Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Ю.П. Доронин

ОКЕАНОГРАФИЯ ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЫ

Рекомендовано Учебно-методическим объединением по образованию в области гидрометеорологии в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности «Океанология»

РГГМУ
Санкт-Петербург
2007

УДК 551.46

Доронин Ю.П. Океанография шельфовой зоны. Учебное пособие. – СПб., изд. РГГМУ, 2007. – 128 с.

ISBN 978-5-86813-195-0

Рецензент: Л.Н. Карлин, д-р физ.-мат. наук, проф.

Изложены основные факторы, обусловившие специфику гидрологических процессов в шельфовой зоне морей. Рассмотрено влияние уклона дна моря на трансформацию волн и течений, особенно на вертикальную скорость течений. Показан характер затока морской воды в речной эстуарий и растекание речной воды в море. Изложены особенности формирования полей температуры воды и солености в шельфовой зоне, а также некоторые специфические черты ледяного покрова арктического шельфа.

Обращено внимание на влияние гидрологических процессов на трансформацию дна и берега.

Книга может быть использована в качестве учебного пособия при обучении студентов и магистров океанологического профиля.

Doronin, Yu. P. Oceanography of the shelf zone. A manual. St. Petersburg, RSHU Publishers, 2007. – 128 pp.

The main factors causing specific features of hydrological processes in the sea shelf zone are given. The influence of bottom slope on transformation of waves and currents, especially on vertical velocity of currents, is considered. The key characteristics of seawater intrusion in river estuaries are described. Features of formation of temperature and salinity fields in the shelf zone, as well as certain specific properties of ice cover in the Arctic shelf zone are discussed.

Due attention is paid to the influence of hydrological processes on transformation of the seabed and coast.

The manual is intended for undergraduate and Master's students specializing in oceanology.

ISBN 978-5-86813-195-0

ВВЕДЕНИЕ

Шельфовой зоной океана называют его часть, прилегающую к материкам и ограниченную изобатой 200 м. Такое выделение океанического региона сделано в большей степени на юридических основаниях, чем на географических. С географических позиций целесообразно выделять часть океана в пределах *материковой отмели*. Это специфический участок дна океана, уклон которого от материка составляет в среднем $1{,}8 \cdot 10^{-3}$, т.е. примерно $16'$. За ним начинается *материковый склон*, выделяющийся хорошо заметным уклоном, составляющем в среднем $7 \cdot 10^{-2}$, т.е. 4°. Отмель и склон относятся к материковому типу земной коры и частью океана считаются лишь потому, что покрыты водой.

В среднем граница материковой отмели – *бровка* – располагается на глубине 140 м, хотя в некоторых районах она может быть глубже. Например, у Атлантического побережья Канады отмель простирается до глубины 500 м, а в Охотском море – еще глубже.

Условная граница шельфа – изобата 200 м – в большинстве случаев не совпадает с географической границей материковой отмели. Поэтому отождествлять эти понятия не следует, так как шельф в среднем захватывает часть материкового склона. В этих пределах ширина шельфа меняется от долей километра до полутора тысяч километров, составляя в среднем 78 км. Он занимает 7,5% общей площади Мирового океана. Наиболее обширен шельф в Северном Ледовитом океане у берегов Азии и в Канадском архипелаге, в Атлантическом океане у берегов Европы и в Тихом океане в районе Индонезийских о-вов. Здесь он простирается более чем на тысячу километров [8].

Человечество приступило к использованию океана и его ресурсов в первую очередь в шельфовой зоне. Здесь зародилось мореплавание и началось рыболовство. Из-за специфических гидрологических условий в пределах шельфа наиболее высока концентрация биологических ресурсов. В этом регионе развивается марикультура, требующая соответствующих гидрологических условий.

Все это заставляет не только изучать гидрологический режим, но и прогнозировать его изменения при тех или иных естественных или искусственных воздействиях на шельфовую зону.

В пределах шельфовой зоны как окраины материка сосредоточены большие запасы минеральных и органических ресурсов. Из них наиболее интенсивно разрабатываются нефтегазовые месторождения. В первую очередь здесь стоит отметить Персидский и Мексиканский заливы.

Ведется добыча нефтепродуктов в Северном море и на Тихоокеанском шельфе Северной Америки, в Каспийском море и на Дальневосточном шельфе, открыты богатые месторождения этих ресурсов в пределах Арктического шельфа и т.д. Поскольку при эксплуатации таких месторождений возможны утечки нефтепродуктов, то надо знать характер циркуляции воды, чтобы предвидеть направление распространения такого рода загрязнений и предпринимать меры по их локализации для дальнейшей борьбы с ними. В арктических морях серьезную опасность для буровых платформ и трубопроводов представляют льды и айсберги. Поэтому надо знать характер их движения и уметь прогнозировать их траектории.

В пределах шельфа, особенно в устьях рек, сконцентрировано судоходство. Для его безопасного осуществления необходимо знание многих сторон гидрологического режима, переносов грунта и образования мелей. При этом в ряде случаев проводятся антропогенные воздействия на рельеф дна чаще всего в виде создания судоходных каналов и их периодической очистки от заносов.

В береговой зоне шельфа сооружаются порты, молы и другие гидротехнические сооружения. Естественно, что перед их проектированием изучается гидрологический режим. С учетом их особенностей в проекте учитывается, чтобы в порту не возникали длинноволновые колебания типа тягуна, чтобы не было заносимости входа в порт. Необходимо предусмотреть условия подмыва береговых сооружений, которое может привести к их опрокидыванию.

Очень важно учитывать влияние различных антропогенных мероприятий на гидрологический режим береговой зоны. Например, строительство защитных сооружений в вершине Финского залива привело к образованию у его северного и южного берегов слабовентилируемых зон. Они стали сильно загрязняться. Это негативно повлияло на их курортное использование.

Классическими примерами недостаточной изученности гидрологического режима или вообще его пренебрежением при антропогенном воздействии на море являются сооружение плотины и отделение залива Кара-Богас-Гол от Каспийского моря, а затем из-за негативных последствий вновь объединение этого залива с морем. Следует упомянуть о такой катастрофе, как существенное осушение Аральского моря в результате уменьшения притока речной воды. Только с начала 90-х гг. сток начал восстанавливаться.

Нет сомнений в том, что в дальнейшем хозяйственное значение шельфа будет возрастать и на него увеличится антропогенная нагрузка. Чтобы не было при этом негативных последствий, необходимо знать его гидрологический режим и уметь прогнозировать возможные последствия при тех или иных мероприятиях. В некоторых случаях возникает необходимость проведения антропогенных мероприятий для изменения каких-то сторон режима в требуемую сторону.

Чаще всего это связано с уменьшением волнения в пределах какой-то небольшой акватории. Поэтому в понятие «мониторинг» следует включать не только сбор сведений о состоянии шельфовой зоны, но и направленный характер изменений требуемых составляющих гидрологического режима. Например, часто сооружение мола представляет собой управленческую часть мониторинга, направленную на уменьшение волнения на огражденной акватории. Сооружение защитных сооружений в Финском заливе также можно рассматривать как мониторинг гидрологического режима в этой части Балтийского моря, так как посредством них предусматривается создание преграды опасному подъему уровня воды.

Итак, можно считать, что мониторинг гидрологии шельфовой зоны состоит из двух разделов. В первом содержится методика сбора информации, анализ последней и представление обобщенной картины о состоянии объекта изучения, в данном случае – гидрологического режима. Это отвечает смысловому значению термина «мониторинг». Во второй раздел следует включить способы и результаты воздействия на какие-то составляющие гидрологического режима, чтобы произошли его изменения в требуемом направлении. Этот раздел тесно связан с первым, так как без знания режима нельзя грамотно определить возможность воздействия на него и его изменения.

В силу определения мониторинга решение стоящих перед ним задач должно базироваться на анализе данных натурных наблюдений. Трудность заключается в том, что эту информацию надо иметь за большой период времени, чтобы выявить влияние различных метеоусловий или других характеристик на гидрологический режим шельфовой зоны. Например, перед проектированием защитных сооружений в Финском заливе изучается система течений, температуры, солености при разных метеоусловиях и стоке Невы.

В ряде случаев при определении направленности и величины изменений гидрологических характеристик в зависимости от действия других факторов используются результаты гидравлического и математического моделирования. Первый из них применяется относительно редко, так как обычно возникают трудности с соблюдением критериев подобия. Хотя визуализация моделируемого процесса может помочь в выявлении характера его протекания, что представляется важным для дальнейшего его изучения. В частности, в институте гидротехники им. Веденеева была сконструирована модель устьевой части Невы и прилегающей части Финского залива. Она позволила составить картину течений в моделируемой акватории и получить представление о влиянии на нее защитных сооружений. Такая гидравлическая модель дала лишнюю возможность проверить поле течений, полученное по данным наблюдений, хотя критерии подобия при моделировании течений не могли быть соблюдены.

Большие возможности у математической модели хотя бы из-за отсутствия многих проблем с соблюдением критериев подобия. Поэтому такого рода имитационные модели все шире используются при изучении гидрологических процессов, особенно при коротких рядах наблюдений. Они незаменимы в случае оценки возможных последствий при антропогенных воздействиях на гидрологический процесс. По-видимому, заключительный, «управленческий» раздел мониторинга должен в себя включать тестированную модель, с помощью которой оцениваются результаты различных воздействий на ее внешние параметры, чтобы выбрать наиболее приемлемый подход.

Как уже отмечалось, шельфовой зоной океана называется его прибрежная часть, ограниченная изобатой 200 м. Поскольку бровка материковой отмели в среднем располагается на глубине 140 м, то в большинстве случаев шельф включает в себя верхнюю часть материкового склона. Поскольку тип земной коры шельфа – материковый, то его геологическое строение такое же, как и материка. Выделяются шельфы, сложенные осадочными, континентальными и магматическими породами. В зависимости от процессов, которым подвергался шельф, сформировался его рельеф, влияющий на многие черты гидрологического режима региона. Наиболее обширны и очень ровные шельфы из осадочных пород в Атлантическом океане у восточных берегов Южной Америки, в Индийском океане, у азиатского берега Тихого океана, в Северном Ледовитом океане у берегов Сибири и Аляски.

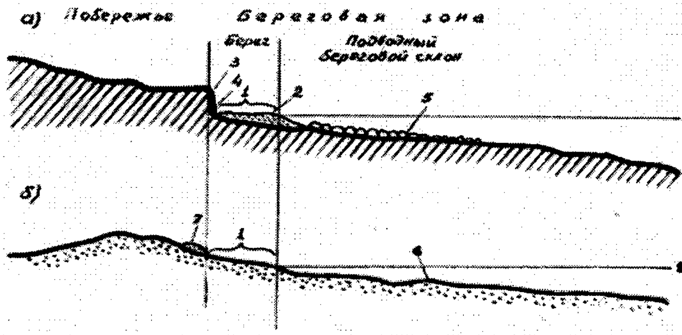
В районе Канадского Арктического архипелага и у северных берегов Европы шельф в периоды оледенений подвергал воздействию ледников, которые оставили глубоководные впадины и морены. Поэтому рельеф этих шельфов оледенений пересеченный.

На строение шельфа у западного побережья Америки оказали влияние подвижки земной коры. Такой шельф обычно узкий. На его мористом крае могут быть сбросы и оползни. Если он ограничен тектоническим поднятием в виде банок, то они задерживают осадки и коренные породы могут с водой не соприкасаться.

В тропических морях встречаются шельфы с многочисленными коралловыми рифами, также задерживающими осадки. К такому типу относится шельф в районе барьерного рифа Австралии.

Со стороны суши в пределах шельфа выделяется *береговая зона* (см. рисунок).

В ней рельеф дна в значительной степени обусловлен действием волн, которые разрушают грунт берега и дна, перемещают наносы и откладывают их, создавая донные отложения.



Элементы рельефа береговой зоны [17].
а – абразивный берег; *б* – аккумулятивный берег;
1 – пляж, *2* – береговой вал, *3* – клиф, *4* – волноприбойная ниша, *5* – глыбовый бенч, *6*– подводный песчаный вал, *7* – эоловый бугор, *8* – уровень моря.

Эта зона подразделяется на берег и подводный береговой склон [25]. *Берег* – это полоса суши, на которой имеются формы рельефа, созданные морем. Он может быть *абразивным* (размывающимся) и *аккумулятивным* (намывным).

Под абразией понимается процесс механического разрушения морем коренных пород берега, в результате которого могут образовываться береговые обрывы – *клифы*. Снизу часто создается волноприбойная ниша, которая, разрастаясь, может вызывать обрушение клифа. Продукты разрушения клифа, а также приносимые морем наносы в пределах берега создают их скопление, называемое *пляжем*.

Дальняя от моря граница берега проходит по верхнему краю клифа либо по внешнему краю пляжа, если берег аккумулятивный.

Берег и подводный береговой склон разграничиваются *береговой линией*. Она определяется по пересечению водной поверхности при среднем уровне моря или при уровне среднего сизигийного прилива с сушей. Нижняя граница подводного берегового склона не определена. Коренное дно подводного берегового склона носит название *бенч*. Он бывает покрытым слоем наносов, которые вследствие их переносов могут формировать *береговые валы*.

В том случае, когда вал выступает из воды, то его называют береговой бар.

Подводный береговой склон считается отмелым, если его уклон меньше 0,01. В этом случае наносы чаще всего откладываются на мелководье, образуя полосу берегового бара. При этом абразия происходит в нижней части склона. Если уклон склона больше 0,03, то он называется приглубым. В этом случае масса наносов оттягивается к основанию склона, образуя донные отложения. На мелководье волны действуют на коренные породы, вызывая их абразию.

Кроме перечисленных основных форм рельефа, иногда выделяются другие, например, зона осушки в приливных морях, ложбина между подводными грядами и т.д. В данном случае отметим лишь те формы, которые наиболее часто используются при рассмотрении гидрологического режима шельфа.

1. ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

При рассмотрении факторов, обусловливающих специфику гидрологического режима региона, в учебнике [7] в качестве одного из основных отмечена роль рельефа дна и очертания берегов. Наиболее заметно их влияние на характер ветрового волнения. Здесь достаточно упомянуть о различии волн при ветре со стороны берега и моря, о трансформации волн при их выходе на мелководье и т.д. Столь же сильно проявляется влияние шельфа на трансформацию приливных волн, практически не замечаемых в открытом океане.

Препятствие движению воды в виде берега и уменьшение глубины изменяет направление и скорость течений. При этом усиливаются вертикальные упорядоченные переносы воды, от которых сильно зависит распределение температуры и солености воды.

Велика специфика ледяного покрова в шельфовой зоне. Здесь он часто становится неподвижным в виде припая. В этой зоне формируются ледяные массивы и области разреженного льда, образуются такие скопления льда, как стамухи.

Воздействие волн, течений, льда на берег и подводный береговой склон приводит к их абразии или аккумуляции наносов. Все это необходимо учитывать при составлении картины гидрологического режима шельфовой зоны.

1.1. Трансформация волн на мелководье

В учебнике [7] показано, что волны, заходящие в прибрежную зону, претерпевают существенные изменения. У них меняется длина, высота, круговая и фазовая скорость, направление движения и т.д. Наиболее наглядно это следует из описания гравитационной волны в линейном приближении. Известно, что фазовая скорость волны характеризуется формулой

$$C = \sqrt{\frac{g}{k} thkH} = \frac{\sigma}{k}, \tag{1.1}$$

где H – глубина, k – волновое число, σ – частота волнения.

