая потока направлена на юго-запад и образует противотечение.

Возникновение прибрежного противотечения со стороны берега от океанского течения представляется обычным явлением. В некоторых случаях противотечение имеет топографическое

происхождение, например когда в углублении береговой линии образуется вихрь. В других случаях причина менее очевидна, но существует динамическая связь между противотечением и океанским течением, и часто первое появляется вместе с установлением поперечной циркуляции. В результате океанская вода попадает в шельфовую зону и тем самым способствует обмену между прибрежными и океанскими водами.

Прибрежный апвеллинг, который наблюдается в районах, находящихся под влиянием восточных пограничных течений, таких как Калифорнийское и Перуанское в Тихом океане или Канарское и Бенгельское в Атлантическом, является одним из примеров рассматриваемого взаимодействия. Непосредственной причиной подъема вод, вероятно, часто является локальный ветер, но вода, которая поднимается к поверхности с глубины, до этого была принесена из открытого моря океанскими течениями. В некоторых случаях подъем вод, по-видимому, бывает обусловлен событием, которое произошло на некотором удалении от района апвеллинга и влияние его распространилось в виде волны к данному месту на побережье.

## 9.2. ГОЛЬФСТРИМ И ШЕЛЬФ У ВОСТОЧНОГО ПОБЕРЕЖЬЯ США

В разд. 6.5.3. мы ссылались на пример проникновения меандров Гольфстрима на континентальный шельф в районе штатов Южная Каролина и Джорджия и на ту роль, которую может играть этот процесс, способствуя удалению воды низкой солености из этой области [2]. Блантон [11] приводит данные об интенсивном внедрении шельфовой воды во Флоридское течение и о вторжении вод Гольфстрима на шельф у побережья Северной Каролины напротив залива Онслоу. Разрез, выполненный 22 июля 1968 г., показал, что воды Гольфстрима целиком покрывали шельфовую зону, в то время как месяцем раньше было заметно лишь незначительное вторжение этих вод на границе шельфа. Интересно рассмотреть данные, свидетельствующие о взаимодействиях между Флоридским течением и Гольфстримом, с одной стороны, и прибрежной циркуляцией — с другой, на иных участках континентального шельфа. Карта этого региона представлена на рис. 9.1.

Течения вдоль континентального шельфа на участке от залива Мэн до южной части Флориды описал Бампус [23], использовавший данные многолетних наблюдений. Он представил карты среднемесячной составляющей потока на каждый календарный месяц. В целом можно было говорить о существовании поверхностного течения южного направления со скоростью около 5—10 см/с вдоль берега от залива Мэн через Средне-Атланти-

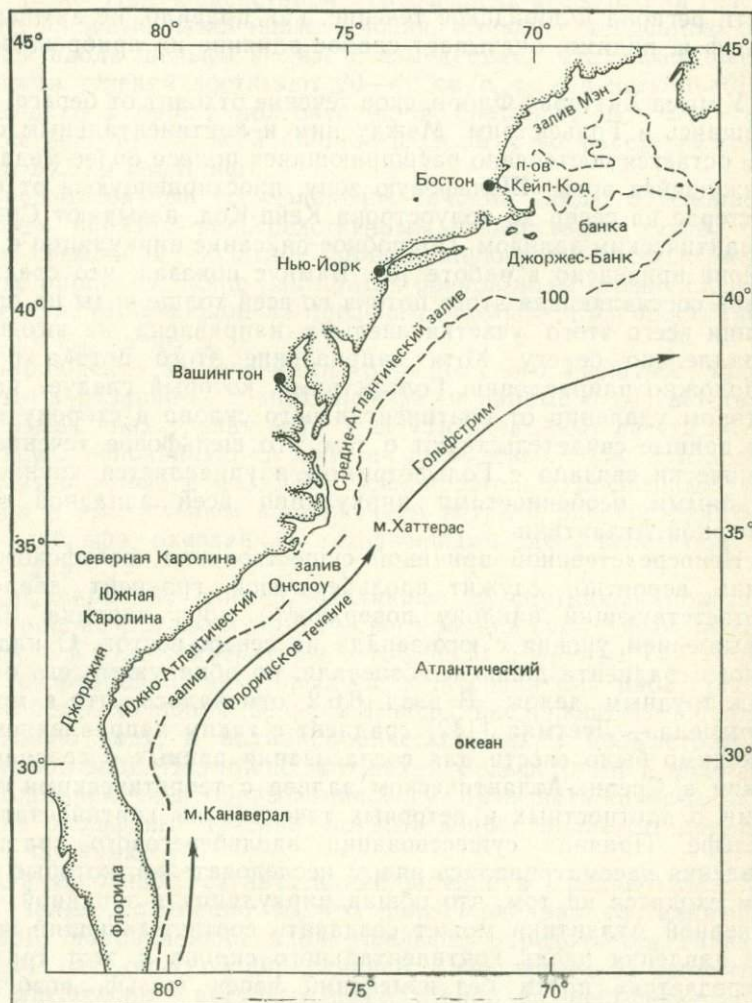


Рис. 9.1. Восточное побережье США и континентальный шельф. Граница шельфа отмечается изобатой 100 мор саженей (183 м). Стрелки указывают среднее направление Флоридского течения и Гольфстрима.

ческий залив к мысу Хаттерас. В период с мая по ноябрь это течение распространялось дальше на юг вплоть до Флориды, но в остальные месяцы течение на этом участке побережья было направлено от Флориды к мысу Хаттерас. Течение вблизи дна было направлено — на всем протяжении береговой линии и в продолжение всего года — преимущественно на юг, но обычно имело также компоненту в направлении к берегу. В южной

части региона Флоридское течение, как правило, не заходит на шельф и, видимо, оказывает слабое влияние на прибрежное течение.

У мыса Хаттерас Флоридское течение отходит от берега, превращаясь в Гольфстрим. Между ним и континентальным склоном остается постепенно расширяющаяся полоса более медленно движущейся воды. Шельфовую зону, простирающуюся от мыса Хаттерас на север до полуострова Кейп-Код, называют Средне-Атлантическим заливом. Подробное описание циркуляции в этом районе приведено в работе [8]. Бампус показал, что среднегодовая составляющая этого потока во всей толще воды на протяжении всего этого участка шельфа направлена на юго-запад параллельно берегу. Хотя направление этого потока противоположно направлению Гольфстрима, который следует на некотором удалении от континентального склона в сторону моря, все данные свидетельствуют о том, что шельфовое течение динамически связано с Гольфстримом и управляется крупномасштабными особенностями циркуляции всей западной части Северной Атлантики.

Непосредственной причиной существования шельфового течения, вероятно, служит вдольбереговой градиент давления, соответствующий наклону поверхности моря порядка  $10^{-7}$  с повышением уровня с юго-запада на северо-восток. О наличии такого градиента давно подозревали, но обнаружить его оказалось трудным делом. В разд. 6.6.2 отмечалось, что в модели Стоммела — Леетмаа [142] градиент с таким направлением необходимо было ввести для согласования данных о среднем течении в Средне-Атлантическом заливе с теоретическими выводами о плотностных и ветровых течениях на континентальном шельфе. Причина существования вдольберегового градиента давления рассматривалась рядом исследователей, которые в целом сходятся на том, что общая циркуляция в западной части Северной Атлантики может создавать соответствующий градиент давления вдоль континентального склона и этот градиент «передается» почти без изменений через шельф, возбуждая таким образом прибрежное течение.

Если перейти к нестационарным течениям (с меньшими временными масштабами, чем среднегодовая составляющая), то можно сказать, что составляющие течений с синоптическим масштабом от 2 до 10 сут тесно связаны с ветровым воздействием [8]. Прибрежная полоса от Северной Каролины до Новой Англии представляет собой область интенсивного зимнего циклогенеза, обусловленного соседством холодного континентального воздуха, располагающегося над восточной частью США, и теплого влажного воздуха, находящегося над морем. Циклоны образуются здесь и летом, но они значительно слабее и возни-

кают реже. Под воздействием атмосферных возмущений генерируются сильные изменчивые течения, имеющие тенденцию смещаться вдоль шельфа в фазе с изменениями этих возмущений. Скорости течений достигают 20—40 см/с, т. е. в несколько раз превышают скорость долгопериодной составляющей. Эти течения когерентны по всей ширине шельфа и на расстояниях порядка 200 км вдоль него.

Среднемесячные составляющие течений также обусловлены главным образом непосредственным воздействием ветра, хотя в этом временном масштабе определенную роль могут играть и другие процессы, такие как приток речной воды и вынужденные движения, возникающие за пределами шельфа и распространяющиеся в его пределы.