Море считается глубоким, если $kH > \pi$. При этом $thkH \approx 1$ и

$$C = \sqrt{g/k}\,. \tag{1.2}$$

Если $kH < 0{,}1\,\pi$, то море считается мелким. В этом случае $thkH \approx \kappa H$ и

$$C = \sqrt{gH}. \tag{1.3}$$

Из двух последних формул видно, что скорость движения волны до глубины $H = \dfrac{\lambda}{2}$ практически от нее не зависит, а при дальнейшем уменьшении глубины начинает уменьшаться. Меняется при этом и длина волны:

$$\lambda = C\tau = \tau\sqrt{gH}, \tag{1.4}$$

где τ – период волны, λ – длина волны.

Представление об изменении высоты волны при ее выходе на мелководье получается из закона сохранения энергии волны без учета ее расхода на трение и описывается формулой

$$h = h_0 \left(\frac{C_{гр0}}{C_{гр}}\right)^{1/2} \left(\frac{\ell_0}{\ell}\right)^{1/2}, \tag{1.5}$$

где $C_{гр} = \dfrac{1}{2} C\left(1 + \dfrac{2kH}{Sh2kH}\right)$ – групповая скорость волн, ℓ – расстояние между двумя рефрагирующими лучами.

На глубокой воде $C_{гр} = C/2$, а на мелкой $C_{гр} \to C$. Поэтому изменение h от его значения на глубокой воде (h_0) сначала уменьшается, а затем растет (рис. 1.1). Если учитывать изменение h только на мелкой воде, когда можно принять $Sh2kH \sim 2kH$, то формула (1.5) переходит в формулу Грина:

$$\frac{h_i}{h_{i+1}} = \left(\frac{H_{i+1}}{H_i}\right)^{1/4} \left(\frac{\ell_{i+1}}{\ell_i}\right)^{1/2}. \tag{1.6}$$

Важно знать горизонтальную составляющую скорости в волне u, так как она влияет на отрыв части грунта от дна, часть ее представляет волновое течение, определяющее, в частности, перенос оторванного от дна части грунта. В учебнике [7] показано, что при представлении движения воды в волне в виде замкнутых орбит, т.е. при линейной теории волн, волновое течение не учитывается. Чтобы оно входило в выражение для горизонтальной составляющей скорости, нужно учитывать нелинейные слагаемые в уравнении Бернулли. В этом случае, учитывая только вторые степени амплитуд, получается:

$$u = Cak\frac{chk(H-z)}{ShkH}\cos(\sigma t - kx) -$$

$$-\frac{3}{2}Ca^2k^2\frac{ch^2k(H-z)}{Sh^4kH}\cos^2(\sigma t - kx) + \frac{3}{4}Ca^2k^2, \qquad (1.7)$$

где $a = h/2$..

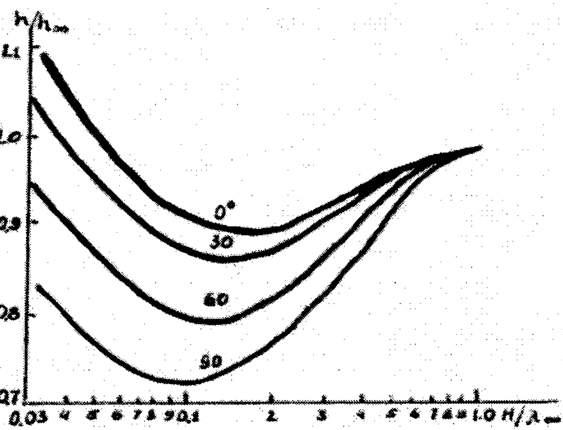


Рис. 1.1. Трансформация высоты волн, подходящих к берегу под разными углами [7].

В этом выражении первое слагаемое характеризует периодическое изменение скорости. Второе слагаемое хотя и зависит от частоты σ, но знак его не меняется, поэтому можно считать, что этот член характеризует волновое течение. Третье слагаемое вообще не зависит от частоты и характеризует скорость течения. Но в сумме два последних слагаемых могут быть как положительной, так и отрицательной величиной. При малых значениях kH второе слагаемое может превышать третье, характеризуя волновое течение, направленное от берега.

По мере продвижения волны к берегу из-за уменьшения глубины скорость течения растет. Оно накладывается на часто существующее стоковое течение, и в их сумме даже у дна течение от берега оказывается существенным и может заметно влиять на перенос взвешенных и влекомых наносов в сторону моря.

Характерной особенностью волн на мелководье является их обрушение. Оно обусловлено тем, что гребень волны движется быстрее ложбины. Через некоторое время он догоняет ложбину, нависает над ней и обрушивается. В учебнике [7] показано, что скорость движения гребня C_1 и ложбины C_2 соответственно равны

$$C^2{}_1=\frac{g}{к}th\alpha_1,\ C^2{}_2=\frac{g}{к}th\alpha_2,$$

где $\alpha_1=k(H+\frac{h}{2})$, $\alpha_2=k(H-\frac{h}{2})$.

Разность квадратов скоростей

$$C_1^2-C_2^2=(C_1+C_2)(C_1-C_2)=\frac{g}{k}\frac{Sh(\alpha_1-\alpha_2)}{ch\alpha_1ch\alpha_2}\approx\frac{g}{к}\frac{(\alpha_1-\alpha_2)}{ch\alpha_1ch\alpha_2}. \quad (1.8)$$

Поскольку $C_1\approx C_2$, то $C_1+C_2\approx 2\tilde{C}$ и $ch\alpha_1ch\alpha_2\approx ch^2\tilde{\alpha}$.

Следовательно,

$$(C_1-C_2)=\frac{g}{k}\frac{kh}{ch^2\tilde{\alpha}\,2\tilde{C}}=\frac{gh\tilde{C}}{2ch^2\tilde{\alpha}\tilde{C}^2}=\frac{gh\tilde{C}k}{2ch^2\tilde{\alpha}gth\,\alpha}=\frac{\sigma h}{Sh2\tilde{\alpha}}$$

или

$$(C_1-C_2)\tau=\frac{\sigma h\tau}{Sh2kH}=2\xi. \quad (1.9)$$

В данном случае 2ξ – расстояние, на которое смещается вершина по отношению к ложбине за период волны τ. Если это расстояние составит $\lambda/2$, то произойдет обрушение волны. Естественно, что время t при этом может составлять несколько периодов, т.е.

$$\frac{\sigma h t}{Sh\,2kH} = \frac{\lambda}{2}. \qquad (1.10)$$

Отсюда находится время t или расстояние x, через которое первоначально ненарушенная волна обрушивается:

$$t = \frac{\lambda}{2}\frac{Sh2kH}{\sigma h}, \qquad (1.11)$$

$$x = \frac{C\lambda}{2}\frac{Sh2kH}{\sigma h} = \frac{\lambda^2}{4\pi h}Sh2kH. \qquad (1.12)$$

Из этих формул видно, что время и расстояние, проходимые волной до обрушения, зависят не только от глубины, но и от характеристик волны. Если мелководье длинное, то после первого обрушения волна снова может расти и произойдет новое обрушение. По данным наблюдений и лабораторных экспериментов разрушение волн происходит на глубине $H_{кр} = 1{,}3h$ [26]. На практике $H_{кр}$ определяют как глубину первого обрушения волн 1%-ной обеспеченности [24].

По характеру трансформации волн выделяются четыре зоны: а) глубоководная при $H > 0{,}65\lambda$; б) зона трансформации $H_{кр} < H \le 0{,}65\lambda$; в) зона прибоя $H_0 < H \le H_{кр}$; г) зона наката, в котором существует возвратно-поступательное движение воды $H \le H_0$. Под H_0 понимается глубина последнего обрушения волн 1%-ной обеспеченности.

Важной особенностью трансформации волны на мелководье является ее рефракция, если она движется под углом к берегу. При этом разные участки фронта волны располагаются над различными глубинами и поэтому, движутся с различной скоростью. В результате первоначально прямой фронт искривляется. Теория процесса рефракции подробно изложена в учебнике [7]. Суть ее базируется на лучевой картине преломления волн между изобатами H_i и H_{i+1}, характеризуемой законом Снеллиуса:

$$\frac{C_{i+1}}{C_i} = \frac{\sin\varphi_i}{\sin\varphi_{i+1}}, \qquad (1.13)$$

где φ – угол падения, между лучом волны и границей раздела скоростей (изобатой в данном случае).

Если период волны τ не меняется, то можно записать

$$\frac{\sin\varphi_i}{\sin\varphi_{i+1}} = \frac{C_{i+1}\tau}{C_i} = \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} = \sqrt{\frac{k_i thk_{i+1}H_{i+1}}{k_{i+1}thk_i H_i}} = \sqrt{\frac{\lambda_{i+1}thk_{i+1}H_{i+1}}{\lambda_i thk_i H_i}} \qquad (1.14)$$

или

$$\frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} = \frac{thk_i H_{i+1}}{thk_i H_i}. \qquad (1.15)$$

Схема рефракции показана на рис. 1.2.

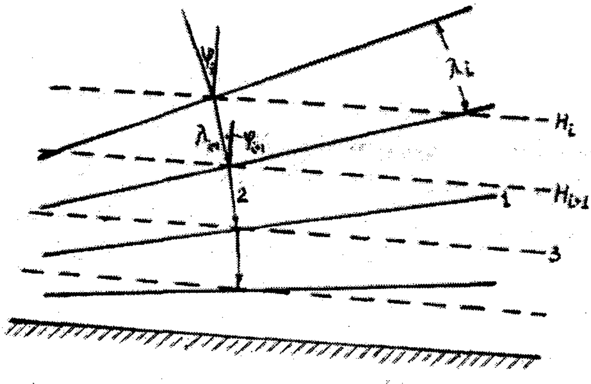


Рис. 1.2. Схема рефракции волны из-за изменения глубины [7].
1 – фронт волны, 2 – луч волны, 3 – изобата.

Приближенное решение уравнения (1.14) приведено в [7]:

$$\sin\varphi_{i+1} = \frac{1 + m\dfrac{\tau^2}{H_i}}{1 + m\dfrac{\tau^2}{H_{i+1}}}\sin\varphi_i, \qquad (1.16)$$

где $m \sim 0{,}05$ м/с^2.

В пределах мелководья при перепаде глубин в большей или меньшей степени происходит отражение волны, определяемое *коэффициентом отражения:*

$$r = \frac{h_{i+1}}{h_i} = \frac{\sqrt{H_i} - \sqrt{H_{i+1}}}{\sqrt{H_i} + \sqrt{H_{i+1}}}, \qquad (1.17)$$

где h_i и h_{i+1} – амплитуды прямой и отраженной волн соответственно.

Если берег отвесный, то $H_{i+1} = 0$ и $r = 1$, т.е. происходит полное отражение. При этом амплитуда волны не меняется, а фаза изменяется на π. В результате отраженная волна отличается от поступающей только по фазе и их сложение, т.е. интерференция приводит к классическому выражению стоячей волны:

$$\zeta = \frac{h}{2}\sin(\sigma t - kx) + \frac{h}{2}\sin(\sigma t + kx) = h\cos kx \sin \sigma t. \qquad (1.18)$$

$$u = -\frac{g}{\sigma}\frac{chk\,(H - z)}{chkH}\sin kx \cos \sigma t. \qquad (1.19)$$

В любой момент времени при $kx = \pi\left(\frac{2n+1}{2}\right)$, где $n = 0, 1, 2, \ldots$, изменение уровня моря $\zeta = 0$, а при $kx = n\pi$ высота волны достигает максимальной величины $2h$. Такое усиление волнения в результате интерференции может иметь место перед молами и другими вертикальными ограждениями входа в порт. Оно может мешать движению малых судов и поэтому с интерференцией волн следует бороться, уменьшая отражательную способность мола.

В стоячих волнах увеличивается не только амплитуда волнового повышения, но и амплитуда колебаний горизонтальной скорости течения. Это усиливает возможность размыва грунта в районах узлов, его переноса и отложения в районах пучностей волн ($\kappa x = n\pi$), где горизонтальная скорость в идеале отсутствует.

Конечно, в природных условиях описанные идеальные стоячие волны не существуют вследствие трансформации волн при меняющейся глубине, из-за их частичного отражения наклонным дном, берегом и диссипации энергии волны. Тем не менее, отраженная волна обычно существует и интерференция имеет место.

Помимо отражения у препятствий в виде молов и мысов берега распространение волн может происходить с учетом *дифракции,* в результате которой волны заходят за эти препятствия. Это явление может играть существенную роль при выборе места стоянки малых судов, например, спортивных, проектировании портов, в котором дифракция волн может возбуждать колебания типа «тягуна», проектировании различных гидротехнических сооружений, выборе мест прибрежных здравниц и т.д. Поэтому вопросам дифракции волн уделяется большое внимание. Существует несколько подходов теоретического обоснования этого явления. Наиболее просто теория дифракция волн у молов изложена Путнемом и Артуром еще в середине XX в. [6]. Как в классической теории дифракции, они приняли, что каждый элемент фронта исходной волны у препятствия рассматривается как излучатель новых волн, описываемых уравнением Гельмгольца в цилиндрических координатах r, θ которые чаще всего используются при описании дифракции, для функции $F(r,\theta)$.

Если функция $F(r,\theta)$ известна, то колебания уровня моря ς около мола описываются выражением

$$\zeta = \left(\frac{ia\,\omega}{g}\right)\exp(i\omega t)ch\,(kH)F\,, \qquad (1.20)$$

где a, ω – амплитуда и частота колебаний уровня моря соответственно.

Отношение высоты образовавшейся волны к высоте исходной волны называется *коэффициентом дифракции К*:

$$K = \frac{(2a\omega / g)\,ch(kH)|F|}{(2a\omega / g)\,ch(kH)}\,, \qquad (1.21)$$

т.е. K характеризуется модулем функции F.

На рис. 1.3 приведена картина распределения коэффициентов дифракции для одного из конкретных случаев возникновения этого явления за молом в море постоянной глубины. Видно, что в зоне тени колебания уровня довольно быстро затухают по мере удаления от зоны света.

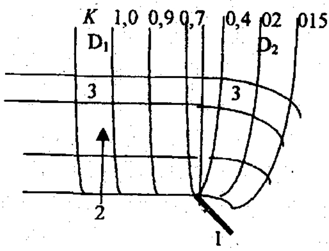


Рис. 1.3. Схема положения мола и волн [6].
D_1 – зона «света», D_2 – зона «тени»;
1 – мол; 2 – луч поступающей волны; 3 – фронт волны.

На явления дифракции могут накладываться колебания уровня за счет рефракции и отражения волн. В результате картина колебаний уровня за молом может существенно меняться.

1.2. Приливные и непериодические волны на шельфе

Волны приливов и сгонно-нагонных явлений на шельфе относятся к категории длинных волн. Для них справедливо соотношение $kH < 0{,}1\,\pi$ или $\lambda > 20H$. Это соотношение выполняется при рассмотрении поведения ветровых волн на мелководье. Поэтому некоторые черты трансформации приливных волн такие же, как и ветровых. Скорость их распространения зависит от глубины H, такова же зависимость длины волны от глубины, с выходом на шельф увеличивается амплитуда колебаний уровня и т.д. Однако между этими типами волн и ветровыми, рассмотренными в предыдущем разделе, есть и существенное различие. Их масштаб настолько большой, что приходится учитывать ускорение Кориолиса. Это заставляет при их описании использовать не одно, как в предыдущем разделе, а два уравнения движения. Поскольку горизонтальная составляющая скорости движения почти всегда распространяется до дна, то приходится учитывать трение о дно, чего часто не делается при рассмотрении ветровых волн. В шельфовой зоне практически всегда происходит отражение приливной длинной волны. Ее суперпозиция с поступающей волной из-за ускорения Кориолиса приводит к образованию специфической системы колебаний, называемой амфидромической. Существует специфика колебаний уровня при проникновении длинной волны в заливы, эстуарии рек и проливы. Все это необходимо иметь в виду при изучении режима приливов, сгонно-нагонных явлений и других колебаний в шельфовой зоне.

Вследствие того, что шельфовая зона довольно узкая для такого типа длинных волн, то приливообразующая сила в ней практически не меняется и градиент статического уровня отсутствует. Это позволяет рассматривать прилив в ней только как индуцированный. Кроме того, в шельфовой зоне из-за относительно небольших глубин и перемешивания воды влияние стратификации на длинноволновые колебания не очень существенно, что позволяет их во многих случаях не учитывать. Поскольку эти колебания проявляются во всей толще воды зоны, то уравнения движения принято записывать через полные потоки M:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \int_{\zeta}^{H} (\vec{V}\nabla)\vec{V}dz + k\vec{M} = -g(H+\zeta)\nabla\zeta + \frac{1}{\rho}\left(\vec{\tau}_0 - \vec{\tau}_H\right), \qquad (1.22)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + div\vec{M} = 0, \qquad (1.23)$$

где $\vec{M} = \int_{\zeta}^{H} \vec{V}dz$, $k = \begin{pmatrix} 0 & -f \\ f & 0 \end{pmatrix}$ – матрица коэффициентов, определяемая ускорением Кориолиса f; τ_0 и τ_H – напряжения трения на поверхности и на дне; ς считается положительной, если уровень выше $z = 0$.

Приведенные уравнения описывают индуцированные приливы, переносы воды и колебания уровня при распространении волн цунами и сейш, а также непериодические сгонно-нагонные движения воды. В последнем случае учитывается напряжение трения ветра τ_0, а в остальных это слагаемое обычно опускается. В данном случае, как это обычно делается, не учтено горизонтальное турбулентное перемешивание, поскольку на общую картину явления оно не влияет, хотя на величины гидрологических характеристик оно должно влиять.

Поскольку характер колебания уровня в шельфовой зоне зависит от той волны, которая в него заходит и от особенностей ее отражения, то краевое условие к уравнению (1.24) записывается в виде

$$M_{\text{г}} = \zeta_{\text{г}} \sqrt{gH}\left[(1-r)/(1+r)\right], \tag{1.24}$$

где индекс «г» обозначает значение соответствующей характеристики на границе области.

На открытой границе $r = 0$. Частичное отражение от наклонного дна шельфа учесть трудно и оно обычно не учитывается, а все отражение относится к береговой черте, где принимается $r = 1$, означающее отсутствие потока воды на береговой черте.

Представление о характере трансформации длинных волн на шельфе, полученное по данным наблюдений, а также по некоторым упрощенным решениям уравнений (1.22), (1.23) достаточно полно освещено в литературе [22, 31]. Для количественной оценки изменения течений и уровня необходимы аналитические зависимости между этими характеристиками и влияющими на них параметрами. В цитированных источниках рассмотрено раздельное влияние на трансформацию длинной волны изменения глубины, трения, ускорения Кориолиса.

В частности, при оценке влияния глубины рассматривается продвижение волны по нормали к берегу без учета трения, ускорения Кориолиса и нелинейного члена. В этом случае уравнения (1.22) и (1.23) принимают вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -gH\frac{\partial \zeta}{\partial x} \text{ и } \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0\,, \tag{1.25}$$

где U – нормальная к берегу составляющая потока M.

Откуда следует:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = gH\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + g\frac{\partial H}{\partial x}\frac{\partial \zeta}{\partial x}\,. \tag{1.26}$$

В.В. Шулейкин [31] предположил, что к шельфу, глубина которого меняется по закону $H = H_0 x/\ell$, подходит волна $\zeta = a\cos\sigma t$ и по мере продвижения ее частота не меняется. При этих условиях уравнение (1.26) преобразуется к виду

$$g\frac{H_0}{\ell}\frac{\partial}{\partial x}x\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\sigma^2\zeta=0 \tag{1.27}$$

или

$$\frac{\partial}{\partial x}x\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\ell\kappa^2\zeta=0, \tag{1.28}$$

где $k=\dfrac{2\pi}{\lambda_0}$, λ_0 – длина волны перед входом на шельф.

Это уравнение имеет аналитическое решение через бесселеву функцию нулевого порядка J_0:

$$\zeta=\zeta_0\frac{J_0(2k\sqrt{\ell x})}{J_0(2k\ell)}\cos\sigma t\ . \tag{1.29}$$

Согласно формуле (1.29) амплитуда длинной волны на шельфе растет иначе, чем по формуле Грина. Использование последней не всегда допустимо из-за трудности соблюдения баланса энергии волны на узком шельфе относительно длины волны.

Влияние трения и ускорения Кориолиса на трансформацию длинной волны оценено с помощью аналитических решений только для условий неизменной глубины. Из-за ускорения Кориолиса в северном полушарии амплитуда волны у правого берега по направлению ее распространения увеличивается, а у левого – уменьшается. Меняется характер отражения волны. Происходят как продольные, так и поперечные колебания уровня, сдвинутые по фазе. Эти явления описаны в литературе по приливам как волна Кельвина [7].

Напряжение трения у дна обычно учитывается через коэффициент турбулентности и градиент скорости, что приводит к квадратичной зависимости от скорости на границе придонного пограничного слоя V_H:

$$\frac{\tau_H}{\rho}=C_v\left|\vec{V}_H\right|\vec{V}_H\,. \tag{1.30}$$

Однако из-за трудностей определения V_H часто используется интегральная по вертикали скорость, входящая в уравнение (1.22):

$$\frac{\tau_H}{\rho}=r_*V. \tag{1.31}$$

При этом множитель r_* выбирается таким образом, чтобы работа сил трения за период волны, вычисленная по формулам (1.30) и (1.31), была бы одинаковой. В этом случае

$$r_* = \frac{8}{3\pi}\frac{|V_{\max}|}{H^2}C_v, \tag{1.32}$$

где $V_{\max}$ – максимальное значение интегральной скорости течения.

Использование зависимости трения от скорости в виде формулы (1.31) в простейшем уравнении длинной волны показало, что учет этого фактора приводит к уменьшению ее фазовой скорости и появлению фазового сдвига между уровнем и течением [7].

В шельфовой зоне изменение глубины, трение и ускорение Кориолиса влияют на индуцированную волну совместно. Это приводит к более сложному выражению волнового уравнения. Если не учитывать нелинейные слагаемые, то из уравнений (1.22) и (1.23) получается выражение:

$$\frac{\partial^3\zeta}{\partial t^3} - 2r_*\frac{\partial^2\zeta^2}{\partial t^2} - (f^2 + r_*^2)\frac{\partial\zeta}{\partial t} + g(r_* + \frac{\partial}{\partial t})\left[\frac{\partial H}{\partial x}\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y}\frac{\partial\zeta}{\partial y} + H\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2}\right)\right] =$$

$$= fg\left(\frac{\partial H}{\partial y}\frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x}\frac{\partial\zeta}{\partial y}\right). \tag{1.33}$$

Приведенное уравнение может быть решено только численно, но и в этом случае оно приближенное из-за отсутствия в нем нелинейных слагаемых, которые на шельфе могут иметь существенное значение. Тем не менее, из структуры уравнения следует, что колебания уровня оказываются более сложными, чем чисто периодические волновые.

При численном решении нет смысла иметь дело с уравнением (1.22). Легче использовать не преобразованные исходные уравнения (1.22) и (1.23), в которых порядок производных ниже, чем в (1.33). Решение исходных уравнений без второго слагаемого левой части (1.22) показывает, что уменьшение глубины благоприятствует повышению уровня поступающей на шельф волны. Это характерно как для приливов, так и для нагонных явлений. На рис. 1.4 показан рост уровня, вызванный подходящим к берегу тайфуном в Южно-Китайском море.

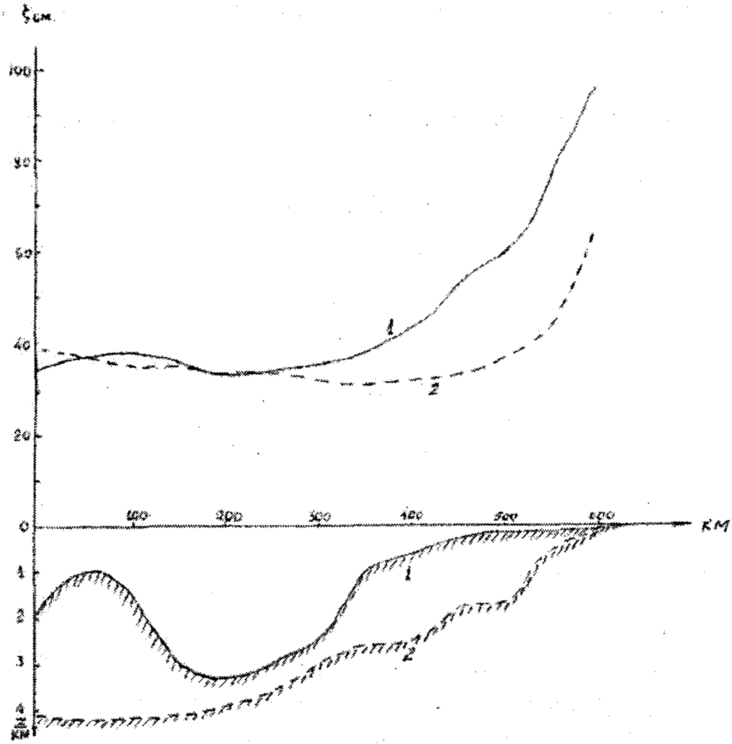


Рис. 1.4. Изменение уровня моря в центральной части тайфунов, движущихся над морем с рельефом дна 1 и 2.

Оба тайфуна одинаковой интенсивности. Вдали от берега они вызывают одинаковое изменение уровня, но в случае (1) шельф широкий и мелководный, а в случае (2) шельф практически отсутствует. В результате в первом случае подъем уровня начинается с поступлением длинной волны на шельф, а во втором – рост уровня начинается около самого берега.

Специфична трансформация длинной волны в узком заливе. Если не рассматривать изменение амплитуды волны поперек канала, то ускорение Кориолиса можно во внимание не принимать, и в случае полного отражения волны в вершине залива ($x = 0$) происходит ее сложение с поступающей волной. В результате образуется стоячая волна, которая при отсутствии трения записывается формулой

$$\zeta = A\cos kx \cos \sigma t. \tag{1.34}$$

На некотором расстоянии $x = \ell$ от вершины залива колебание записывается формулой

$$\zeta_\ell = A\cos k\ell \cos \sigma t = A_\ell \cos \sigma t. \tag{1.35}$$

Отсюда следует:

$$A = \frac{A_\ell}{\cos k\ell}. \tag{1.36}$$

В том случае когда $k\ell = \frac{\pi}{2}(2n-1)$ при $n = 1, 2, 3\ldots$, амплитуда волны $A \to \infty$, т.е. имеет место явление резонанса. Первая резонансная пучность определяется из условия $k\ell = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{2\pi}{\lambda}\ell = \frac{\pi}{2}$, т.е. $\ell = \frac{\lambda}{4}$. Отсюда следует, что залив действует как четвертьволновой резонатор.

В действительности из-за трения эта картина несколько изменяется. При условии представления трения формулой (1.31) и постоянной глубине волновое уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2} + r_* \frac{\partial\zeta}{\partial t} = gH\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}. \tag{1.37}$$

При полном отражении в вершине залива стоячая волна, получаемая на основе решения уравнения (1.37), представляется выражением [8]:

$$\zeta = \frac{1}{2}A\left[e^{-\mu x}\cos(\kappa x - \sigma t) + e^{\mu x}\cos(kx + \sigma t)\right], \tag{1.38}$$

где $\mu = \frac{r_*\sigma}{2gHk} = \frac{r_*}{2C}$.

Время полной воды в точке x определяется из условия $\frac{\partial\zeta}{\partial t} = 0$.

Это дает

$$\sigma t_n = \mathrm{arctg}(\ gkxthux\ ). \tag{1.39}$$

Подстановка формулы (1.39) в выражение (1.38) дает

$$\zeta_n = A\sqrt{\frac{1}{2}(ch2\mu x + \cos 2kx)}\ . \tag{1.40}$$

Как и в случае без трения при $x = \ell$ для тех же n = 1, 2, 3… $\cos 2k\ell = -1$, а

$$\zeta_n(\ell) = A\sqrt{\frac{1}{2}(ch2\mu\ell - 1)}\ . \tag{1.41}$$

Следовательно,

$$A = \frac{\zeta_n(\ell)}{\sqrt{\frac{1}{2}(ch2\mu\ell - 1)}}\ . \tag{1.42}$$

Поскольку $\mu > 0$, то амплитуда A остается конечной, хотя при малых значениях $\mu\ell$ она возрастает. При больших же значениях $\mu\ell$ амплитуда A становится меньше исходной, т.е. на входе в залив сложение волн приводит к увеличению амплитуды стоячей волны. По мере продвижения в глубь залива амплитуда из-за трения постоянно убывает.

Резонансное усиление колебаний уровня может иметь место не только в заливах, но и в пределах шельфа с прямолинейным берегом. Для идеализированного ступенчатого перехода от глубокого океана к шельфу с постоянной глубиной без трения в работе [23] показано, что в результате суммирования проходящей на шельф длинной волны, с отраженной от берега, колебание уровня описывается выражением

$$\zeta = A_0(1+r)e^{i(\sigma t - k_0 x)}\left(e^{ik_1 y} + r_1 e^{-ik_1 y}\right)(1 - r_1 r_0)^{-1}, \tag{1.43}$$

где r_0, r_1 – коэффициенты внутреннего отражения от края шельфа и от берега соответственно, r – коэффициент отражения подходящей к шельфу волны с амплитудой колебаний A_0.

Последний сомножитель в формуле (1.43) характеризует резонансное усиление колебаний. По-видимому, учет трения приведет к тому, что этот резонанс будет в основном по краю шельфа, как и в заливе с учетом трения.

Существуют некоторые особенности в трансформации длинной волны, заходящей в устье реки эстуарного типа. В этом случае на волну влияет не только морфометрия реки, но и то, что навстречу волне движется вода другой плотности. В наиболее простой математической форме процесс может быть описан линеаризированным уравнением движения:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial U}{\partial z}\right) \tag{1.44}$$

и уравнением неразрывности:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \tag{1.45}$$

с осредненными по ширине B реки гидрологическими характеристиками.

Гидростатическое уравнение представляется формулой

$$P = \rho_0 g\zeta + g\int_0^z \rho dz\,; \tag{1.46}$$

где ζ отсчитывается от средней уровенной поверхности моря ($z = 0$). При этом считается $\zeta > 0$, если уровень выше среднего уровня моря. Ось Ox направлена от морского створа в сторону реки.

Для получения волнового уравнения проводится интегрирование уравнений (1.44) и (1.45) с учетом выражения (1.46) от поверхности до дна ($z = H$). Обычно при этом полагается $\zeta = 0$ из-за того, что $\zeta \ll H$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^H u dz = -gH\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{g}{\zeta}\int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial x}dz + \frac{\tau_н}{\rho_0}, \qquad (1.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^H u dz = -\frac{\partial \zeta}{\partial t}. \qquad (1.48)$$

При получении этих уравнений предположено, что ветер не оказывает влияние на движение воды ($\tau_H = 0$). Около дна имеет место прилипание ($u_H = 0$) и существует донное трение (τ_H). Далее вводится расход реки $Q = B\int_0^H u dz$ и дифференцированием уравнения (1.47) по x, а (1.48) – по t с последующем вычитанием из одного выражения другого получается уравнение

$$B\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = g\frac{\partial}{\partial x}\left(BH\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right) + \frac{g}{\rho_0}\frac{\partial B}{\partial x}\int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial x}dz$$
$$-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial(\tau_н B)}{\partial x} - \frac{\partial Q}{\partial t}\frac{\partial \ln B}{\partial x}. \qquad (1.49)$$

Впервые задача такого рода без учета трения и изменения плотности воды изучена Дж. Эри применительно к случаю захода приливной волны в устье реки. Он показал, что амплитуда такой волны a зависит от отношения скорости волны к разности скорости волны и течения реки [6]:

$$\zeta \approx a\left[\sin 2\pi\left(\frac{c-u}{c}\frac{t}{\Delta t} - \frac{x}{\lambda}\right) + \frac{3\pi}{2}\frac{a}{H}\frac{c-u}{c}\frac{x}{\lambda}\sin 4\pi\left(\frac{c-u}{c}\frac{t}{\Delta t} - \frac{x}{\lambda}\right)\right], \qquad (1.50)$$

где Δt – период волны.