Наблюдения за течениями синоптического масштаба, проведенные в различных точках шельфа, и данные о соответствующих изменениях уровня моря у берега позволяют ввести интерпретацию, основанную на понятии шельфовых волн. Эти волны, рассматриваемые в разд. 9.3, генерируются атмосферным давлением и касательным напряжением ветра и распространяются вдоль шельфа, оказавшись захваченными здесь вследствие наклона дна.

Инфракрасные снимки, сделанные со спутников, показали, что в районе Средне-Атлантического залива существуют неоднородности в поле температуры, в том числе и фронты, самых разных масштабов. В некоторых случаях среди них наблюдаются языки более холодной шельфовой воды, внедряющиеся в теплую склоновую воду, и антициклонические вихри Гольфстрима в склоновой воде. Возможно, что вихри Гольфстрима и подобные им долговременные образования могут оказывать какое-то влияние на шельфовые течения, но этот вопрос подлежит дальнейшему изучению.

Два основных результата наблюдений в Средне-Атлантическом заливе, а именно то, что долгопериодная составляющая течений, направленная вдоль шельфа, определяется главным образом океанической циркуляцией, а составляющие синоптических масштабов — ветровым воздействием на шельфовые воды, вероятно, можно отнести и к некоторым другим шельфовым зонам земного шара, для которых детальные наблюдения пока отсутствуют.

## 9.3. ШЕЛЬФОВЫЕ ВОЛНЫ

### 9.3.1. Природа шельфовых волн

В гл. 2 объяснялось, как возмущение уровня, возникшее в одном месте, может распространяться в другие районы благодаря волновому движению, при котором наблюдаются взаимо-

связанные колебания уровня и скоростей течений. Приливы в прибрежной зоне создаются главным образом волновыми возмущениями, генерируемыми в глубоком океане и распространяющимися в шельфовые воды. Эти волны прежде всего являются гравитационными в том смысле, что роль восстанавливающей силы, возвращающей в равновесное положение смещенный по вертикали объем воды, играет сила тяжести. Они испытывают также влияние силы Кориолиса, возникающей вследствие вращения Земли. Особый случай представляет собой волна Кельвина, существование которой объясняется наличием боковой границы. Волна Кельвина распространяется параллельно берегу так, что в Северном полушарии берег остается справа, а в Южном — слева. Влияние силы Кориолиса объясняет в данном случае экспоненциальное убывание амплитуды волны с удалением от берега. Поперечный масштаб волны, выражаемый как расстояние, на котором амплитуда уменьшается в  $e$  раз по сравнению с ее величиной у берега, в открытом море велик, но на шельфе уменьшается примерно до 400 км. В простейшем случае берег можно представить отвесной стенкой, а дно — горизонтальной плоскостью с постоянной глубиной. Можно считать, что волна Кельвина «захватывается» прибрежной полосой, причем эффект захвата объясняется влиянием силы Кориолиса.

Захват волн в прибрежной зоне может происходить также вследствие рефракции, если скорость распространения волны возрастает с увеличением глубины в направлении от берега. Рассмотрим случай прямолинейной береговой линии, иллюстрируемый рис. 9.2. Предполагается, что берег представляет собой вертикальную стенку, от которой волны отражаются, а дно заглубляется в направлении от берега. Скорость гравитационных волн на мелководье возрастает с глубиной, так что в воде переменной глубины волны рефрагируют, как описано в разд. 3.6.2. В случае группы волн, приближающихся к берегу под косым углом, лучи преломляются так, что делаются ближе к нормали, проведенной к береговой линии. Аналогичным образом отраженные лучи преломляются, отклоняясь дальше от нормали, как показано на рис. 9.2. При определенных условиях — длине волны, наклоне дна и угле отражения — луч может пойти параллельно береговой линии, а затем повернуть к берегу, чтобы потом вновь отразиться. В таком случае происходит многократное отражение волн от берега и волновая энергия оказывается захваченной в узкой прибрежной полосе. Гравитационные волны, захваченные таким образом, называются краевыми волнами. Этот пример показывает, как может происходить захват волн, хотя сам механизм процесса захвата неодинаков для волн разных типов.

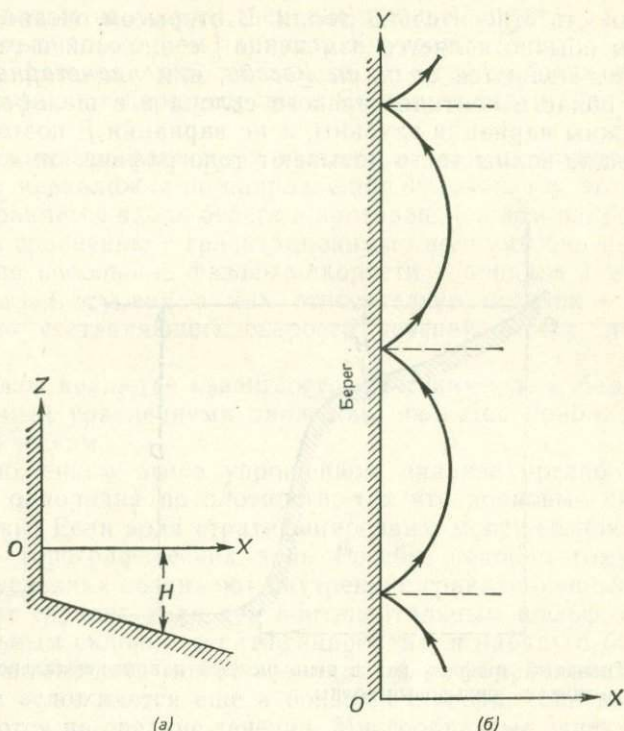


Рис. 9.2. Захват гравитационных волн на шельфе с наклонным дном: (а) профиль берегового уступа и наклонного дна; (б) вид в плане, иллюстрирующий многократное отражение от берега.

Помимо описанных выше гравитационных волн, к которым относятся также поверхностные (гл. 3) и приливные волны (гл. 2), на вращающейся Земле могут существовать и волновые движения других типов. Их динамика определяется принципом сохранения потенциального вихря. Для столба воды, простирающегося от поверхности до дна, которое лежит на глубине  $H$ , потенциальный вихрь определяется как  $(\zeta + f)/H$ , где  $\zeta$  — относительная завихренность около вертикальной оси, даваемая выражением

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y},$$

а  $f$  — параметр Кориолиса ( $f = 2\omega \sin \varphi$ , где  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли, а  $\varphi$  — широта места). Если столб воды движется так, что  $f$  или  $H$  изменяется, то из принципа сохранения потенциального вихря следует, что должна измениться  $\zeta$  —

завихренность относительно Земли. В открытом океане важным фактором обычно является изменение  $f$  с широтой и генерируемые волны являются волнами Россби, или планетарными волнами. В области континентального склона и в шельфовой зоне более важны вариации глубины, а не вариации  $f$ , поэтому соответствующие волны часто называют топографическими волнами

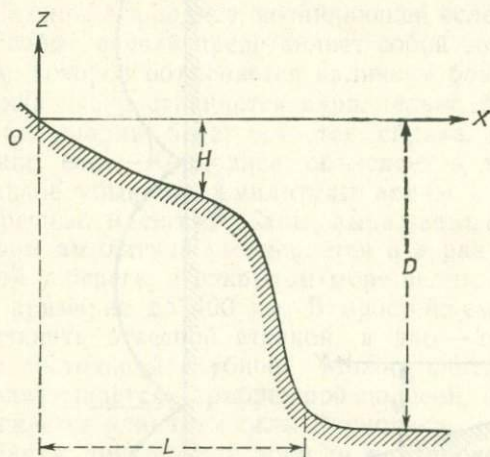


Рис. 9.3. Типичный профиль дна в зоне шельфа и континентального склона, где могут возникать шельфовые волны.

Россби. При определенных условиях эти волны, которые являются существенно вихревыми, могут захватываться на континентальном шельфе, и тогда их называют шельфовыми волнами.

Понятия относительного, планетарного, абсолютного и потенциального вихря описаны в [123], где даны также начальные сведения о волнах Россби различного вида. Более детальное описание шельфовых волн и приложения их теории можно найти в [91, 92, 104]. Здесь мы лишь перечислим основные свойства таких волн и укажем, каким образом они оказались полезными для изучения явлений в прибрежных водах и их взаимодействия с циркуляцией открытого океана.

Типичный профиль дна, над которым могут существовать захваченные шельфовые волны, показан на рис. 9.3, где ось  $X$  перпендикулярна берегу, ось  $Y$  направлена вдоль него, а ось  $Z$  — вертикально вверх. Глубину воды  $H$  можно выразить в виде функции  $H(x)$ , монотонно возрастающей с увеличением  $x$ . Ширина шельфовой зоны, включающей шельф и склон, обозначается  $L$ , а глубина океана за пределами континентального склона —  $D$ . Основные свойства шельфовых волн можно суммировать следующим образом.

1) Периоды их больше, чем инерционный период, т. е. угловые частоты меньше, чем параметр Кориолиса  $f$ .

2) Их фазовая скорость такова, что гребни волн при движении оставляют берег справа в Северном полушарии и слева в Южном.

3) Однако при некоторых обстоятельствах их групповая скорость противоположна по направлению фазовой, так что энергия распространяется вдоль берега в противоположном направлении.

4) По сравнению с гравитационными волнами они имеют относительно небольшие фазовые скорости — порядка 1 м/с.

5) Подъем уровня в них относительно невелик — порядка 10 см, но составляющие скорости течений могут достигать 20 см/с.

6) Волны являются квазигеострофическими, т. е. баланс сил, описываемый уравнениями движения, является приблизительно геострофическим.

В изложенном выше упрощенном анализе предполагалось, что вода однородна по плотности, так что волновые движения баротропны. Если вода стратифицирована, могут возникать другие типы топографических волн Россби, подобно тому как в этих же условиях возникают внутренние гравитационные волны. Во многих случаях вода над континентальным шельфом и континентальным склоном стратифицирована, и наряду с баротропными волнами здесь может возникать и ряд бароклинных волн. Ситуация осложняется еще в большей степени, если волны накладываются на средние течения. Многообразные аспекты проблемы рассматриваются в обзорной статье [104].

### 9.3.2. Применение теории шельфовых волн

Обнаружено, что основным генерирующим механизмом для шельфовых волн служит воздействие ветра. Типичные циклонические или антициклонические атмосферные возмущения с характерными распределениями ветра, имеющие временные масштабы от 2 до 10 сут и пространственный масштаб, сравнимый с шириной шельфа, могут генерировать шельфовые волны с периодами в несколько суток. Прямое воздействие вариаций атмосферного давления, вероятно, также играет некоторую роль, но основной движущей силой является, по-видимому, касательное напряжение ветра.

Существование шельфовых волн впервые было обнаружено при анализе записей колебаний уровня моря, полученных на ряде береговых станций. Вначале они были обнаружены у восточного побережья Австралии, а позднее у ее западного побережья, около западного и восточного побережий США, западного побережья Шотландии и в других районах. В последующих

работах их удалось выявить при наблюдениях за течениями. При наличии шельфовых волн наблюдения за колебаниями уровня моря у берега можно использовать для определения течений на шельфе. Если такие волны действительно генерируются воздействием ветра, то теория шельфовых волн позволяет рассчитать как изменения уровня, так и распределение нестационарных течений на шельфе по данным о поле ветра.

Вероятно, шельфовые волны и среднее течение, следующее вдоль континентального склона, могут взаимодействовать, что должно приводить к появлению неустойчивости и обмену энергией между движениями этих двух типов. Высказывалось предположение, что неустойчивые шельфовые волны вносят вклад в динамику меандров Флоридского течения и Гольфстрима. Мезомасштабные вихри, наталкиваясь при своем движении на шельф, также могут взаимодействовать с шельфовыми волнами и передавать им свою энергию. Так, у восточного побережья Японии флуктуации течения Куроисио, вызванные, вероятно, влиянием барических систем, приводят к необычайно большим возмущениям уровня моря у берега, и эти возмущения, видимо, распространяются в виде шельфовых волн.

Трехмерные модели прибрежного апвеллинга, в которых учитываются возможные изменения характеристик в параллельном берегу направлении и в плоскости, перпендикулярной ему, показывают, что шельфовые волны и внутренние волны Кельвина могут играть заметную роль в передаче возмущений вдоль шельфа. Как отмечалось в разд. 5.4.4, смещение изотерм в одном месте может быть вызвано воздействием ветра на воду в более ранние моменты времени в других районах. Если шельфовые волны действительно взаимодействуют с течениями, проходящими на большем удалении от берега, то они могут играть важную роль в установлении связи между явлениями апвеллинга и крупномасштабной океанической циркуляцией. Примером может служить явление Эль-Ниньо, которое, вероятно, связано с изменениями течений и гидрологических условий в полосе, пересекающей весь Тихий океан (разд. 5.3.4).

#### 9.4. ДРУГИЕ ПРИМЕРЫ

О влиянии вод Амазонки на соленость прибрежных вод и динамику Гвианского течения уже говорилось в разд. 6.2.2. Недавно [57] были представлены результаты наблюдений за течениями на ряде станций, расположенных на соседних участках шельфа. Речная вода, вытекающая из устья, вначале течет через шельф, а затем поворачивает на северо-запад в параллельном берегу направлении, образуя часть широкого шельфового течения, на которое оказывают воздействие преобладающие здесь юго-восточные пассаты. Над внешней частью шельфа и конти-

нентальным склоном оно сливается с имеющим то же направление Гвианским течением — ветвью Южного Пассатного течения. Шлейф речной воды, ветровое шельфовое течение и соседнее океанское течение в данном случае, по всей видимости, сливаются в единую систему, причем отсутствует какое-либо указание на существование противотечения, по крайней мере на протяжении охватываемого наблюдениями периода. Соленость вод Гвианского течения оказывается значительно пониженной в зоне от экватора до  $10^{\circ}$  с. ш.

На восточной стороне Северной Атлантики длиннопериодная составляющая циркуляции на шельфе Северо-Западной Европы определяется в основном Северо-Атлантическим течением — довольно слабым и размытым продолжением Гольфстрима, достигающим этого района. Здесь наблюдается поток северного направления, проходящий западнее Ирландии и соединяющийся с западной стороны Шотландии с той ветвью течения, которая прошла через Кельтское и Ирландское моря. Другая ветвь идет на восток через Ла-Манш в южную часть Северного моря. Однако, поскольку в этом районе преобладают юго-западные ветры, движущей силой для этих течений может в значительной мере служить остаточное поле касательного напряжения ветра. В масштабах порядка месяца и в синоптических масштабах эти потоки, скорость которых не превышает  $1-2$  см/с, становятся неразличимы на фоне мощных ветровых течений. В этом отношении условия в описываемом районе напоминают те, что существуют на восточном шельфе США.

Воду Атлантического океана несут в Северное море три потока. Кроме потока через Ла-Манш один поток огибает северную оконечность Шотландии, а другой, более ярко выраженный поток течет в направлении моря, следуя вдоль западного склона Норвежского желоба. По этой последней ветви вода в глубинных слоях поступает также через пролив Скагеррак в Балтийское море. В Норвежском прибрежном течении вода уходит из бассейна вдоль восточного склона желоба; с этим же потоком вытекают поверхностные воды Балтийского моря и прибрежные воды норвежских фьордов [101]. Обмен между потоками, направленными в море и из него, происходит, по-видимому, благодаря поперечной циркуляции и вихревым движениям. В остальной части Северного моря, которая относительно мелка, в формировании долгопериодной циркуляции, как указано в разд. 6.4.4, некоторое участие могут принимать плотностные течения. Однако на основе имеющихся в настоящее время данных не удается оценить относительную роль плотностных и ветровых течений и влияния притока воды из Атлантического океана. На более коротких временных масштабах доминирующим представляются эффекты, создаваемые ветром.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Allen J. S.* Upwelling and coastal jets in a continuously stratified ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **3**, 245—257, 1973.
2. *Atkinson L. P., Blanton J. O., Haines E. B.* Shelf flushing rates based on the distribution of salinity and fresh water in the Georgia Bight. *Estuar. Coastal Mar. Sci.*, **7**, 465—472, 1978.
3. *Backhaus J.* First results of a three-dimensional model on the dynamics in the German Bight. *In Marine forecasting*, ed. J. C. J. Nihoul, pp. 333—349. Elsevier, Amsterdam, 1979.
4. *Bang N. D.* Characteristics of an intense ocean frontal system in the upwelling regime west of Cape Town, *Tellus*, **25**, 256—265, 1973.
5. *Banks J. E.* A mathematical model of a river—shallow sea system used to investigate tide, surge and their interactions in the Thames—Southern North Sea region. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A275**, 567—609, 1974.
6. *Barber N. F., Ursell F.* The generation and propagation of ocean waves and swell. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A240**, 527—560, 1948.
7. *Barton E. D., Huyer A., Smith R. L.* Temporal variation observed in the hydrographic regime near Cabo Corveiro in the N. W. African upwelling region, February—April 1974. *Deep-Sea Res.*, **24**, 7—23, 1977.
8. *Beardsley R. C., Boicourt W. C.* On estuarine and coastal shelf circulation in the Middle Atlantic Bight. *In Evolution of physical oceanography*, ed. B. A. Warren, C. Wunsch, pp. 198—233. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1981.
9. *Beardsley R. C., Hart J.* A simple theoretical model for the flow of an estuary on to a continental shelf. *J. Geophys. Res.*, **83**, 873—883, 1978.
10. *Bendat J. S., Piersol A. G.* Random data: analysis and measurement procedures. Wiley—Interscience, New York, 1971. [Имеется перевод: Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.—М.: Мир, 1974.]
11. *Blanton J. O.* Exchange of Gulf Stream water with North Carolina shelf water in Onslow Bay during stratified conditions. *Deep-Sea Res.*, **18**, 167—178, 1971.
12. *Boje R., Tomczak M.* Upwelling ecosystems. Springer-Verlag, Berlin, 1978.
13. *Bowden K. F.* Note on wind drift in a channel in the presence of tidal currents. *Proc. R. Soc. Lond.*, **A219**, 426—446, 1953.
14. *Bowden K. F.* Horizontal mixing in the sea due to a shearing current. *J. Fluid Mech.*, **21**, 83—95, 1965.
15. *Bowden K. F., Krauel D. P., Lewis R. E.* Some features of turbulent diffusion from a continuous source at sea. *Advances in Geophysics*, **18A**, 315—329, 1974.
16. *Bowman M. J.* Spreading and mixing of the Hudson River into the New York Bight. *In Hydrodynamics of estuaries and fjords*, ed. J. C. J. Nihoul, pp. 373—384. Elsevier, Amsterdam, 1978.
17. *Bowman M. J., Iverson R. L.* Estuarine and plume fronts. *In Oceanic fronts in coastal processes*, ed. M. J. Bowman, W. E. Esaias, pp. 87—104. Springer-Verlag, Berlin, 1978.