В тех реках, где отношение $(c-u)/c$ оказывается большим, амплитуда волны увеличивается, и морская вода бурно входит в реку. Такое явление во Франции называется Маскарэ, в некоторых других странах – бором.

В полном виде уравнение (1.49) используется как для оценки колебаний уровня, так и при изучении затока морской воды в реку.

Решение при этом получается численно. На рис. 1.5 в качестве примера приведены рассчитанные колебания уровня, распространяющиеся в канале постоянной глубины (12 м) и ширины (50 км) при стоке, меняющемся от 7500 до 35 000 м^3 /с. Такой канал в какой-то степени характеризует устьевые области таких крупных рек, как Обь и Енисей. Видно, что при продвижении волны вверх по каналу сначала происходит некоторое уменьшение ее амплитуды, а затем рост из-за накопления массы стока речной воды [3].

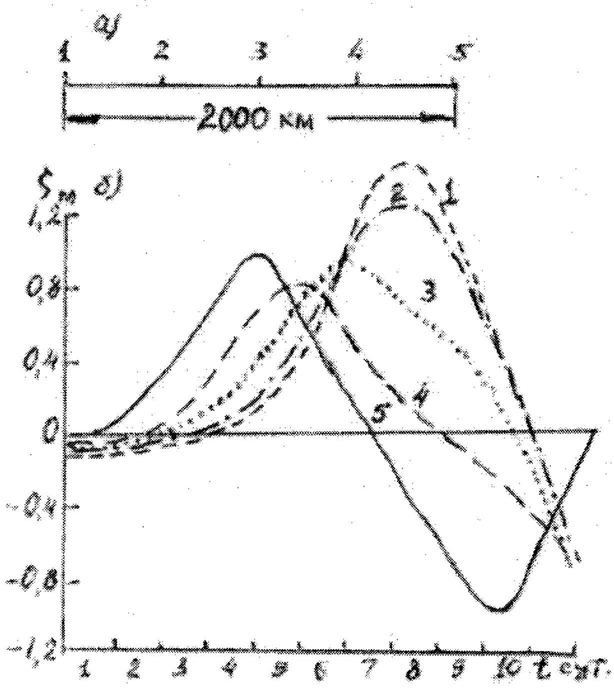


Рис. 1.5. Схема рассчитанных колебаний уровня воды в канале глубиной 12 м и шириной 50 м на створах 1 – 5 [3].

2. ВЛИЯНИЕ УКЛОНА ДНА НА ТЕЧЕНИЯ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

2.1. Влияние уклона дна на течение и уровень в шельфовой зоне

На течения в шельфовой зоне влияет ряд факторов:

а) неоднородность глубины, вследствие чего меняется характер эпюры Экмана и направление течения, часто вплоть до поверхности;

б) наличие берега, препятствующего распространению движения воды. Поэтому практически всегда у берега создается подъем или понижение уровня моря и формируется вдольбереговые течения;

в) при существовании речного стока образуется двухслойная структура воды. У устья имеет место повышение уровня и растекание воды, в значительной степени вдоль берега из-за ускорения Кориолиса. По сути это градиентный поток воды;

г) из-за речного стока и речного распреснения создается пространственная неоднородность плотности воды, в результате чего образуется плотностное течение. Оно, в частности, может заходить далеко в устьевые участки рек, создавая сложность для забора пресной воды, для гидротехнических сооружений, так как морская вода агрессивная, для биопродуктивности.

В большинстве случаев все эти факторы действуют совместно, но, чтобы оценить их роль, можно рассмотреть их проявление раздельно.

Дрейфово-градиентное течение описывается, как известно, уравнениями:

$$-f\upsilon=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x}+k\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \qquad (2.1)$$

$$fu=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial y}+k\frac{\partial^2 \upsilon}{\partial z^2}, \qquad (2.2)$$

при краевых условиях на поверхности ($z = 0$)

$$k\frac{\partial u}{\partial z}\bigg|_{z=0} = -\frac{\tau_0{}^x}{\rho_0},\ k\frac{\partial \upsilon}{\partial z}\bigg|_{z=0} = -\frac{\tau_0{}^y}{\rho_0} \tag{2.3}$$

и на дне ($z = H$)

$$u_н = \upsilon_н = 0\,. \tag{2.4}$$

В данном случае ради упрощения получения итогового выражения и его анализа считается, что кинематический коэффициент вертикальной турбулентной вязкости k известен и не меняется по глубине.

Решение уравнений (2.1) и (2.2) при отмеченных условиях и неизменной плотности воды получается через промежуточную комплексную скорость $C = u + i\upsilon$:

$$C = -\frac{gZ_к}{if}\left[1 - \frac{chaz}{chaH}\right] + \frac{\tau_k\sqrt{2}sha(H-z)}{\rho_0\sqrt{fk}(1+i)chaH}, \tag{2.5}$$

где $Z_k = \frac{\partial\zeta}{\partial x} + i\frac{\partial\zeta}{\partial y}$, $\tau_k = \tau_0^x + i\tau_0^y$, $P = g\rho(\zeta + z)$.

Даже без выделения составляющих горизонтальных скоростей течения видно, что C зависит от глубины H. Здесь первое слагаемое характеризует градиентную составляющую течения, а второе – дрейфовую. Обе они меняются по вертикали в зависимости от общей глубины (рис. 2.1):

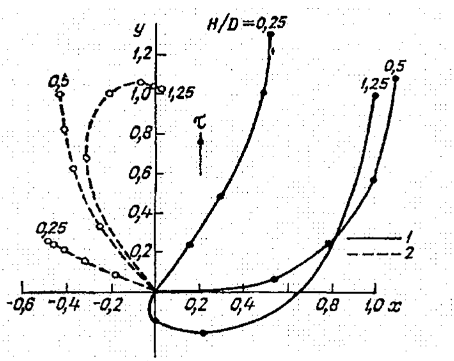


Рис. 2.1. Эпюры дрейфового (1) и градиентного (2) течений для различных соотношений глубины и толщины слоя трения.

Если, например, нет изменений уровня моря, т.е. первый член в формуле (2.5) отсутствует, то при одном и том же ветре скорость поверхностного течения пропорциональна $thaH$. Следовательно, с уменьшением глубины скорость поверхностного течения, а также на нижележащих горизонтах, убывает. Кроме того, изменение глубины влияет на угол между поверхностным течением и ветром. Из выражения (2.5) для чисто дрейфового поверхностного течения при ветре, направленном вдоль оси y ($\tau_0^x = 0$), следует:

$$\frac{u_0}{\upsilon_0} = \frac{th\frac{H}{D}\left(1+\mathrm{tg}^2\frac{H}{D}\right) - \mathrm{tg}\frac{H}{D}\left(1-th^2\frac{H}{D}\right)}{th\frac{H}{D}\left(1+\mathrm{tg}^2\frac{H}{D}\right) + \mathrm{tg}\frac{H}{D}\left(1-th^2\frac{H}{D}\right)}, \qquad (2.6)$$

где $D = \sqrt{\frac{\kappa}{2f}}$.

При большой глубине угол между скоростями u_0 и v_0 стремится к 45°, а при малых значениях H/D приближенно получается

$$\frac{u_0}{v_0} \approx \left(\frac{H}{D}\right)^2, \qquad (2.7)$$

т.е. угол между поверхностным течением и направлением ветра быстро уменьшается (рис. 2.2).

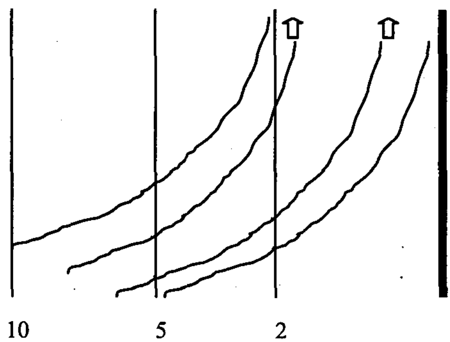


Рис. 2.2. Примерные траектории движения воды в поверхностном слое шельфа с наклонным дном при постоянном ветре вдоль берега.

Это означает, что в шельфовой зоне при одинаковом ветре, даже если нет перекосов уровня моря, на разных глубинах возникают разнонаправленные и различные по величине дрейфовые течения. В результате создаются области конвергенции и дивергенции с соответствующими вертикальными циркуляциями.

Как уже отмечалось, наличие берега приводит к образованию подъема или понижения уровня моря около него и возникновению градиентного течения. Очень простую оценку такого изменения уклона уровня провел В.В. Шулейкин [31]. Он приравнял полный поток, обусловленный ветром, градиентному потоку. Для их получения следует проинтегрировать выражение (2.5) от поверхности моря до дна. В результате получается:

$$Q=\int_0^H Cdz=-\frac{gZ_\kappa}{if}\left(H-\frac{thaH}{a}\right)-\frac{\tau_\kappa(1-chaH)}{if\rho chaH}. \qquad (2.8)$$

Из этого уравнения следует:

$$Q^x(\mathrm{Re})=\frac{g}{f}\left[D\frac{\zeta_x N+\zeta_y M}{1+th^2\alpha\mathrm{tg}^2\alpha}-\zeta_y H\right]+\frac{1}{f\rho}\left[\tau^y+\frac{\tau^x s-\tau^y c}{s^2+c^2}\right], \qquad (2.9)$$

$$Q^y(\mathrm{Im})=\frac{g}{f}\left[\zeta_x H-D\frac{\zeta_x M-\zeta_y N}{1+th^2\alpha\mathrm{tg}^2\alpha}\right]+\frac{1}{f\rho}\left[\frac{\tau^x c+\tau^y s}{s^2+c^2}-\tau^x\right], \qquad (2.10)$$

где $\alpha=H\sqrt{f/2k}$, $c=ch\alpha\cos\alpha$, $s=sh\alpha\sin\alpha$,
$M=\mathrm{tg}\alpha\left(1-th^2\alpha\right)+th\alpha\left(1+\mathrm{tg}^2\alpha\right)$, $N=\mathrm{tg}\alpha\left(1-th^2\alpha\right)-th\alpha\left(1+\mathrm{tg}^2\alpha\right)$.

Если принять, что ветер дует вдоль прямолинейного берега, направленного вдоль оси y ($\tau^x=0$), то из выражения (2.9) ветровой перенос при достаточно больших значениях H/D будет Q_τ:

$$Q_\tau=\frac{\tau^y}{f\rho}\left(1-\frac{c}{c^2+s^2}\right). \qquad (2.11)$$

Полный поток, обусловленный перекосом уровня Q_ζ, будет

$$Q_\zeta=\frac{g}{f}\left(\zeta_x H-D\frac{\zeta_x M-\zeta_y N}{1+th^2\alpha\mathrm{tg}^2\alpha}\right). \qquad (2.12)$$

Здесь из выражения (2.10) использована мнимая составляющая, так как из-за уклона уровня от берега и ускорения Кориолиса поток воды направлен вдоль берега по оси y. При этих условиях

$$\frac{\tau^y}{\rho}\left(1-\frac{c}{c^2+s^2}\right)=\left(\zeta_x H - D\frac{\zeta_x M-\zeta_y N}{1+th^2\alpha \mathrm{tg}^2\alpha}\right)g. \qquad (2.13)$$

Из полученного выражения следует, что даже у прямолинейного берега изменения уровня моря за счет вдольберегового ветра возникают не только по нормали к берегу, но и вдоль него. Это обусловлено изменением величины и профиля течения с глубиной. Однако вторые слагаемые в скобках меньше первых, поэтому приближенно можно принять:

$$\zeta_x \approx \frac{\tau^y}{gH\rho}. \qquad (2.14)$$

Из полученного выражения следует, что нагон или сгон у берега пропорционален напряжению трения и обратно пропорционален глубине. Конечно, это выражение для характеристики уклона очень грубое и не учитывает ни противотечение, ни уклон дна. Тем не менее, принципиальную черту явления оно выражает.

Для получения более точного выражения прибрежной циркуляции следует рассматривать перенос воды не в каком-то фиксированном направлении, а во всей области. Для этого обычно используется метод полных потоков. В случае однородной плотности после интегрирования уравнений (2.1) и (2.2) от поверхности до дна и перекрестного дифференцирования для исключения полных потоков, а также при использовании условия «жесткой» крышки на поверхности моря и пренебрежения изменений уровня моря по сравнению с изменением глубины получается уравнение

$$J(\zeta,H)=\frac{1}{g\rho}(rot\tau_{н}-rot\tau_0), \qquad (2.15)$$

где $\tau_{н}$ – напряжение трения на дне.

Из выражения (2.15) следует, что в случае ровного дна при установившейся циркуляции получается известный вывод

$$rot\tau_0 = rot\tau_{н}, \qquad (2.16)$$

т.е. завихренность, создаваемая ветром, расходуется на завихренность донного трения.

Донное трение можно выразить из формулы (2.5), если считать на дне комплексное трение по формуле

$$\tau_{нк} = -\kappa\rho \left.\frac{dC}{dz}\right|_{z=H}. \tag{2.17}$$

После дифференцирования выражения (2.5), использовании формулы (2.17) и разделения вещественной и мнимой частей получается:

$$\tau_н{}^x = -\frac{g\kappa\rho}{fD}\left[A(\zeta_x+\zeta_y)+B(\zeta_x-\zeta_y)\right]+\frac{(a\tau_0{}^x+b\tau_0{}^y)}{(a^2+b^2)}, \tag{2.18}$$

$$\tau_н^y = -\frac{g\kappa\rho}{Df}\left[A(\zeta_y-\zeta_x)+B(\zeta_x+\zeta_y)\right]+\frac{(a\tau_0^y-b\tau_0^x)}{(a^2+b^2)}, \tag{2.19}$$

где $a = ch\frac{H}{D}\cos\frac{H}{D}$; $b = sh\frac{H}{D}\sin\frac{H}{D}$; $A = \dfrac{th\frac{H}{D}\left(1+\mathrm{tg}^2\frac{H}{D}\right)}{1+th^2\frac{H}{D}\mathrm{tg}^2\frac{H}{D}}$;

$$B = \frac{\mathrm{tg}\frac{H}{D}\left(1-th^2\frac{H}{D}\right)}{1+th^2\frac{H}{D}\mathrm{tg}^2\frac{H}{D}}.$$

После подстановки полученных значений донного трения в уравнение (2.15) оно оказывается довольно сложным. Если принять те же упрощения, которые применялись при получении формулы (2.14), т.е. считать берег ровным и направленным вдоль оси Oy, ветер также полагать неизменным и направленным вдоль берега, а дно наклоненным по нормали к берегу, то из (2.15) с учетом полученных выражений донного трения следует:

$$\frac{\tau_0^y}{g\rho(a^2+b^2)^2}\left[(a^2-b^2)a_x+2abb_x\right]=$$

$$=-\frac{\kappa}{Df}\left[\zeta_x(B_x-A_x)+\zeta_y(B_x+A_x)+(\zeta_{xx}-\zeta_{yy})(B-A)+2\zeta_{xy}(B+A)\right]-\zeta_y H_x б, \quad (2.20)$$

где значки x и y обозначают дифференцирование по x и y.