18. Bowman M. J., Kibblewhite A. C., Ash D. E.  $M_2$  tidal effects in Greater Cook Strait, New Zealand. *J. Geophys. Res.* **85**, (C5), 2728—2742, 1980.
19. Bretschneider C. L. Forecasting relation for wave generation. *Look Lab./Hawaii*, **1**, (3), 31—34, 1970.
20. Bretschneider C. L. Prediction of waves and currents. *Look Lab./Hawaii*, **3**, (1), 1—17, 1973.
21. Brink K. H., Allen J. S., Smith R. L. A study of low-frequency fluctuations near the Peru coast. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 1025—1041, 1978.
22. Brooks N. H. Diffusion of sewage effluent in an ocean current. In *Waste disposal in the marine environment*, ed. E. A. Pearson, pp. 246—267. Pergamon Press, Oxford, 1960.
23. Bumpus D. F. A description of the circulation on the continental shelf of the east coast of the United States. *Progress in Oceanogr.*, **6**, 111—159, 1973.
24. Burling R. W. The spectrum of waves at short fetches. *Dtsch. Hydrogr. Z.*, **12**, 45—64, 96—117, 1959.
25. Butman B. Hydrography and low frequency currents associated with the spring run-off in Massachusetts Bay. *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 6<sup>e</sup> ser., **10**, 247—275, 1976.
26. Carter D. J. T. Prediction of wave height and period for a constant wind velocity using the JONSWAP results. *Ocean Engng.*, **9**, 17—33, 1982.
27. Carter D. J. T., Challenor P. G. Estimating return values for wave heights. Institute of Oceanographic Sciences, Report No. 116. N. E. R. C. (unpublished manuscript), 1981.
28. Carter H. H., Okubo A. A study of the physical processes of movement and dispersion in the Cape Kennedy area. Chesapeake Bay Institute, Johns Hopkins Univ., Report Ref. 65—2, 1965.
29. Cartwright D. E. On estimating the mean energy of sea waves from the highest waves in a record. *Proc. Roy. Soc.*, **A247**, 22—48, 1958.
30. Cartwright D. E. Waves: Analysis and Statistics. In *The Sea*, ed. M. N. Hill, vol. 1, pp. 567—589, Interscience, London, 1962.
31. Cartwright D. E. The use of directional spectra in studying the output of a wave recorder on a moving ship. In *Ocean wave spectra*, pp. 203—218. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1963.
32. Cartwright D. E., Smith N. D. Buoy techniques for obtaining directional spectra. *Trans. 1964 Buoy Technology Symposium*, pp. 112—121. Marine Technology Society, Washington, D. C., 1964.
33. Cartwright D. E., Edden Anne C., Spencer R., Vassie J. M. The tides of the northeast Atlantic Ocean. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A298**, 87—139, 1980.
34. Charnock H. Wind stress on a water surface. *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **81**, 639—640, 1955.
35. Charnock H. Air—sea interaction. In *Evolution of physical oceanography*, ed. B. A. Warren and C. Wunsch, pp. 482—503. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1981.
36. Collar R. G., Vassie J. M. Near surface current measurements from a surface-following data buoy (DB1), Part 2. *Ocean Engng.*, **5**, 291—308, 1978.
37. Csanady G. T. Turbulent diffusion in the environment, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1973.
38. Csanady G. T. Circulation in the coastal ocean. *Advances in Geophysics*, **23**, 101—183, 1981.
39. Csanady G. T. Circulation in the coastal ocean. D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1982.
40. Darbyshire J. The one-dimensional wave spectrum in the Atlantic Ocean and in coastal waters. In *Ocean wave spectra*, pp. 27—39, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1963.
41. Defant A. *Physical oceanography*, vols. I and II. Pergamon Press, Oxford, 1961.

42. *Draper L.* Wave recording instruments for civil engineering use. Proc. Conf. Wave Recording for Civil Engineers, National Institute of Oceanography, Jan. 1961, pp. 7—17, 1961.
43. *Draper L.* Derivation of a 'design wave' from instrumental records of sea waves. Proc. Instn. Civ. Engrs., 26, 291—304, 1963.
44. *Draper L.* Instruments for measurement of wave height and direction in and around harbours. Proc. Instn. Civ. Engrs., 37, 213—219, 1967.
45. *Dronkers J. J.* Tidal computations in rivers and coastal waves, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1964.
46. *Duxbury A. C.* The union of the Columbia River and the Pacific Ocean — general features. In Ocean science and ocean engineering, pp. 914—922, Marine Technology Society, Washington, D. C., 1965.
47. *Dyer K. R.* Estuaries: a physical introduction. John Wiley, London, 1973.
48. *Fearnhead R. G.* On the formation of fronts by tidal mixing around the British Isles. Deep-Sea Res., 22, 311—321, 1975.
49. *Flather R. A.* Recent results from a storm surge prediction scheme for the North Sea. In Marine forecasting, ed. J. C. J. Nihoul, pp. 385—409, Elsevier, Amsterdam, 1979.
50. *Franco A. S.* Tides: fundamentals, analysis and prediction. Instituto de Pesquisas Tecnológicas. Sao Paulo, Brazil, 1981.
51. *Garratt J. R.* Review of drag coefficients over oceans and continents. Monthly Weather Review, 105, 915—929, 1977.
52. *Garrett C. J. R.* Tidal Resonance in the Bay of Fundy and Gulf of Maine. Nature, 238, 441—443, 1972.
53. *Garrett J. C. R.* Tides in gulfs. Deep-Sea Res., 22, 23—35, 1974.
54. *Garrett C. J. R., Keeley J. R., Greenberg D. A.* Tidal mixing versus thermal stratification in the Bay of Fundy and Gulf of Maine. Atmosphere-Ocean, 16, 403—423, 1978.
55. *Garvine R. W.* A simple model of coastal upwelling dynamics. J. Phys. Oceanogr., 1, 169—179, 1971.
56. *Gibbs R. J.* Circulation in the Amazon River Estuary and adjacent Atlantic Ocean. J. Mar. Res., 28, 113—123, 1970.
57. *Gibbs R. J.* Currents on the shelf of north-eastern South America. Estuar. Coastal Shelf Sci., 14, 282—299, 1982.
58. *Glen N. C.* Tidal measurement. In Estuarine hydrography and sedimentation, ed. K. R. Dyer, pp. 19—40. Cambridge University Press, Cambridge, 1979.
59. *Godin G.* The Analysis of tides, Liverpool University Press, Liverpool, 1972.
60. *Gower J. F. R.* (ed.) Oceanography from space. Plenum Press, New York, 1981.
61. *Halpern D.* Structure of an upwelling event observed off Oregon during July 1973. Deep-Sea Res., 23, 495—508, 1976.
62. *Hamilton P., Rattray M.* A numerical model of the depth dependent wind-driven upwelling circulation on a continental shelf. J. Phys. Oceanogr., 8, 437—457, 1978.
63. *Hart T. J., Currie R. I.* The Benguela Current. Discovery Reports, 31, 123—298, 1960.
64. *Hasselmann K.* et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Ergänzungsheft zur Dt. Hydrogr. Z., Reihe A, Nr. 12, 1973.
65. *Heaps N. S.* Storm surges on a continental shelf. Phil. Trans. R. Soc. Lond., A257, 351—383, 1965.
66. *Heaps N. S.* Storm Surges. Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev., 5, 11—47, 1967.
67. *Heaps N. S.* A two-dimensional numerical sea model. Phil. Trans. R. Soc. Lond., A265, 93—137, 1969.

68. *Heaps N. S.* Estimation of density currents in the Liverpool Bay area of the Irish Sea. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **30**, 415—432, 1972.
69. *Heaps N. S.* Development of a three-dimensional numerical model of the Irish Sea. *Rapp. Proc. Verb. Cons. Int. Explor. Mer.*, **167**, 147—162, 1974.
70. *Heaps N. S.* Linearized vertically-integrated equations for residual circulation in coastal seas. *Dt. Hydrogr. Z.*, **31**, 147—169, 1978.
71. *Heaps N. S., Jones J. E.* Recent storm surges in the Irish Sea. In *Marine forecasting*, ed. J. C. J. Nihoul, pp 285—319. Elsevier, Amsterdam, 1979.
72. *Hendershott M. C.* Numerical models of ocean tides. In *The sea*, vol. 6: Marine modelling, ed. E. D. Goldberg, et al., pp. 47—95. Wiley—Interscience, New York, 1977.
73. *Hendershott M. C., Speranza A.* Co-oscillating tides in long, narrow bays: the Taylor problem revisited. *Deep-Sea Res.*, **18**, 959—980, 1971.
74. *Hidaka K.* A contribution to the theory of upwelling and coastal currents. *Trans. Amer. Geophys. Un.*, **35**, 431—444, 1954.
75. *Holligan P. M.* Biological implications of fronts on the northwest European continental shelf. In *Circulation and fronts in continental shelf seas*, pp. 35—50. The Royal Society, London, 1981.
76. *Houghton R. W., Mensah M. A.* Physical aspects and biological consequences of Ghanaian coastal upwelling. In *Upwelling ecosystems*, ed. R. Boje, M. Tomczak, pp. 167—180. Springer-Verlag, Berlin, 1978.
77. *Hughes P., Barton E. D.* Stratification and water mass structure in the upwelling area off northwest Africa in April/May 1969. *Deep-Sea Res.*, **21**, 611—628, 1974.
78. *Huntley D. A.* Tides on the north-west European Continental Shelf. In *The North-west European Shelf seas: the sea bed and sea in motion, II Physical and chemical oceanography and physical resources*, ed. F. T. Banner, M. B. Collins, K. S. Massie. Elsevier, Amsterdam, 1980.
79. *Huyer Adriana.* A comparison of upwelling events in two locations: Oregon and Northwest Africa. *J. Mar. Res.*, **34**, 531—546, 1976.
80. *Ishiguro S.* Electronic analogues in oceanography. *Oceanog. Mar. Biol. Ann. Rev.*, **10**, 27—96, 1972.
81. *James I. D.* A model of the annual cycle of temperature in a frontal region of the Celtic Sea. *Estuar. Coastal Mar. Sci.*, **5**, 339—353, 1977.
82. *James I. D.* A note on the circulation induced by a shallow-sea front. *Estuar. Coastal Mar. Sci.*, **7**, 197—202, 1978.
83. *James I. D.* Fronts and shelf-circulation models. In *Circulation and fronts in continental shelf seas*, pp. 85—92. The Royal Society, London, 1981.
84. *Jelesnianski C. P.* A numerical calculation of storm tides induced by a tropical storm impinging on a continental shelf. *Monthly Weather Review*, **93**, 343—358, 1965.
85. *Joseph J., Sendner H.* Über die horizontale Diffusion im Meere. *Dt. Hydrogr. Z.*, **11**, 49—77, 1958.
86. *Kenyon K. E.* Stokes drift for random surface waves. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6991—6994, 1969.
87. *Ketchum B. H., Keen D. J.* The accumulation of river water over the continental shelf between Cape Cod and Chesapeake Bay. *Deep-Sea Res.*, **3**, (Suppl.) 346—357, 1955.
88. *Kinsman B.* Wind waves: their generation and propagation on the ocean surface. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1965.
89. *Kraus E. B.* Atmosphere—ocean interaction. Oxford University Press, London, 1972 [Имеется перевод: Краус Е. Взаимодействие атмосферы и океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1976.]
90. *Lamb H.* Hydrodynamics, 6th ed. Dover Publications, New York, 1945. [Имеется перевод: Ламб Г. Гидродинамика. — М. — Л.: Гостехиздат, 1947.]
91. *LeBlond P. H., Mysack L. A.* Trapped coastal waves and their role in shelf dynamics. In *The Sea*, vol. 6, ed. E. D. Goldberg, I. N. McCave,

- J. J. O'Brien, J. H. Steele, pp. 459—495. Wiley Interscience, New York, 1977.
92. *LeBlond P. H., Mysack L. A.* Waves in the ocean. Elsevier, New York, 1978.
93. *Longuet-Higgins M. S.* On the statistical distribution of the heights of sea waves. *J. Mar. Res.*, 11, 245—266, 1952.
94. *McDowell D. M.* Hydraulic behaviour of estuaries, Macmillan, London, 1977.
95. *McLellan H. J.* Elements of physical oceanography, Pergamon Press, Oxford, 1965.
96. *Madsen O. S.* A realistic model of the wind-induced Ekman boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 248—255, 1977.
97. *Mirmer H. A.* Tidal datum planes. US Coast and Geodetic Survey. Special Publication No. 135, 1951.
98. *Miles J. W.* On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, 3, 185—204, 1957.
99. *Miles J. W.* On the generation of surface waves by turbulent shear flows. *J. Fluid Mech.*, 7, 469—478, 1960.
100. *Miller G. R.* The flux of tidal energy out of the deep ocean. *J. Geophys. Res.*, 71, 2485—2489, 1966.
101. *Mork M.* Circulation phenomena and frontal dynamics of the Norwegian coastal current. In *Circulation and fronts in continental shelf seas*, pp. 123—135. The Royal Society, London, 1981.
102. *Munk W. H., Anderson E. R.* Note on the theory of the thermocline. *J. Mar. Res.*, 7, 276—295, 1948.
103. *Munk W. H., Miller G. R., Snodgrass F. E., Barber N. F.* Directional recording of swell from distant storms. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A255, 505—584, 1963.
104. *Mysack L. A.* Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. Geophysics and Space Physics*, 18, 211—241, 1980.
105. *Neumann G.* Ocean currents, Elsevier, Amsterdam, 1968. [Имеется перевод: *Нейман Г.* Океанские течения. — Л.: Гидрометеоздат, 1973.]
106. *Neumann G., Pierson W. J.* Principles of physical oceanography. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1966.
107. *Officer C. B.* Physical oceanography of estuaries (and associated coastal waters). John Wiley, New York, 1976.
108. *Okubo A.* The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source. *Int. J. Oceanol. Limnol.*, 1, 194—205, 1967.
109. *Okudo A.* Oceanic diffusion diagrams. *Deep-Sea Res.*, 18, 789—802, 1971.
110. *Okubo A.* Some speculations on oceanic diffusion diagrams. *Rapp. Proc. Verb., Cons. Int. Explor. Mer.*, 167, 77—85, 1974.
111. *Peffley M. B., O'Brien J. J.* A three-dimensional simulation of coastal upwelling off Oregon. *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 164—180, 1976.
112. *Phillips O. M.* On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.*, 2, 417—445, 1957.
113. *Phillips O. M.* The dynamics of the upper ocean, 2nd ed. Cambridge University Press, Cambridge, 1977. [Имеется перевод: *Филлипс О. М.* Динамика верхнего слоя океана. — М.: Гидрометеоздат, 1980.]
114. *Pickard G. L.* Descriptive physical oceanography, 3rd ed. Pergamon Press, Oxford, 1979.
115. *Pickard G. L., Emery W. J.* Descriptive physical oceanography: an introduction, 4th (enlarged) ed. Pergamon Press, Oxford, 1982.
116. *Pierson W. J., Moskowitz L.* A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.*, 69, 5181—5190, 1964.