Из этого выражения видно, что уклон дна приводит к перекосам уровня не только по нормали к берегу, но и вдоль него, в результате чего возникают довольно сложные циркуляции воды.

При небольших глубинах, когда $H/D \to 0{,}1$, выражение (2.20) существенно упрощается и приводится к виду

$$\frac{2\tau_0^{\,y}}{g\rho}\left(\frac{H}{D}\right)^3\frac{H_x}{D}\approx\frac{3}{2}\left(\frac{H}{D}\right)^2 H_x\zeta_x-H_x\zeta_y-\frac{2k}{fD}\frac{H}{D}\zeta_{xy}. \quad (2.21)$$

Из полученного выражения следует, что в прибрежном участке моря с наклонным дном изменения уровня происходит в основном вдоль направления ветра. Это связано с тем, что, как ранее было показано, при уменьшении глубины угол поворота течения от ветра уменьшается. Двумерная картина изменения уровня моря в прибрежной зоне существенно отличается от одномерной, описанной формулой (2.14). Это заставляет осторожнее пользоваться в моделях граничным условием с использованием упрощенного представления связи уровня и ветра.

2.2. Изменение полных потоков в шельфовой зоне

Более наглядную картину влияния наклона дна на циркуляцию в шельфовой зоне можно получить, исключив уровень из выражений, описывающих полные потоки. В простейшем случае их выражения могут быть получены после интегрирования уравнений (2.1) и (2.2) от нулевого горизонта до дна:

$$fV=gH\frac{\partial\zeta}{\partial x}-\frac{\tau_0^x}{\rho}-\frac{1}{2\alpha\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial P}{\partial y}\right)_H, \quad (2.22)$$

$$fU=-gH\frac{\partial\zeta}{\partial y}+\frac{\tau_0^y}{\rho}+\frac{1}{2\alpha\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial y}-\frac{\partial P}{\partial x}\right)_H. \quad (2.23)$$

Здесь напряжения трения на дне выражены из эпюр Экмана, т.е.

$$\tau_H^x = \frac{1}{2\alpha}\left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y}\right)_H, \quad \tau_H^y = \frac{1}{2\alpha}\left(\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial x}\right)_H, \tag{2.24}$$

где $\alpha = \sqrt{f/2k}$.

После исключения денивеляции уровня из выражений (2.22) и (2.23) получается:

$$U\frac{\partial H}{\partial x} + V\frac{\partial H}{\partial y} = \frac{1}{2\alpha f\rho}\left[\nabla^2 P_H - \frac{\partial H}{\partial y}\left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y}\right)_H + \frac{\partial H}{\partial x}\left(\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial x}\right)_H\right] -$$

$$-\frac{1}{f\rho}\left[H\left(\frac{\partial \tau_0^y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_0^x}{\partial y}\right) + \tau_0^x\frac{\partial H}{\partial y} - \tau_0^y\frac{\partial H}{\partial x}\right]. \tag{2.25}$$

Если дно ровное, то получается известная формула о равенстве завихренностей напряжения трения ветра и придонного. В противном случае, даже при прямолинейном береге с однонаправленным уклоном дна, например, по нормали к берегу и напряжении трения ветра вдоль берега, получается

$$U = \frac{\tau_0^y}{f\rho} - \frac{1}{2\alpha f\rho}\frac{\partial P_H}{\partial x}. \tag{2.26}$$

При изложенном подходе интегральный поток воды направлен по нормали к береговой черте, что более специфично для глубокой воды. Данный результат является следствием упрощения придонного давления, не учитывающего уровень моря. Это упрощение можно устранить, представив

$$P_H = g\rho(H + \zeta). \tag{2.27}$$

В этом случае при той же последовательности действий получается выражение:

$$\left[fV_x + T_{1x} - 2\alpha H_x(fU - T_2) - \delta(fU_x - T_{2x})\right](1 + \delta^2) - 4\alpha\delta H_x\left[fV + T_1 - \delta(fU - T_2)\right] =$$

$$(fU_y - T_{2y})(1 + \delta^2)^2 + 2\alpha H_y\left[(fV + T_1) - \delta(fU - T_2)\right](1 + \delta^2) +$$

$$+\delta\left\{\left[fV_y+T_{1y}-2\alpha H_y\left(fU-T_2\right)-\delta\left(fU_y-T_{2y}\right)\right]\left(1+\delta^2\right)\right\}-2\alpha\delta^2 H_y\left[fV+T_1-\delta\left(fU-T_2\right)\right], \quad (2.28)$$

где $T_1=\frac{\tau_0^x}{\rho}-\frac{g}{2\alpha}\left(H_x+H_y\right)$; $T_2=\frac{\tau_0^y}{\rho}-\frac{g}{2\alpha}\left(H_y-H_x\right)$; $\delta=1+2\alpha H$.

Ради краткости записи использованы индексы x и y у переменных, обозначающие их дифференцирование по этим координатам.

Если, как и ранее, считать берег ровным, направленным вдоль оси y, а наклон дна постоянным по нормали к нему, то при постоянном напряжении трения ветра вдоль оси y выражение (2.28) упрощается:

$$\left(1+\delta^2\right)\left(V_x-U_y\right)-2\alpha H_x\left[U\left(1-\delta^2\right)+2\delta V\right]=$$

$$=\frac{2\alpha H_x}{f}\left[\frac{\tau_0^y}{\rho}\left(\delta^2-1\right)+\frac{gH_x}{2\alpha}\left(\delta^2-\delta-1\right)\right]. \quad (2.29)$$

Из этого выражения следует, что в зоне с наклонным дном существует завихренность полного потока, даже при постоянном напряжении трения ветра. Если же уклона дна нет, то и завихренность потока при тех же условиях отсутствует.

2.3. Особенность течений в прибрежной зоне

Изложенный характер течений существенно искажается в прибрежной зоне, простирающейся от прибойной зоны, в которой начинают разрушаться волны, до берега. Здесь наиболее сильное влияние на течения оказывают рельеф дна, очертание берега и особенности волнения. Детально циркуляция воды здесь описана в книге И.О. Леонтьева [20], выводы которого использованы в настоящем разделе. В связи с влиянием дна на ветровые волны при их движении к берегу в пределах волнового слоя создается стоксов перенос волы. Он может быть оценен на основании уравнения (2.1) и (2.2). Под этим слоем создается компенсационное противотечение в сторону от берега. Профиль средней скорости течения U в них И.О. Леонтьев определил из упрощенного линеаризированного уравнения движения в виде

$$U(y)=\frac{H}{k_z}\left\{Gd\left[\frac{y^2}{2\left(1-\frac{h_B}{3H}\right)}-y\right]+\frac{\tau_B y}{\rho}\right\}+U_0, \qquad (2.30)$$

где $G=g\frac{d\bar{\zeta}}{dx}+\frac{1}{4}\frac{du_m^2}{dx}$ – функция, зависящая от изменений по нормали к берегу среднего уровня и квадрата модуля скорости движения воды в волне; d – расстояние от волновых ложбин до дна; $y = d / H$; $\tau_в$ – напряжение трения на уровне ложбин волн; U_0 – придонная скорость течения.

В книге отмечено, что эксперименты показали концентрацию противотечения в придонных горизонтах в зоне разрушения волн и смещение его в верхние слои при выходе за пределы прибойной зоны с одновременным уменьшением его скорости. Оказалось также, что на профиль скорости течения существенное влияние оказывает распределение вихревой вязкости k_z по склону дна.

При косом подходе волн к берегу создается вдольбереговое течение. Оно наиболее четко выражено, если нет резких изменений береговой черты и рельефа дна. Движущей силой этого течения является поперечный градиент тангенциальной составляющей радиационного напряжения волнения. Это течение концентрируется в пределах прибойной зоны и затухает за его пределами. Впервые теоретическое обоснование условий его существования дал в 1970 г. Лонге-Хиггинс. Оказалось, что поперечный профиль его скорости сильно зависит от горизонтального турбулентного перемешивания: чем оно интенсивнее, тем пик течения смещается ближе к берегу, его максимальная скорость уменьшается, а ширина увеличивается. По вертикали скорости в нем весьма однородны, лишь в придонном слое проявляется их логарифмическое уменьшение ко дну. Неоднородность рельефа дна может существенно нарушить основные черты вдольберегового течения. Появляются локальные завихрения и циркуляции. Даже при нормально направленном к берегу волнении и неровном дне возникают локальные циркуляции. Так при наличии отмели поток воды к берегу компенсируется стоком по краям отмели с возникновением противоположно ориентированных циркуляций. Если имеет место локальное понижение дна в виде желоба, то вдоль него происходит конвергенция течения с оттоком воды за его пределами. При косом подходе волн к берегу при локальном возвышении дна за его пределами образуется дополнительная ячейка циркуляции, в результате чего стоковое течение концентрируется в виде узкой струи, косо отходящей от берега. При наличии желоба и косом подходе волн к берегу циркуляция трансформируется в меандрирующий вдольбереговой поток.

Еще более существенные искажения основного потока создаются очертаниями берега. При вогнутом береге в виде залива волны подходят к береговой черте под разными углами. В результате генерируются направленные друг к другу течения, создающие циркуляционные ячейки и сток через среднюю часть залива. Выпуклый берег создает дивергенцию течений у выступа суши икартина течений оказывается близкой к той, которая создается отмелью. В некоторых случаях из-за неровностей дна могут возникать разрывные течения, при которых сток воды совпадает с понижениями дна. Изложенные особенности этих локальных течений удачно воспроизведены И.О. Леонтьевым [20] с помощью математического моделирования.

3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РЕЧНОЙ ВОДЫ В МОРЕ

3.1. Движение струи речной воды в море

Речная вода, из-за ее малой плотности по сравнению с морской, медленно с ней смешивается. Поступая в море, она растекается по его поверхности сравнительно тонким слоем, занимая большие площади. Речные воды оказывают сильное влияние на гидрологию не только взморий, но и всего моря или значительной его части: а) наличие скачка плотности на границе речных и морских вод затрудняет обмен теплом, солью, количеством движения и др. характеристиками, т.е. речная вода как бы изолирует подстилающие воды моря от атмосферного воздействия; б) река за счет стока приводит к образованию стокового течения; в) река выносит биогенные вещества, наносы. Поэтому океанологи заинтересованы в изучении распространения речных вод и связанных с этим процессов. В свою очередь, речные воды создают специфическую стратификацию плотности воды на взморье и тем самым влияют на заток морских вод в устье.

При моделировании распространения морской струи в море в ряде моделей в первую очередь обращается внимание на саму струю. В реальных условиях она быстро распластывается по поверхности моря и бывает заметна на расстоянии порядка нескольких километров от устья. Обычно же ветер отклоняет пресную воду в ту или иную сторону и струя становится незаметной. Тем не менее, в идеализированных моделях без учета ветра такая струя учитывается. По сути, это задача гидродинамики, рассматривающая поступление струи воды в бассейн (рис. 3.1).

На стрежне скорость течения u_0. Из теории струй известно, что она убывает с расстоянием по закону

$$u_0(x) = u_н e^{-\gamma x/h}. \tag{3.1}$$

От стрежня в стороны скорость изменяется приближенно по закону:

$$u(x,y,z)=u_0(x)f_1\left(\frac{y}{b}\right)f_2\left(\frac{z}{h}\right), \tag{3.2}$$

где b, h – ширина и глубина струи соответственно.

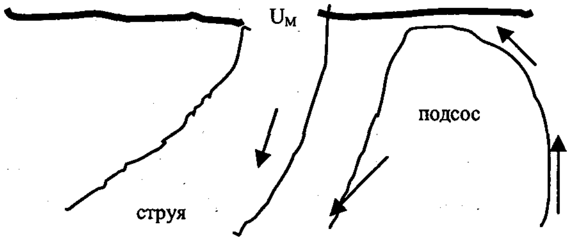


Рис. 3.1. Схема стока речной воды.

На нижней плоскости струи происходит вовлечение морской воды в поверхностный распресненный слой:

$$w_h=\alpha_h u_0 f_1\left(\frac{y}{b}\right). \tag{3.3}$$

На боковой стороне струи также вовлекается морская вода

$$\upsilon_b=\alpha_b u_0 f_2\left(\frac{z}{h}\right). \tag{3.4}$$

Для описания объема струи может использоваться уравнение неразрывности:

$$\int_0^b\int_0^h\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)dzdy=0. \tag{3.5}$$

Из него следует:

$$J_1J_2\frac{\partial}{\partial x}(bhu_0)+\alpha_b u_0 hJ_2+\alpha_h u_0 bJ_1=0, \tag{3.6}$$

где $J_1=\int_0^1 f_1\left(\frac{y}{b}\right)d\left(\frac{y}{b}\right)$; $J_2=\int_0^1 f_2\left(\frac{z}{h}\right)d\left(\frac{z}{h}\right)$.

Если принять $h = \text{const}$, то

$$J_1 J_2 \left[h u_0 \frac{\partial b}{\partial x} - b\gamma u_0 \right] + \alpha_h u_0 J_1 b + \alpha_b u_0 h J_2 = 0$$

или

$$\frac{\partial b}{\partial x} + \left(\frac{\alpha_h}{h J_2} - \frac{\gamma}{h} \right) b + \frac{\alpha_b}{J_1} = 0. \quad (3.7)$$

Из полученного уравнения следует, что изменение ширины струи не зависит от скорости течения, а зависит только от коэффициентов вовлечения и функций f_1 и f_2, т.е. от профиля скорости течения по ширине и глубине струи. Решением этого уравнения будет

$$b(x) = b_0 e^{\alpha \frac{x}{h}} + \frac{\alpha_b h}{J_1 \alpha} (1 - e^{\alpha \frac{x}{h}}),, \quad (3.8)$$

где $\alpha \equiv \left(\gamma - \frac{\alpha_h}{J_2} \right)$.

Полученное выражение показывает характер расширения струи вдоль оси x.

Если рассматривать осолонение струи только в результате вовлечения в нее морской воды, то из уравнения баланса соли следует:

$$\int_0^{b_0} \rho u_н C_н dy = \int_0^{b(x)} \rho u(x) C dy,, \quad (3.9)$$

где C – концентрация речной воды; $C_н = I$.

Такой же вид имеет выражение, характеризующее изменение температуры воды в струе в результате вовлечения в нее морской воды с другой температурой. Нужно лишь вместо C подставить разность температур в струе и в море T и $T_м$, т.е. $(T - T_м)$ и $(T_н - T_м)$.

Изменение солености и температуры воды в струе происходит также в результате осадков О, испарения И, диффузии соли через нижнюю поверхность струи Φ_s, процессов теплообмена через верхнюю и нижнюю поверхности струи. Если рассматривать установившееся состояние, то изменение солености струи можно описать уравнением

$$u\frac{\partial S}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}\kappa\frac{\partial S}{\partial z}. \tag{3.10}$$

В пределах струи можно считать, что $S(z)\approx\widetilde{S}$, $u(z)\approx\widetilde{u}$.
После интегрирования по Z от 0 до h, получаем

$$\frac{\partial\widetilde{S}}{\partial x}=\frac{\kappa}{\widetilde{u}h}\frac{\partial S}{\partial z}\bigg|_h+\frac{\widetilde{S}}{h\widetilde{u}\rho}(\text{И}+\text{О})\equiv\varphi-\alpha\widetilde{S}. \tag{3.11}$$

Решением этого уравнения будет

$$\widetilde{S}(x)=\widetilde{S}_0 e^{-\alpha x}+\int_0^x\varphi(\xi)e^{-\alpha(x-\xi)}d\xi. \tag{3.12}$$

Данное решение показывает характер изменения $\widetilde{S}$, а не истинное значение, так как φ зависит от S. Поскольку $\frac{\partial S}{\partial z}>0$, то и $\varphi>0$, т.е. за счет турбулентной диффузии соли происходит рост солености в струе.