117. Pierson W. J., Neumann G., James R. W. Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics. H. O. Publ. 603. US Navy Hydrographic Office, Washington, D. C., 1955.
118. Pingree R. D. The advance and retreat of the thermocline on the continental shelf. *J. Mar. Biol. Assoc. U. K.*, 55, 965—974, 1975.
119. Pingree R. D. Cyclonic eddies and cross-frontal mixing. *J. Mar. Biol. Assoc. U. K.*, 58, 955—963, 1978.
120. Pingree R. D., Griffiths D. K. Tidal fronts on the shelf seas around the British Isles. *J. Geophys. Res.*, 83, (C9), 46—15—4622, 1978.
121. Pingree R. D., Pennycook. Transfer of heat, fresh water and nutrients through the seasonal thermocline. *J. Mar. Biol. Assoc. U. K.*, 55, 261—274, 1975.
122. Pingree R. D., Pugh P. R., Holligan P. M., Forster G. R. Summer phytoplankton blooms and red tides along tidal fronts in the approaches to the English Channel. *Nature*, London, 258, 672—677, 1975.
123. Pond S., Pickard G. L. Introductory dynamic oceanography. Pergamon Press, Oxford, 1978.
124. Prandle D. Storm surges in the southern North Sea and River Thames. *Proc. R. Soc. Lond.*, A344, 509—539, 1975.
125. Prandle D., Wolf J. Surge-tide interaction in the Southern North Sea. *In* Hydrodynamics of estuaries and fjords, ed. J. C. J. Nihoul, pp. 161—185. Elsevier, Amsterdam, 1978.
126. Proudman J. Dynamical oceanography. Methuen, London, 1953. [Имеется перевод: Праудмэн Дж. Динамическая океанография. — М.: ИЛ, 1957.]
127. Ramming H.-G., Kowalik Z. Numerical modelling of marine hydrodynamics, Elsevier, Amsterdam, 1980.
128. Redfield A. C. The analysis of tidal phenomena in narrow embayments. *Papers in Phys. Oceanogr. Meteorol.*, 11, (4), 1—36, 1950.
129. Redfield A. C. Influence of the continental shelf on tides of the Atlantic coast of the United States. *J. Mar. Res.*, 17, 432—448, 1958.
130. Redfield A. C., Miller A. R. Water levels accompanying Atlantic coast hurricanes. *Meteorological Monographs*, 2, No. 10, 1—23, 1957.
131. Reid R. O., Vastano A. C., Whitaker R. E., Wanstrath J. J. Experiments in storm surge simulation. *In* The sea, vol. 6, ed. E. D. Goldberg et al., pp. 145—168. John Wiley, New York, 1977.
132. Riley G. A. Oceanography of Long Island Sound, 1952—1954, *Bull. Bingham Oceanogr. Coll.*, 15, 15—46, 1956.
133. Saffman P. G. The effect of wind shear on horizontal spread from an instantaneous ground source. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 88, 382—393, 1962.
134. Schumacher J. D., Kinder T. H., Pashinski D. J., Charnell R. L. A structural front over the continental shelf of the Eastern Bering Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 79—87, 1979.
135. Simpson J. H. The shelf-sea fronts: implications of their existence and behaviour. *In* Circulation and fronts in continental shelf seas, pp. 19—31. The Royal Society, London, 1981.
136. Simpson J. H., Hunter J. R. Fronts in the Irish Sea. *Nature*, London, 250, 404—406, 1974.
137. Simpson J. H., Allen C. M., Morris N. C. G. Fronts on the continental shelf. *J. Geophys. Res.*, 83, (C9), 4607—4614, 1978.
138. Simpson J. H., Edelsten D. J., Edwards A., Morris N. C. G., Tett P. B. The Islay front: physical structure and phytoplankton distribution. *Estuar. Coastal Mar. Sci.*, 9, 713—726, 1979.
139. Simpson J. H., Hughes D. G., Morris N. C. G. The relation of seasonal stratification to tidal mixing on the continental shelf. *In* A voyage of Discovery, ed. M. Angel, pp. 327—340. Pergamon Press, Oxford, 1977.
140. Smith R. L. Upwelling. *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, 6, 11—46, 1968.

141. *Stommel H.* Horizontal diffusion due to oceanic turbulence. *J. Mar. Res.*, 8, 199—225, 1949.
  142. *Stommel H., Leetmaa A.* The circulation on the continental shelf. *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S.*, 69, 3380—3384, 1972.
  143. *Suginohara N.* Upwelling front and two-cell circulation. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 33, 115—130, 1977.
  144. *Takano K.* On the salinity and the velocity distributions off the mouth of a river. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 10, 93—98, 1954.
  145. *Takano K.* A complementary note on the diffusion of the seaward river flow off the mouth. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 11, 1—3, 1955.
  146. *Talbot J. W., Talbot G. A.* Diffusion in shallow seas and in English coastal and estuarine waters *Rapp. Proc. Verb., Cons. Int. Explor. Mer.*, 167, 93—110, 1974.
  147. *Tann H. M.* The estimation of wave properties for the design of offshore structures. Institute of Oceanographic Sciences Report No. 23, N. E. R. C. (unpublished manuscript), 1976.
  148. *Taylor G. I.* Tidal oscillations in gulfs and rectangular basins. *Proc. London Math. Soc.*, 20 (2), 144—181, 1920.
  149. *Thacker W. C.* Irregular grid finite difference techniques for storm surge calculations for curving coastlines. In *Marine forecasting*, ed. J. C. J. Nichoul, pp. 261—283. Elsevier, Amsterdam, 1979.
  150. *Tucker M. J.* A shipborne wave recorder. *Trans. Roy. Nav. Arch.*, 98, 236—250, 1956.
  151. *Ursell F.* Wave generation by wind. In *Surveys in mechanics*, ed. G. K. Batchelor, R. M. Davies. Cambridge University Press, London, 1956.
  152. *Welander P.* Numerical prediction of storm surges. *Advances in Geophysics*, 8, 316—379, 1961.
  153. *Wiegel R. L.* Oceanographical engineering. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1964.
  154. *Wood A. M., Muir, Flemming C. A.* Coastal hydraulics. Macmillan, London, 1981.
  155. *Wooster W. S., Reid J. L.* Eastern boundary currents. In *The sea*, vol. 1, ed. M. N. Hill, Chap. 11, pp. 253—280. Interscience, London, 1962.
  156. *Wooster W. S., Bakun A., McLain D. R.* The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 34, 131—141, 1976.
  157. *Wright L. D., Coleman J. M.* Effluent expansion and interfacial mixing in the presence of a salt wedge, Mississippi River delta. *J. Geophys. Res.*, 76, 8649—8661, 1971.
  158. *Yoshida K.* Circulation in the eastern tropical oceans with special reference of upwelling and undercurrents. *Jap. J. Geophys.*, 4, 1—75, 1967.
  159. *Zuta S., Rivera T., Bustamente A.* Hydrologic aspects of the main upwelling areas off Peru. In *Upwelling ecosystems*, ed. R. Boje and M. Tomczak, pp. 235—257. Springer-Verlag, Berlin, 1978.
- \* Береговая зона моря. — М.: Наука, 1981.
  - \* Взаимодействие атмосферы, гидросферы и литосферы в прибрежной зоне моря. Результаты международного эксперимента «Камчия-79». — София: Изд-во Болгарской Академии наук, 1983.
  - \* Численное моделирование динамики океана и внутренних водоемов. — Новосибирск: АН СССР, Сиб. отд., ВЦ, 1984.
  - \* Исследования течений океана. — Москва: Наука, 1985.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Австралии побережье 62, 63, 309  
 Адвекции — диффузии уравнение 272—274, 289  
 Адвекция 222, 223, 234, 245, 268, 270, 279  
 Амазонка (река) 203, 310  
 Амфидромическая система 49, 53, 62, 167  
 — точка 26, 48, 53  
 — — вырожденная 53, 65  
 Аномалия потенциальной энергии 250, 251, 256—258  
 Апвеллинг 11, 12, 172—196, 302, 310  
   биологические эффекты 172, 186, 187  
   математические модели 187—196  
   основные районы 176, 183, 185—187  
   пространственно-временные вариации 179—185  
   сезонные вариации 176  
   скорость 179—181  
 Атлантический океан  
   апвеллинг 176, 187  
   волновой спектр 100, 116  
   приливы 15, 25, 39—43, 61  
   циркуляция 303—305  
   штормовые нагоны 151  
 Африка, северо-западный шельф 178, 185, 186  
  
 Балтийское море 17, 151, 219, 311  
 Бенгельское течение, апвеллинг 178, 183  
 Берингово море 75, 76, 254, 255, 266  
 Биологическая продуктивность 12, 172, 186, 266  
 Бор (приливный) 64  
 Бристольский залив Берингова моря 254, 255  
 — — у юго-западного побережья Великобритании 59, 265  
 Британские острова 43, 53, 169, 249—253, 263, 288  
  