Если осадки превышают испарение, то $\alpha>0$ и $\alpha<0$, если испарение превышает осадки.

Аналогичное выражение, характеризующее изменение температуры, можно получить при условии, что в пределах опресненной струи воды

$$\widetilde{u}h\frac{\partial\widetilde{T}}{\partial x}=\kappa\frac{\partial T}{\partial z}\bigg|_h-\kappa\frac{\partial T}{\partial z}\bigg|_0. \tag{3.13}$$

Турбулентный поток тепла у поверхности моря можно представить

$$\kappa\frac{\partial T}{\partial z}\bigg|_0=\frac{\delta}{c\rho}T_0-\frac{Б'}{c\rho}. \tag{3.14}$$

Следовательно,

$$\frac{\partial\widetilde{T}}{\partial x}=\frac{\kappa}{\widetilde{u}h}\frac{\partial T}{\partial z}\bigg|_h+\frac{Б'}{c\rho\widetilde{u}h}-\frac{\delta}{c\rho\widetilde{u}h}T_0\equiv\Psi-\alpha_m T_0. \tag{3.15}$$

В пределах струи температура воды из-за перемешивания по глубине практически не меняется, поэтому можно записать:

$$\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x} + \alpha_m \widetilde{T} = \Psi. \qquad (3.16)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\widetilde{T}(x) = \widetilde{T}(0)e^{-\alpha_m x} + \int_0^x \Psi(\xi) e^{-\alpha_m (x-\xi)} d\xi. \qquad (3.17)$$

Из выражений (3.12) и (3.17) видно, что чем больше h, тем медленнее происходит изменение $\widetilde{S}$ и $\widetilde{T}$ струи. Общее изменение температуры и солености воды в струе происходит в результате совместного действия рассмотренных процессов: вовлечения морских вод и соле- теплообмена с окружающей средой.

В струе речной воды могут образовываться сверхкритические условия по числу Фруда $Fr = \frac{\widetilde{u}}{\sqrt{gh\frac{\Delta\rho}{\rho}}}$, т.е. происходит быстрое уменьшение перепада плотности на фоне более медленного уменьшения скорости течения. Но в целом из-за ветра факел речной воды перемешается в разные стороны, формируя «линзу» пресной воды.

Характерной особенностью линз является примерное постоянство отношения ее вертикальных и горизонтальных размеров.

Если обозначить $\widetilde{S}$ соленость воды в линзе, а S_∞ – за ее пределами, то вводится коэффициент осолонения по аналогии с разбавлением растворов:

$$d = \frac{S_\infty}{S_\infty - \widetilde{S}}. \qquad (3.18)$$

Если $\widetilde{S} \to S_\infty$, то $d \to \infty$, т.е. имеет место полное разбавление.

По экспериментальным данным оказалось, что h связана с d и с расходом реки Q:

$$\frac{h_i}{h_0} = \left(\frac{d_i Q_i}{d_0 Q_0}\right)^{2/3}, \qquad (3.19)$$

где нормировочные параметры $h_0 = 1$ м, $d_0 = 1{,}67$, $Q_0 = 1{,}68 \cdot 10^3$ м^3/с.

Таблица 3.1

Характерные размеры стоковых «линз» некоторых рек [28]

Река	$Q_i \cdot 10^{-3}, м^3/с$	h_i, м	$П \cdot 10^3, км^2$	v, км^3
Енисей и Обь	210	22	100	$2 \cdot 10^3$
Амазонка	200	21,5	100	$2 \cdot 10^3$
Лена	110	14,4	40	$6 \cdot 10^2$
Ориноко	65	11	25	$2 \cdot 10^2$
Конго	40	7,4	10	$1 \cdot 10^2$
Волга	25	5,4	4	20
Дунай	10	2,9	1	3
Нева	3	1,3	0,1	0,1

Площадь линз всех рек превышает 1 млн км^2, а объем вод в них более 10 тыс. км^3. В настоящее время нет еще более или менее строго обоснованной методики, не говоря уже о теории, обмена солью и теплом линзы с окружающей средой. Можно лишь делать разные оценки. Например, если считать, что весь приток соленой воды в линзу поступает через фронтальную поверхность площадью $\ell_{ф}h$ в результате турбулентного перемешивания с интенсивностью K, то общий поток будет $K\ell_{ф}h$. Поскольку объем линзы не меняется, то он уравновешивается притоком пресной воды с учетом ее разбавления морской $Q\ell d$, т.е. $K\ell_{ф}h = Q\ell d$. Отсюда следует:

$$K = \frac{Q\ell d}{\ell_{ф}h} \sim 2 \cdot 10^3 м^2/с. \tag{3.20}$$

3.2. Особенность движения воды в пределах устьевого взморья

При моделировании движения воды в районе взморья используются традиционные уравнения Рейнольдса, неразрывности, теплопроводности и диффузии соли. Их решение проводится после определения либо интегральной функции тока, либо денивеляции уровенной поверхности. В обоих случаях этот метод позволяет воспроизводить сгонно-нагонные явления, которые существенны в прибрежной полосе моря.

Несмотря на повышенное значение нелинейных членов, очень часто уравнения движения используются в упрощенной форме, когда учитывается градиент давления за счет уровня и неоднородности плотности воды, а также турбулентный перенос количества движения.

Если вспомогательное уравнение для уровня определяется через интегральную функцию тока Ψ, то оба динамических уравнения интегрируются от поверхности моря до дна, интегральные скорости заменяются на Ψ и перекрестным дифференцированием исключается уровень ξ.

Приближенное уравнение отличается от точного тем, что не учитываются нестационарный и нелинейный члены.

Использование интегральной функции тока удобно при задании граничных условий на берегу, где $\Psi_б = \mathrm{const}$ и может быть $\Psi_б = 0$.

В идеализированном случае, когда ровный берег и постоянный уклон дна, по исследованию Чанади, картина распределения функции тока имеет вид, приведенный на схеме (рис. 3.1).

Если учитывать ветер, то роль его оказывается более существенной, чем неоднородность поля плотности. В море более сложной конфигурации характер линий Ψ сложнее и зависит не только от речного стока, но и от морфометрии моря. Например, в Балтийском море, которое можно рассматривать как эстуарий сложной формы с речным стоком.

Переход от функции тока к изменению уровня происходит по исходным уравнениям:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{f}{gH}\frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0 H}\int_0^H (H - Z)\frac{\partial \rho}{\partial x}dZ - \frac{f}{gH}\frac{\tau_x{}^0 - \tau_x{}^н}{\rho_0},$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{f}{gH}\frac{\partial \Psi}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0 H}\int_0^H (H - Z)\frac{\partial \rho}{\partial y}dZ - \frac{f}{gH}\frac{\tau_y{}^0 - \tau_y{}^н}{\rho_0}. \quad (3.21)$$

Наконец, подставив найденные значения градиентов уровня моря в исходные уравнения, получаем выражения для определения поля скоростей течений на любой глубине.

Уравнение для наклона уровня без предварительного перехода к функции тока, по сути, оказывается таким же, как и для Ψ, но выбор краевых условий у берега труден и предложены различные способы их задания. Обычно они не очень простые.

Чаще всего уравнения с использованием ξ применяются при представлении стратификации моря в виде двух слоев: верхнего – опресненного и нижнего – соленого. Предполагается, что в каждом из слоев плотность воды по глубине не меняется (рис. 3.2).

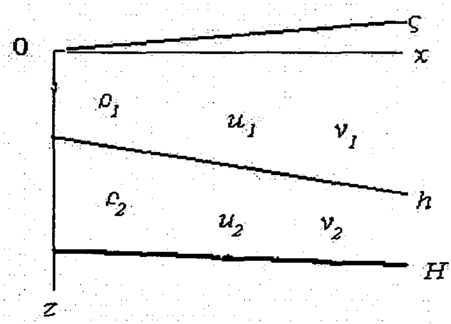


Рис. 3.2. Схема 2-слойной модели шельфовой зоны.

Интегрирование уравнений движения по глубине в каждом из слоев приводит их к виду

$$\frac{\partial u_1}{\partial t}+\frac{1}{h+\xi}\left(\frac{\partial u_1^{\,2}}{\partial x}+\frac{\partial u_1\upsilon_1}{\partial y}\right)-f\upsilon_1=g\left[(h+\xi)\frac{\partial \xi}{\partial x}-\frac{(h+\xi)^2}{2\rho_1}\frac{\partial \rho_1}{\partial x}\right]$$

$$+\frac{\tau_x^{\,0}-\tau_x^{\,h}}{\rho_1}+K\nabla^2 u_1, \qquad (3.22)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t}+\frac{1}{H-h}\left(\frac{\partial u_2^{\,2}}{\partial x}+\frac{\partial u_2\upsilon_2}{\partial y}\right)-f\upsilon_2=$$

$$\frac{g}{\rho_2}\left[(H-h)\rho_1\frac{\partial \xi}{\partial x}-(H-h)(h+\xi)\frac{\partial \rho_1}{\partial x}-\frac{(H-h)^2}{2}\frac{\partial \rho_2}{\partial x}+(H-h)(\rho_2-\rho_1)\frac{\partial h}{\partial x}\right]+$$

$$\frac{\tau_x{}^h - \tau_x{}^н}{\rho_2} + K\nabla^2 u_2, \tag{3.23}$$

$$\frac{\partial \upsilon_1}{\partial t} + \frac{1}{h+\xi}\left(\frac{\partial u_1\upsilon_1}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon_1{}^2}{\partial y}\right) + fu_1 = g\left[(h+\xi)\frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{(h+\xi)^2}{2\rho_1}\frac{\partial \rho_1}{\partial y}\right] +$$

$$\frac{\tau_y{}^0 - \tau_y{}^h}{\rho_1} + K\nabla^2 \upsilon_1, \tag{3.24}$$

$$\frac{\partial \upsilon_2}{\partial t} + \frac{1}{H-h}\left(\frac{\partial u_2\upsilon_2}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon_2{}^2}{\partial y}\right) - fu_2 =$$

$$\frac{g}{\rho_2}\left[(H-h)\rho_1\frac{\partial \xi}{\partial y} - (H-h)(\rho_2-\rho_1)\frac{\partial h}{\partial y} - (H-h)(h+\xi)\frac{\partial \rho_1}{\partial y} - \frac{(H-h)^2}{2}\frac{\partial \rho_2}{\partial y}\right] +$$

$$+\frac{\tau_y{}^h - \tau_y{}^н}{\rho_2} + K\nabla^2 \upsilon_2 . \tag{3.25}$$

Интегрированием уравнений неразрывности по глубине в пределах каждого из слоев получаются выражения, характеризующие изменение толщин этих слоев моря:

$$\frac{\partial}{\partial t}(h+\xi) + \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon_1}{\partial y} = 0, \quad -\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon_2}{\partial y} = 0. \tag{3.26}$$

Суммированием эти два уравнения сводятся к одному:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial (u_1+u_2)}{\partial x} + \frac{\partial (\upsilon_1+\upsilon_2)}{\partial y} = 0. \tag{3.27}$$

Дополнительное уравнение, определяющее толщину верхнего распресненного слоя, вводится на основании исследований Крауса в виде

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{u_1}{h+\xi}\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\upsilon_1}{h+\xi}\frac{\partial h}{\partial y} = \frac{2m|u|^3}{hg'} + \frac{nB}{g'}, \tag{3.28}$$

где $$g' = g\frac{\Delta\rho}{\rho}, \quad B = \frac{g}{\rho}\left(\frac{\varepsilon_г}{c}\Phi_г - \varepsilon_s\Phi_s\right).$$

Если плотность воды меняется, то добавляется уравнение диффузии:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{u_1}{h+\xi}\frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \frac{\upsilon_1}{h+\xi}\frac{\partial \rho_1}{\partial y} = \frac{\Phi_0 - \Phi_h}{h+\xi}. \qquad (3.29)$$

Проведенное Гарвиным решение такого рода модельных задач без изменения плотности показало существование фронтальной волны – границы распресненных вод. На поверхности раздела распресненных и подстилающих вод формируются длинные внутренние волны, распространяющиеся от устья реки до главного фронта (границы линзы распресненных вод) и отражающиеся от него. На некоторых снимках со спутников удается различать полосы, отождествляемые с такими волнами. Однако непосредственных наблюдений этого явления нет.

Проведенное С.В. Лукьяновым [12] моделирование циркуляции воды вблизи устья реки показало существование в этой зоне циклонического вихря (рис. 3.3). Он обусловлен бароклинной и баротропной составляющими горизонтального градиента давления, формирующих завихренность. Теоретическое обоснование этого явления приведено в работе Чанади [32].

Приведенная на рисунке картина меняется под воздействием ветра. Создавая нагон или сгон вод, он, совместно с речным стоком, меняет уклон уровня – баротропную составляющую его горизонтального градиента.

Кроме того, за счет перемешивания изменяется толщина верхнего слоя воды. Если при этом не происходит полного перемешивания воды по вертикали, то циклонический характер рельефа уровенной поверхности сохраняется, величина и положение завихренности меняются.

В результате взаимной трансформации верхнего и нижнего слоев воды первый при выходе из эстуария распластывается по взморью и его толщина быстро уменьшается, причем к востоку от устья это выклинивание из-за ускорения Кориолиса происходит медленнее. Толщина нижнего слоя по мере приближения к берегу или в эстуарии постепенно уменьшается вплоть до полного выклинивания (рис. 3.4).

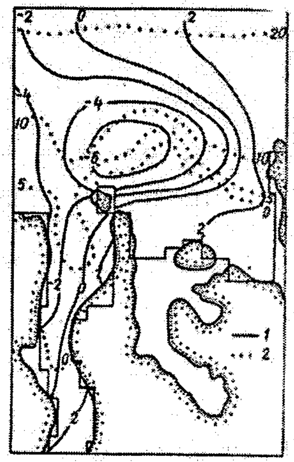


Рис. 3.3. Изменение уровенной поверхности Обского взморья, см (1) и толщины нижнего слоя воды, м (2) [12].

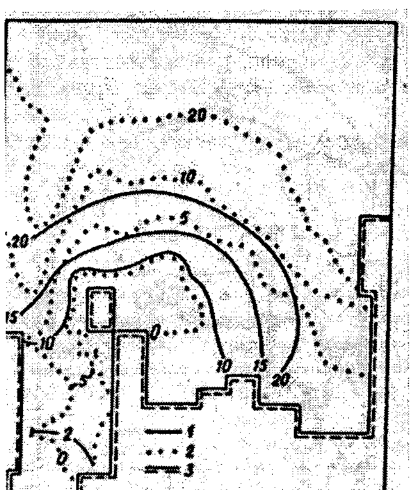


Рис. 3.4. Условная плотность (1) и толщина, м (2) нижнего слоя моря, твердая граница (3) [12].

При моделировании температуры и солености в линзе и за ее пределами решаются уравнения переноса тепла и соли, в которых из-за инерционности процессов приходится учитывать нестационарные составляющие, выделять верхний распресненный слой моря и учитывать изменение его толщины по уравнению типа (3.28). В более упрощенных моделях h определяется по глубине, на которой $R_i = R_{i_{кр}} = 0{,}25$. Выполненное при этих условиях моделирование позволяет получить в целом реальную картину распределения всех гидрологических характеристик. Правда, следует отметить, что приведенные результаты расчетов показывают сглаженные во времени значения, близкие к средним за месяц или декаду. Для получения картины с меньшим сглаживанием надо принимать во внимание такие детали, которые трудно пока смоделировать: вихри, длинные волны, меандрирование течений и т.д.

Несмотря на схематизм моделей из-за слабого знаний процессов взаимодействия речных и морских вод и некоторых других процессов, моделирование дает правильное представление о проникновении морских вод в устьевую область и о распространении речных вод в море. В результате удается провести сравнительную оценку факторов, влияющих на динамику вод, их температуру и соленость. Это дает возможность лучше узнать гидрологический режим области взаимодействия речных и морских вод, которая называется *устьевой областью.*

В связи с тем, что область влияния речных вод зависит от интенсивности стока, в различные сезоны года она сильно меняется по размеру и положению. Наиболее далеко речные воды распространяются в период половодья, когда речной сток максимален. Предлагается морской границей взморья считать среднее многолетнее положение гидрофронта между морскими и распресненными водами в период наибольших расходов речного стока. От крупных рек эта граница находится на расстоянии сотен километров. На ее положение влияют также поверхностные ветровые и стоковые течения. Эта область довольно четко выделяется по картам солености поверхностного слоя вод. В качестве характерного примера может быть представлена средняя картина распространения речных вод в российских арктических морях (рис. 3.5). Совокупность всех устьевых взморий, обладающих общими чертами режима, можно считать одним устьевым регионом.

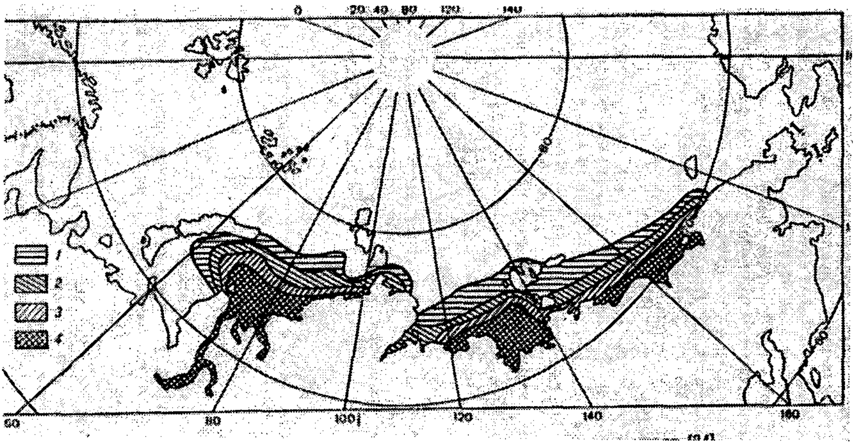


Рис. 3.5. Схема распространения речной воды в некоторых арктических морях [10] 1 – 50–79, 2 – 70–80, 3 – 80–90, 4 –>90%.

4. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ МОРСКОЙ ВОДЫ В РЕКУ

4.1. Математическое моделирование затока морской воды в реку

Во всех реках в большей или меньшей степени проявляется влияние моря. В первую очередь, это динамическое влияние, обусловленное изменением уровня на морском створе реки, вызванное приливами или сгонно-нагонными явлениями. В результате изменяется общий уклон уровня воды в реке, вплоть до обратного в некоторых случаях, и происходит изменение скорости течения, а иногда и его направление. Динамическое влияние моря прослеживается на большие расстояния вверх по течению реки. В р. Амазонке, например, свыше 800 км.

Кроме динамического происходит плотностное влияние моря, при котором плотная морская вода проникает в глубь устьевого участка реки. Основным условием для такого явления служит существование на глубине проникновения морской воды горизонтального градиента давления P, превышающего перепад давления за счет горизонтального градиента уровня.

В узкие эстуарии морская вода может заходить сплошным потоком в придонном слое. Этот слой постепенно становится все тоньше и тоньше, приобретая форму клина. Поэтому часто слой морской воды в эстуарии называют галоклином (рис. 4.1).

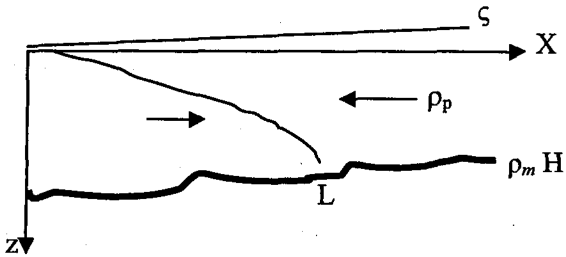


Рис. 4.1. Схема положения галоклина в речном эстуарии. ρ_m ρ_p – плотности морской и речной воды, ς – уровень реки.

В широкие эстуарии морская вода может заходить, прижимаясь к берегу или следовать по приглубым участкам русла (рис. 4.2).

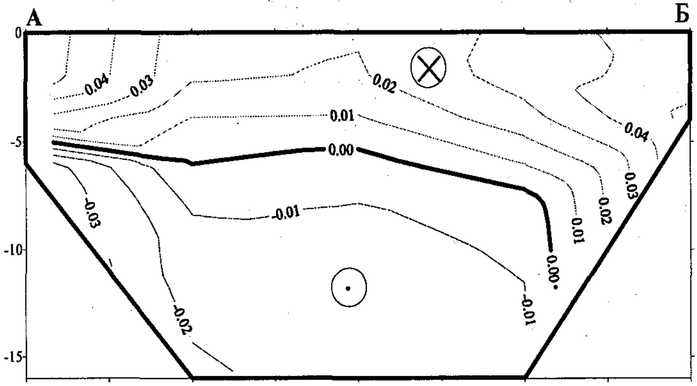


Рис. 4.2. Рассчитанная скорость потока (м/с) на разрезе о. Сибирякова (А) – м. Бражникова (Б) для периода зимней межени [27].

Для учета факторов, влияющих на распространение морской воды, при математическом описании явления должны использоваться, как минимум, три уравнения:

а) движения, в которое входят градиенты уровня и плотности воды $\frac{\partial \xi}{\partial x}$ и $\frac{\partial \rho}{\partial x}$;

б) уравнение диффузии плотности воды или солености и температуры воды, если полагается, что $\rho = f(S,T) \approx \rho_0(1+\beta_s S - \alpha T)$;

в) уравнения неразрывности, из которого определяется наклон уровня.

Различают три пространственных типа моделей:

- одномерные или осредненные по поперечному сечению русла реки;
- двухмерные с осреднением по глубине реки (плановые). Они удобны при хорошо перемешанной воде в эстуарии. Например, когда температура воды T сильно меняется поперек русла. Это имеет место в умеренных и высоких широтах ($T_1 > T_2$ – в период прогрева и $T_1 < T_2$ – в период охлаждения воды);
- двухмерные горизонтально осредненные модели. В настоящее время это наиболее часто используемые модели. Поэтому

следует обратить внимание на некоторые стороны этих моделей и на их основе получить некоторые принципиальные выводы.

Если эстуарий узкий и нет необходимости рассматривать устьевое взморье, то обычно используется одно уравнение движения, описывающее продольную скорость движения без учета ускорения Кориолиса:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial u^2}{\partial x}+\frac{\partial u\upsilon}{\partial y}+\frac{\partial uw}{\partial z}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial z}\kappa\frac{\partial u}{\partial z}+\nabla(K\nabla u). \tag{4.1}$$

Если не учитывать атмосферное давление, то градиент давления в воде представляется в виде

$$\frac{\partial P}{\partial x}=g\int_0^z\frac{\partial\rho}{\partial x}dz-\rho_0 g\frac{\partial\xi}{\partial x}. \tag{4.2}$$

Интегрирование уравнения (4.1) по ширине реки b приводит к уравнению

$$\frac{\partial\tilde{u}b}{\partial t}+\frac{\partial\tilde{u}^2b}{\partial x}+\frac{\partial\tilde{u}\tilde{w}b}{\partial z}=-\frac{g}{\rho_0}\left[b\int_0^z\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}dz+\frac{\partial b}{\partial x}\int_0^z(\tilde{\rho}-\rho_b)dz\right]+\frac{\rho_0}{\rho}g\int_0^b\frac{\partial\xi}{\partial x}dy+$$

$$+b\frac{\partial}{\partial z}\kappa\frac{\partial\tilde{u}}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}\left[K\frac{\partial}{\partial x}\int_0^b u\,dy-Ku_b\frac{\partial b}{\partial x}\right]-K\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_b\frac{\partial b}{\partial x}+K\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_0^b. \tag{4.3}$$

В относительно узких эстуариях уровень и плотность воды поперек русла почти не меняются, поэтому уравнение (4.3) несколько упрощается. Если к тому же из него вычесть уравнение неразрывности, то получится

$$\frac{1}{b}\frac{\partial\tilde{u}b}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial x}+\tilde{w}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial z}=-\frac{g}{\rho_o}\int_0^z\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}dz+g\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}+\frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial z}\left(b\tilde{\kappa}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial z}\right)-\frac{\partial b}{\partial z}\kappa\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_b+$$

$$+\frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial b\tilde{u}}{\partial x}+K\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_0^b. \tag{4.4}$$

Это уравнение позволяет вычислять гидрологические характеристики, осредненные по ширине реки эстуария.

Чтобы получить одномерную модель, в которой гидрологические характеристики меняются только вдоль оси x, надо уравнение (4.4) проинтегрировать от поверхности до дна. При этом получится:

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{Q^2}{A}\right)=-\frac{g}{2\rho_0}\frac{\partial}{\partial x}(\rho_A AH)+gA\frac{\partial H}{\partial x}+gA\frac{\partial \xi}{\partial x}+b_н\left(K\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z}\right)_н+HK\frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_0^b, \qquad (4.5)$$

где $Q=\tilde{u}A$ – поток объема воды (расход); A – площадь сечения реки.

От уравнения Сен Венана оно отличается первым членом правой части, содержащим среднюю по сечению плотность воды ρ_A.

Пока в моделях горизонтальное турбулентное перемешивание не учитывается из-за трудности оценок его коэффициента K. Вдоль направления движения роль турбулентного потока количества движения существенно меньше адвективного переноса этой субстанции, поэтому горизонтальная турбулентность в этом направлении не учитывается. Турбулентное трение вдоль берега должно быть существенным, но в явном виде оно также в уравнениях не фигурирует. Обычно принимается

$$\kappa\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z}\bigg|_н=-\lambda_н|\tilde{u}_н|\tilde{u}_н. \qquad (4.6)$$

Через параметр $\lambda_н$ учитывается все трение, так как обычно $\lambda_н$ подбирается экспериментально до согласования вычисленных и наблюденных скоростей течения.

Для анализа общей зависимости характеристик соленостного клина от различных факторов можно ограничиться установившимся течением:

$$0=-\frac{g}{\rho_o}\int_0^Z\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x}dz+\frac{\partial \xi}{\partial x}+\frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial z}\left(b\tilde{\kappa}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z}\right). \qquad (4.7)$$

Интегрирование от поверхности до Z при напряжении трения $\tau(0)=0$ дает:

$$\kappa\frac{\partial\tilde{u}}{\partial z}=\frac{g}{\rho_o}\int\limits_0^Z(Z-\xi)\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}d\xi-gZ\frac{\partial\xi}{\partial x}. \qquad (4.8)$$

Проинтегрируем еще раз по Z от Z до H:

$$\tilde{u}(z)-\tilde{u}(н)=-\frac{g}{\rho_o\kappa}\int\limits_Z^H\int\limits_0^Z(Z-\xi)\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}d\xi dZ+\frac{g}{2\kappa}\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}(H^2-Z^2). \qquad (4.9)$$

При $Z=0$
$$\tilde{u}(0)=\frac{gH^2}{2\kappa}\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}, \qquad (4.10)$$

т.е. на поверхности течет пресная вода.

Заток морских вод в реку имеет место в том случае, когда первый член правой части (4.9) больше второго. Если уклон уровня большой, то затока морских вод может не быть.

Граница галоклина находится из условия $\tilde{u}(Z)=0$, т.е. это уровень перегиба направления скорости течения:

$$\frac{1}{\rho_0}\int\limits_Z^H\int\limits_0^Z(Z-\xi)\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}d\xi dZ=\frac{1}{2}\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}(H^2-Z^2). \qquad (4.11)$$

Если чисто схематически предположить, что $\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}=\frac{\rho_p-\rho_м}{L}$,

то
$$\frac{\rho_p-\rho_м}{\sigma\rho_0 L}(H^3-Z^3)=\frac{1}{2}\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}(H^2-Z^2), \qquad (4.12)$$

откуда
$$L=\frac{\rho_p-\rho_м}{3\rho_0}\frac{(H^2+HZ+Z^2)}{(H+Z)}\left(\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}\right)^{-1}. \qquad (4.13)$$

При $Z=0$
$$L=\frac{\rho_p-\rho_м}{3\rho_0}H\left(\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}\right)^{-1},$$

при $Z=H$
$$L=\frac{\rho_p-\rho_м}{3\rho_0}\frac{3}{2}H\left(\frac{\partial\tilde{\xi}}{\partial x}\right)^{-1}. \qquad (4.14)$$

Из полученных выражений следует:

1) чем выше соленость морской воды, тем дальше она проникает в устье реки, так как больше градиент плотности;

2) чем больше уклон уровня реки, тем меньше длина галоклина;

3) чем больше глубина реки H, тем больше длина галоклина.

Эти фундаментальные выводы остаются при точном решении, но из-за принятых упрощений количественные характеристики галоклина будут отличаться от оценок по формуле (4.13).

1. В приведенном решении не принято во внимание изменение $\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial x}$ за счет трансформации плотности воды. Чтобы ее учесть, надо ввести уравнение, характеризующее изменение плотности воды. Обычно используют уравнение переноса соли, которое линейно связывают с плотностью воды $\rho = \rho_0(1+\beta_s S)$:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x} + \upsilon\frac{\partial S}{\partial y} + w\frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\kappa\frac{\partial S}{\partial z} + K\nabla^2 S. \qquad (4.15)$$

После осреднения по ширине реки это уравнение приобретает вид

$$\frac{\partial\tilde{S}b}{\partial t} + \frac{\partial\tilde{S}\tilde{u}b}{\partial x} + \frac{\partial\tilde{S}\tilde{w}b}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\kappa b\frac{\partial\tilde{S}}{\partial z} + K\frac{\partial}{\partial x}b\frac{\partial\tilde{S}}{\partial x} - K\frac{\partial S}{\partial x}\bigg|_{b=0}\frac{\partial b}{\partial x} + K\frac{\partial S}{\partial y}\bigg|_0^b. \qquad (4.16)$$

Вследствие отсутствия потока соли через берег и малости турбулентных потоков соли вдоль оси x по сравнению с адвективным переносом соли последние три слагаемых правой части уравнения могут не учитываться и оно упрощается:

$$\frac{\partial\tilde{S}}{\partial t} + \tilde{u}\frac{\partial\tilde{S}}{\partial x} + \tilde{w}\frac{\partial\tilde{S}}{\partial z} = \frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial z}\kappa b\frac{\partial\tilde{S}}{\partial z} \qquad (4.17)$$

2. Полагалось, что градиент уровня известен. На самом деле он является внутренним параметром модели и должен определяться из уравнения неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \qquad (4.18)$$

Интегрирование по глубине и ширине реки дает

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial x} b \int_0^H u dz = \frac{1}{b}\frac{\partial bq}{\partial x}, \qquad (4.19)$$

где $q \equiv \int_0^H u dz$.

3. Не принят во внимание профиль $\kappa(z)$. От него зависит профиль скорости течения и солености, обмен между соленой и речной водой, а в итоге – характер галоклина.