 Ветровой коэффициент 133  
 Ветровые течения 11, 131—147  
 Вихри 198, 265, 267, 270, 278, 299  
 Вихрь потенциальный 307, 308  
 Вовлечение турбулентное 204, 269  
 Вовлечения скорость 206  
 Волновой нагон 129  
 Волны определения 101, 102, 114  
 Волны  
   бегущие 36  
   безвихревые 90  
   гравитационные 301, 306, 307  
   длинные *см.* Длинные волны  
   захваченные 45, 306, 307  
   краевые 306  
   планетарные *см.* Россби волны  
   поверхностные *см.* Поверхностные волны  
   приливные 35, 37, 43, 86  
   прогрессивные 32—35, 64, 83  
   стоячие 45, 50  
 Время перемешивания 220—222, 226—228  
 Высота волны 78, 101—105, 118, 122  
 Вязкость  
   молекулярная 95  
   турбулентная *см.* Турбулентная вязкость  
*Вяйсяля — Брента* частота 193  
 Гвианское течение 203, 310, 311  
 Геострофическое течение 140, 173, 188—189  
 — — ускорение 27, 77  
*Герстнера* волны 90  
 Гидростатики уравнение 29, 209  
 Гольфстрим 228, 301—305, 311  
 Градиентные течения 131, 140, 141, 214  
 Гребни волн 78, 101, 127  
*Джеффриса* теория генерации волн 105  
 Диссипация энергии  
   поверхностных волн 95, 126  
   приливов 74—76

- Диффузии уравнение 259, 274  
 Диффузия  
   молекулярная 272, 276  
   турбулентная 222, 227, 229, 270—275, 279. *См. также* Турбулентная диффузия  
   эффективная продольная 297  
 Длинные волны 32, 86  
 влияние трения 35, 69, 80  
 затухание 36, 40  
 перенос энергии 38, 74  
 Европейские окраинные моря  
   приливы 57—60, 63  
   циркуляция 311  
 Завихренность потока 192, 307, 308  
 Затухания коэффициент 36, 40, 85  
 Зыбь 80, 115—117  
 Индийский океан  
   апвеллинг 176  
   приливы 62  
   штормовые нагоны 151  
 Интервал полной воды 39  
 Ирландское море  
   плотностные течения 217  
   приливы 44, 53, 59  
   температура 240, 244, 260  
   течения 217, 311  
   фронты 251—253  
   штормовые нагоны 170  
   эксперименты по диффузии 291  
*Кармана* постоянная 70, 135  
 Карты равных величин прилива 56—58  
*Кельвина* волна 33—35, 37, 43—45, 151, 196  
   в прямоугольном заливе 50, 53  
   на шельфе 39, 306  
 Кельтское море 44, 59, 253, 265, 311  
*Кориолиса* силы влияние  
   в эстуариях 198  
   на ветровые течения 131, 138  
   на плотностные течения 198  
   на приливы 48—53, 59  
   на шельфовые волны 306, 307  
   на шлейф 204, 205  
 Котидальные линии, карты 25, 39, 49—51, 53, 56—58  
 Лагранжев перенос 90, 133, 270  
 Ла-Манш (пролив)  
   приливы 44, 53, 59, 65, 72  
   температура 242, 243, 246  
   фронты 251—253, 265  
   циркуляция 311  
*Лапласа* принцип 24, 60  
   — уравнения 32  
 Ложбины волн 78, 101  
 Лонг-Айленд (пролив) 43, 154, 224  
 Лунный промежуток 40  
*Мадсена* анализ ветрового течения 143—146  
*Майлза* механизм генерации волн 107, 109  
 Маятниковые сутки 140, 141  
 Меандры 265, 310  
 Мексиканский залив  
   приливы 16, 61  
   шлейф воды пониженной солености 200, 206  
   штормовые нагоны 151, 154, 170  
 Моделирование  
   апвеллинга 187—196  
   приливов 71  
   трехмерное 73  
   численное 72  
   штормовых нагонов 72, 158—171  
 Мэн (залив) 39, 55, 254, 302  
 Наклон дна 44  
 Напряжение  
   ветра касательное 77, 110, 134—138, 231, 309  
   сдвиговое 28, 69, 134, 138  
   трения 29, 69  
   — на дне 28—31, 146, 149, 160, 214  
   — на поверхности 28, 29, 134—137  
 Неразрывности уравнение 27, 29, 81  
   в заливе 45  
   для двух слоев 210  
 Неустойчивость 265  
 Нью-Йоркская бухта 202, 203, 224, 284, 285  
 Обменные процессы 268  
 «Обратного барометра» эффект 149  
 Перемешивания критерий 248, 249  
   — процессы 220—228, 239, 245, 248, 256—260, 267, 268, 270, 294—296. *См. также* Диффузия, Рассеяние  
 Перуанское течение, апвеллинг 177, 179, 183, 185, 186  
 Плотности распределение, связь с течениями 198, 228—233  
 Плотностные течения 197, 212—220  
   динамика 212—219  
   районы распространения 219—220

- Поверхностные волны 11, 77—130  
 бесконечно малой амплитуды 83—87  
 в форме трохиды 90  
 генерация 105—115  
 значительные 96, 103, 104, 112  
 капиллярные 93—95  
 кноидальные 127  
 конечной амплитуды 88—89  
 на течениях 123  
 прогноз 112—115  
 статистические характеристики 100
- Полностью развитое волнение 112—113
- Прибойная зона 128
- Прибойные бичения 129
- Прибрежная зона 10
- Приливное перемешивание 255
- Приливные волны *см.* Длинные волны  
 — колебания уровня 10, 16  
 — течения 10, 16, 56, 65—71, 197, 248
- Приливный (приливообразующий) потенциал 20, 23, 24, 28
- Приливообразующие силы 18—23, 28
- Приливы 12, 15—76  
 в заливе 48—55  
 в частично закрытых морях 56  
 внутренние (бароклинные) 69, 76  
 гармонические составляющие 23, 24, 60  
 динамические уравнения 26—37  
 индуцированные 45—52  
 на шельфе 37  
 предвычисление 56, 61, 65  
 статические 20—23, 28  
 типы 15, 22, 61—63  
 учет сил трения 27—31  
 энергия 74—76
- Программа экспериментов JONSWAP 110—115
- Пуанкаре* волна 35
- Разгон безразмерный 113
- Разрушение волн 108, 126—128
- Разрывные течения 129
- Рассеяние (примеси) 269—287  
 вертикальное 293  
 в течении со сдвигом 297—300  
 горизонтальное 278—293, 298  
 от непрерывного источника 289—293  
 радиальное 279
- Редфилда* модель прилива 40, 48, 52
- Рефракция волн 80, 119—122, 124, 306  
*Ричардсона* число 195, 256, 259, 294—296
- Россби* волны 308, 309  
 — радиус деформации 192, 193
- Северное море  
 приливы 44, 51, 53, 59  
 циркуляция 219, 311  
 штормовые нагоны 151, 155—157, 164—167  
 эксперименты по диффузии 284, 285, 299
- Сибирский шельф 35, 44
- Скорость ветра 80  
 — групповая 91—94, 115, 118  
 — переноса массы 89, 222  
 — течения 37, 69  
 — трения 70, 142  
 — — ветра 110, 135—137, 142  
 — фазовая 78, 86, 89, 94, 118
- Случайные блуждания 271, 276
- Соленость  
 распределение 197, 244, 268  
 связь с плотностью 228  
 — с течениями 198
- Спектр волновой 96—100, 117  
 полностью развитого волнения 113  
 развитие 107—109  
 угловой 98—100  
 энергетический 97—98
- Спутниковые наблюдения  
 волнения 80, 121, 122  
 фронтов 250, 253, 265, 305
- Стоксовский перенос *см.* Лагранжев перенос
- Стоммела* — *Леетмаа* модель шельфа 228—233
- Стратификация 135, 141, 244, 250  
 моделирование 256  
 формирование 255—260
- Суточное неравенство 15, 22
- США, восточное побережье  
 приливы 39—43, 61  
 циркуляция 220—233, 302  
 штормовые нагоны 151, 152, 164  
 эксперименты по диффузии 283
- США, западное побережье  
 апвеллинг 179—181  
 приливы 61, 62  
 солености распределение 200
- Температурные изменения 237—244
- Тепловой баланс 234—240
- Термического ветра уравнение 215
- Термоклин 238—239, 245—246, 266

- Термоклина формирование 242, 243, 246, 260
- Тихий океан  
апвеллинг 176, 310  
приливы 62  
шлейф воды пониженной солености 200
- Трение 28  
— придонное 28—31, 63, 69, 74, 126, 247
- Трения коэффициент 30, 36, 106, 135—137, 147  
влияние на приливы 51—53, 63
- Турбулентная вязкость  
вертикальная 70—71, 138, 142, 187, 213, 229—231, 295  
горизонтальная 187, 204, 273
- Турбулентная диффузия  
вертикальная 194, 246  
горизонтальная 194, 222, 240
- Турбулентной вязкости коэффициент 70
- Турбулентной диффузии коэффициент 275—277, 281, 283—291
- Турбулентности спектр 299
- Турбулентность 28, 245, 256, 270—272, 278, 294
- Уравнение движения 27, 81  
для прилива в заливе 45  
стационарные 209, 212  
с учетом силы Кориолиса 49
- Уровня отклонение 33, 37, 58, 60  
в канале 50  
при штормовых нагонах 149
- Фанди (залив) 43, 48, 55, 224, 254
- Филлипа механизм генерации волн 107—109
- Флоридское течение 301—304
- Фронты 198, 207, 248  
на границе шлейфа 198—200, 207—212
- температурные 250—255, 261  
термохалинные 250, 261—267
- Фруда* число 71, 206
- Хипса* модель штормового нагона 162
- Шельфа граница 10
- Шельфовые волны 185, 196, 305—310
- Шероховатости параметр 70, 135, 137, 143—171
- Шлейф  
воды пониженной солености 198—207  
от непрерывного источника 289—293
- Штормовые нагоны 137, 147—171  
влияние атмосферного давления 149  
динамические уравнения 147—150, 159—161, 166  
под действием урагана 152—154  
прогноз 157—171  
районы распространения 151—157
- Эйлеров перенос 133, 271, 272
- Эккарта* теория генерации волн 106
- Экмана* глубина 139, 144  
— спираль 138—145, 214  
— теория ветровых течений 132, 138—142  
— число 193, 230, 231
- Экмана — Свердруп* модель апвеллинга 174—177
- Экмановский перенос 138, 140, 172, 173, 189, 191, 194, 231  
— слой 141, 143, 146, 173, 175, 188, 194, 232
- Эллипсы приливных течений 65—68
- Эль-Ниньо 186, 310
- Энергия  
волн 90—93, 110  
приливов 74—76
- Эстуарии 11, 64, 197—200, 203, 207
- Японии побережье 151, 171

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода . . . . .	5
Предисловие автора . . . . .	8
<b>1. Введение . . . . .</b>	<b>9</b>
1.1. Отличительные особенности прибрежных вод . . . . .	9
1.2. Физические процессы и их следствия . . . . .	10
1.3. Практическое использование прибрежных вод . . . . .	11
<b>2. Приливы и приливные течения . . . . .</b>	<b>15</b>
2.1. Введение . . . . .	15
2.2. Океанские приливы . . . . .	18
2.3. Динамические уравнения . . . . .	26
2.4. Приливы на континентальном шельфе . . . . .	37
2.5. Индуцированный прилив в заливе . . . . .	45
2.6. Приливы в частично закрытых морях . . . . .	56
2.7. Суперпозиция приливных составляющих . . . . .	60
2.8. Приливные течения . . . . .	65
2.9. Моделирование приливов . . . . .	71
2.10. Энергия приливов и ее диссипация . . . . .	74
<b>3. Поверхностные волны . . . . .</b>	<b>77</b>
3.1. Введение . . . . .	77
3.2. Динамика поверхностных волн . . . . .	80
3.3. Статистические методы описания волнения . . . . .	95
3.4. Генерация волн . . . . .	105
3.5. Распространение волн: зыбь . . . . .	115
3.6. Волны, входящие на мелководье . . . . .	118
3.7. Разрушение волн . . . . .	127
3.8. Волновой нагон и его эффекты . . . . .	129
<b>4. Ветровые течения и штормовые нагоны . . . . .</b>	<b>131</b>
4.1. Введение . . . . .	131
4.2. Поверхностные течения, генерируемые ветром . . . . .	132
4.3. Воздействие касательного напряжения ветра на морскую поверхность . . . . .	137
4.4. Динамика ветровых течений . . . . .	138
4.5. Штормовые нагоны . . . . .	147
4.6. Методы прогноза штормовых нагонов . . . . .	157

5. Прибрежный апвеллинг . . . . .	172
5.1. Введение: характерные особенности апвеллинга . . . . .	172
5.2. Модель апвеллинга Экмана — Свердрупa . . . . .	174
5.3. Наблюдения апвеллинга . . . . .	177
5.4. Математические модели апвеллинга . . . . .	187
6. Плотностные течения и распределение солёности . . . . .	197
6.1. Введение . . . . .	197
6.2. Шлейфы воды пониженной солёности . . . . .	199
6.3. Фронты . . . . .	207
6.4. Динамика плотностных течений . . . . .	212
6.5. Перемешивание вод на континентальном шельфе . . . . .	220
6.6. Взаимосвязь между распределением плотности и течениями . . . . .	228
7. Распределение температуры и сезонный термоклин . . . . .	234
7.1. Тепловой баланс океанских и прибрежных вод . . . . .	234
7.2. Температурные изменения, вызываемые вариациями теплового баланса . . . . .	237
7.3. Формирование сезонного термоклина . . . . .	242
7.4. Формирование стратификации . . . . .	255
7.5. Некоторые свойства термохалинных фронтов . . . . .	261
8. Процессы обмена и перемешивание . . . . .	268
8.1. Природа обменных процессов . . . . .	268
8.2. Анализ турбулентной диффузии . . . . .	270
8.3. Уравнения адвекции — диффузии . . . . .	272
8.4. Одномерная диффузия . . . . .	274
8.5. Частные случаи рассеяния . . . . .	279
8.6. Рассеяние примеси в течении со сдвигом . . . . .	297
9. Взаимодействие между прибрежными и океанскими водами . . . . .	301
9.1. Природа взаимодействия . . . . .	301
9.2. Гольфстрим и шельф у восточного побережья США . . . . .	302
9.3. Шельфовые волны . . . . .	305
9.4. Другие примеры . . . . .	310
Литература . . . . .	312
Предметный указатель . . . . .	319

## УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и др. просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, 1-й Рижский пер., д. 2, издательство «Мир».

МОНОГРАФИЯ

К. Ф. Боуден

ФИЗИЧЕСКАЯ ОКЕАНОГРАФИЯ ПРИБРЕЖНЫХ ВОД

Заведующий редакцией В. В. Герасимовский  
Ст. научный редактор В. А. Пантаева  
Младший редактор Т. А. Доронина  
Художник В. Е. Карпов  
Художественный редактор А. Я. Мусин  
Технический редактор Н. И. Манохина  
Корректор Н. Н. Яковлева

ИБ № 5965

Сдано в набор 26.03.87. Подписано к печати 6.01.88. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага кн.-журн. сыкт. Печать высокая. Гарнитура литературная. Объем 10,25 бум., л. Усл. печ. л. 20,50. Усл. кр.-от. 20,50. Уч.-изд. л. 18,99. Изд. № 5/4709. Тираж 1400 экз. Зак. 9 Цена 3. р. 90 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР» 129820, ГСП, Москва, И-110,  
1-й Рижский пер., 2

Набрано в Ленинградской типографии № 2 головном предприятии ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052, г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29.

Отпечатано со стереотипов в Ленинградской типографии № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6.

Издательство «Мир»  
готовит к выпуску  
в 1989 г.

Обстановки осадконакопления и фации: В 2-х томах: Пер. с англ./Под ред. Х. Рединга. — 76 л., ил. — (В пер.): 14 р. 30 к. за комплект.

В книге приводятся результаты фундаментальных исследований и обширный новейший материал по главным типам глобальных осадочных обстановок верхней оболочки Земли. В 1-м томе освещены осадочные обстановки, свойственные им фации и процессы аллювиальных отложений, дельт, озер, пустынь, прибрежных мелководных морских образований. Во 2-м томе освещены осадочные обстановки и свойственные им фации морских мелководных карбонатных образований, глубоководных пелагических и кластогенных отложений, а также обстановки современного и древнего ледового литогенеза.

Для литологов и геологов, занимающихся изучением осадочных пород, а также для студентов геологических специальностей.

Издательство «Мир»

готовит к выпуску

в 1989 г.

Шарма П. Геофизические методы в региональной геологии: Пер. с англ.— 33 л., ил. — (В пер.): 5 р. 80 к.

В книге известного датского геофизика рассматриваются вопросы применения современных геофизических методов на этапе регионального и глубинного изучения земной коры. Описываются сейсмические методы (методы отраженных и преломленных волн), основы сейсмологии и сейсмотектоники; изложены методы гравиметрии, магнитометрии, палеомагнитных исследований, а также электрические и электромагнитные методы. Значительное внимание уделяется радиометрическим и геотермическим исследованиям.

Для геофизиков и геологов различных специальностей, работающих в области поисков и разведки полезных ископаемых, а также для студентов геологических специальностей.

*6 р 90 к*

3 р 90 к.

5090