Моделирование показало, что длина галоклина зависит от характера колебаний уровня моря, даже при одном и том же его значении. В уравнениях (4.9) и (4.11) такой зависимости нет, так как уравнения квазистационарны. Полагается, что вся система мгновенно реагирует на уровень и градиент плотности воды.

Характер колебаний уровня моря при малом стоке существенное влияет на L, поэтому знание только среднего уровня на морском створе реки не приводит к правильным результатам. Это означает необходимость учета реальных колебаний уровня моря с достаточно большой заблаговременностью.

В период половодья характер колебаний уровня моря слабо влияет на L.

Форма профиля солености, а следовательно и плотности воды, практически не влияют на дальность распространения морских вод в реку, из-за того, что она входит в уравнение под знаком интеграла. Но значение самой плотности, конечно, важно.

Длина галоклина существенно зависит от правильного задания глубины реки. Так, например, в эстуарии р. Енисей, если H задавать по оси потока, то L больше, чем при среднем по сечению русла H, причем разница в межень достигает 200 км, а в половодье – примерно 25 км. С наблюдениями лучше согласуются результаты моделирования, если используется среднее по сечению H.

Характер изменения расхода реки при его одинаковом среднем значении практически не влияет на L. Результаты расчета при осреднении Q за месяц, по декадам, по пятидневкам приводят примерно к одинаковым результатам. Поэтому не обязательно хорошо знать ход Q во времени, можно пользоваться сглаженными данными.

В изложенной модели использовался непрерывный профиль $\kappa(z)$. По упрощенной модели он имеет двугорбый вид [11]. Требуются натурные эксперименты для проверки такого характера модельного профиля $\kappa(z)$.

Учет вертикальных скоростей, влияющих на вовлечение плотной воды галоклина в верхний слой, вызывает не очень существенные изменения L. В основном W уменьшает L в межень. Повидимому перенос соли вверх в результате турбулентной диффузии играет более заметную роль. Однако эти процессы пока мало изучены и может быть моделируются не очень точно.

Промежуточным классом моделей являются двухслойные, в которых осреднение по вертикали происходит от поверхности до уровня галоклина в одном слое и от галоклина до дна – в другом [14]. При этом на границе галоклина имеет место трение $\tau_i = c_i \rho |v_i| v_i$, где c_i плохо вестно. По разным исследованиям $c_i \sim \mathrm{Re}, \mathrm{Fr}$ ($\mathrm{Re} = \frac{h_i v_i}{x_v}$, $Fr = \frac{v_i}{\sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho} h_i}}$. Например, $c_i = \frac{A}{\mathrm{Re}\,\mathrm{Fr}^2}$, либо просто $c_i = A_1 / \mathrm{Re}$.

При описании процессов в широких эстуариях или в тех случаях, когда необходимо выявить различия в процессах у берега и на стрежне, например, при описании замерзания реки, приходится пользоваться трехмерными моделями [14]. Они еще не вышли из стадии исследовательских, так как громоздки, требуют большого объема машинной памяти, трудны в расчетах на ЭВМ, практически невозможно для них получить исходную информацию, трудно задать текущую информацию. Во многих случаях даже рельеф дна для них трудно задать. Поэтому эти модели имеют исследовательский, а не оперативный характер. Их отличительной чертой является включение в уравнение движения ускорения Кориолиса. Все проблемы горизонтально осредненной модели в них сохраняются, т.е. проблема турбулентности, граничных условий на взморье, которые зависят от речного стока, проблема трения, проблема обмена субстанциями между галоклином и верхней частью потока и т.д. Тем не менее, универсальность таких моделей заставляет ими заниматься.

4.2. Математическое моделирование водообмена в речном эстуарии

В подразделе 3.2 было показано, что речная вода распространяется далеко в море. Это хорошо видно по рис. 3.3 и 3.4. Поэтому условия на морской границе реки не являются независимыми от речного стока и их приходится выносить в море за пределы распространения речной воды. Приходится учитывать законы поведения морской воды на взморье, усложняющих математические модели. Их использование позволяет получать более полное представление об основных чертах гидрологии устьевых взморий.

Учет перечисленных замечаний приводит к системе из стандартных уравнений: движения, неразрывности, температуропроводности и диффузии соли, состояния плотности морской воды, уравнения баланса энергии турбулентности. Они представляют собой трехмерную гидродинамическую модель без упомянутых упрощений для расчета гидрологических процессов на годовой цикл.

Такая система уравнений позволяет вынести область интегрирования в море за границу распространения речной воды. Это обеспечивает независимость граничного условия в море от характеристик речного стока.

В качестве примера трехмерного моделирования использовался Енисейский эстуарий с прилегающими районами Карского моря..Речная граница области моделирования проходит по морскому краю дельты, до которого не доходит морская вода. Морская граница проходит по ареалу распространения речных вод в Карском море 95%-ной обеспеченности. Программа этой модели составлена М.В. Третьяковым, ее алгоритм приведен в его кандидатской диссертации. Он же провел различные модельные эксперименты [27]. В принципе, эта модель может быть использована для воспроизведения полей гидрологических характеристик по любому арктическому эстуарию.

Моделью воспроизводится характерный для арктических эстуариев клин морской воды, проникающий вверх по эстуарию и формирующий зону солоноватых вод. Границы этой зоны имеют сезонную изменчивость под влиянием меняющейся величины речного стока. Наибольшего распространения солоноватые воды достигают к концу зимней межени, а в период половодья выносятся в море, что согласуется с данными натурных наблюдений. Моделирование для лет с различной водностью Енисея (1987 – год со средней водностью, 1985 – маловодный и 1986 – год близкий к многоводному) показало, что в условиях различной водности при исключении влияния явлений синоптического масштаба дальность проникновения интрузии в течение зимней межени достигая предельного значения, остается постоянной. Это обусловлено равновесием сил, вызванных уклоном уровня и горизонтальным градиентом давления. С началом весеннего половодья из-за роста уровня, распространяющегося от вершины эстуария, солоноватые воды начинают выноситься из эстуария со скоростью порядка 3 км/сут.

После спада половодья вынос галоклина под действием сил инерции еще некоторое время продолжается. Затем начинает преобладать сила горизонтального градиента давления и происходит заток соленых вод, сопровождающийся перестройкой термогалинной структуры. Продвижение гидрофронта происходит за более длительный период времени и с меньшей скоростью, обычно не превышающей 1 км/сут. К концу зимы гидрофронт достигает своего максимального положения. Поскольку водность реки обусловлена в основном весенне-летним стоком, то и зависимость дальности продвижения галоклина от водности прослеживается только для этого периода года (рис. 4.3). Такой характер поведения галоклина присущ всем арктическим устьевым эстуариям. Различие состоит лишь в пространственно-временных его характеристиках.

Наличие речного стока в поле действия ускорения Кориолиса приводит к тому, что уровенная поверхность эстуария наклонена не только в сторону моря, но и к левому берегу на величину порядка 2–3 см это отмечалось еще в работе [12]. Скорость потока, вызванная речным стоком из-за действия ускорения Кориолиса больше у правого берега, а в придонных горизонтах, в зоне галоклина, существуют обратные противотечения с максимальными значениями у левого берега, проникающие в глубь эстуария. При этом глубина залегания границы, разделяющей разнонаправленные потоки вследствие действия силы Кориолиса, неодинакова по сечению. Эта граница имеет перекос с наибольшей глубиной залегания у правого берега и наименьшей у левого. Кроме того, глубина залегания этой границы непостоянна и во времени, поскольку в зависимости от расхода реки меняется соотношение баротропной и бароклинной составляющих (рис. 4.2).

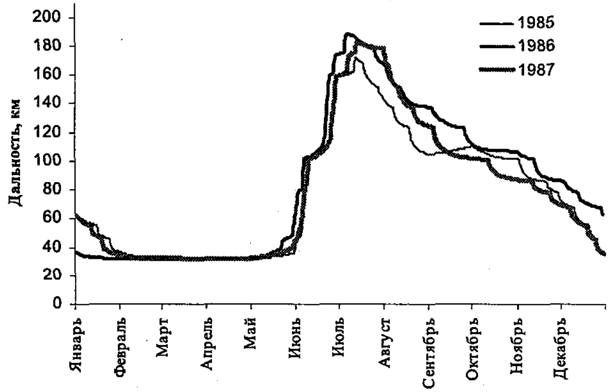


Рис. 4.3. Динамика интрузии морских вод в Енисейский эстуарий в условиях различной водности реки по данным моделирования (за 0 принята речная граница области моделирования).

Поток воды через границу галоклина из его нижней части приводит к тому, что суммарный годовой сток на выходе в море из Енисейского эстуария оказывается больше стока Енисея (на входе в эстуарий), причем на величину примерно постоянную (около 300 км^3) (рис. 4.4). Так как боковая приточность при моделировании не учитывалась, то вся эта разность обусловлена исключительно затоком морской воды в эстуарий. То, что этот заток существует постоянно, даже при максимальном продвижении клина соленой воды в глубь эстуария, говорит о том, что из клина существует направленный перенос воды в пресную часть потока. Там она смешивается с речной водой и выносится обратно в море, т.е. начиная от самой верхней границы галоклина и далее, по всей его протяженности в речной поток поступают его воды, по сути, исполняя роль боковой приточности, только не пресных, а соленых вод. Это находит отражение и в формировании поля скорости выше галоклина. С одной стороны, подток соленой воды уменьшает площадь поперечного сечения для стекающих вод, с другой стороны – он еще является и источником этих самых стекающих вод. Оба эти фактора увеличивают стоковую составляющую скорости потока поверхностного слоя. Это явление присуще для любого эстуария и должно учитываться при формулировке морских граничных условий со стоком рек.

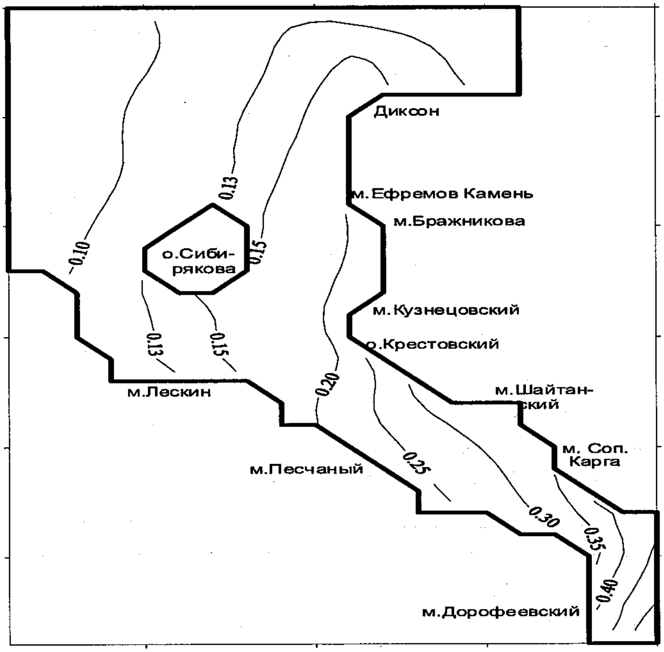


Рис. 4.4. Уклон уровня (м) в эстуарии летом.

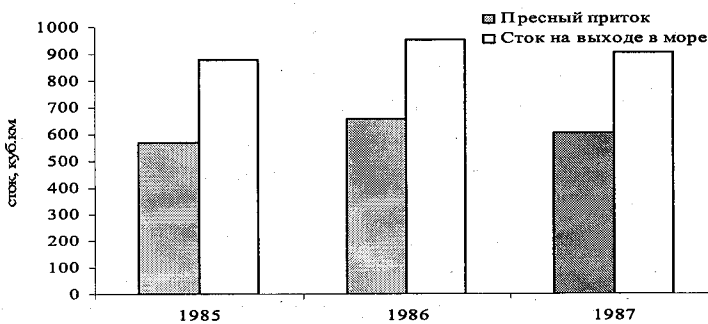


Рис. 4.5. Годовой сток Енисея на выходе в море по данным моделирования.

При численном моделировании гидрологических процессов в эстуарии всегда необходимо иметь представление об их зависимости от вариаций условий на морской и речной границах. К ним в первую очередь следует отнести те, которые происходят из-за изменчивости синоптического масштаба потока воды и уровня на морской границе. В данном случае причины такой изменчивости не рассматриваются, но обычно они обусловлены изменением синоптической ситуации и приводят к нагонам и сгонам воды. Чтобы оценить последствия изменчивости интегрального потока воды, на внешней границе задавался колебательный характер этого потока с периодом 15 суток. Результаты показали, что скорости течения воды меняются с той же периодичностью, что и интегральный поток на границе, но имеет сдвиг по фазе из-за времени добегания. Амплитуда колебаний скорости течения при заданных условиях имеет порядок см/с и вверх по эстуарию она быстро убывает. Модельные эксперименты, проведенные для различных сезонов, показали, что летом эти возмущения, передаваемые за счет горизонтального градиента давления, распространяются до о. Сибирякова (около 270 км от речной границы), а зимой прослеживаются до м. Шайтанский (150 км от речной границы).

В соответствии с колебаниями придонной скорости течения происходят колебания потока соли и солености придонной воды. На общем фоне роста солености из-за затока морской воды происходят колебания солености в фазе с колебаниями скорости придонного течения, т.е. повышение солености происходит при росте скорости течения, а понижение – при уменьшении скорости. Они прослеживаются до расстояния проникновения возмущений течения.

5. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПЕРЕНОСЫ ВОДЫ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

5.1. Влияние граничных условий на результаты расчета вертикальной скорости течения

Существенное изменение глубины и наличие берега приводит к тому, что в шельфовой зоне обычно велики вертикальные составляющие скорости течения. Они играют большую роль в формировании полей температуры и солености воды, в областях подъема воды происходит обогащение верхних слоев моря биогенами. Поэтому в них повышена биологическая продуктивность. В зонах нисходящих потоков воды, как правило, отмечается пониженная биологическая продуктивность. Различна прозрачность вод и насыщенность кислородом в областях восходящих и нисходящих потоков воды. Поэтому эти области привлекают внимание океанологов и биологов моря.

Явления упорядоченных вертикальных перемещений воды обусловлены многими причинами: ветром, подходом или отступлением прибрежного течения, уклоном дна и т.д. В наиболее простом виде схематически это явление можно описать, используя пример ветрового апвеллинга или даунвеллинга. Если в северном полушарии ветер дует вдоль берега, протянувшегося слева от него, то из-за оттока воды от берега компенсация ее происходит в результате поступления к поверхности воды из более глубоких слоев (рис. 5.1). Происходит апвеллинг. Если ветер дует в обратную сторону, то происходит нагон поверхностной воды к берегу и ее опускание, т.е. даунвеллинг.

Чаще всего вертикальная составляющая скорости течения w определяется из уравнения неразрывности, взятом в приближении Буссинеска. При этом используются три метода его решения: интегрирование от поверхности моря до заданной глубины, принимая на поверхности условие "жесткой крышки", т.е. w_0; интегрирование от дна до заданного горизонта; предварительное дифференцирование уравнения неразрывности по вертикальной координате Z и последующее интегрирование с использованием двух граничных условий [1]. Если пользоваться декартовой системой координат, то перечисленные методы определения w приводят к выражениям:

$$w = w_0 - \int_0^z divV dz\,, \qquad (5.1)$$

$$w = w_н - \int_н^z divV dz\,, \qquad (5.2)$$

$$w = \left(1 - \frac{z}{H}\right)\left(w_0 - \int_0^z divV dz\right) + \frac{z}{H}\left(w_н - \int_н^z divV dz\right), \qquad (5.3)$$

где $divV = \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial \upsilon}{\partial y}$; u, υ – составляющие скорости течения по осям координат x и y; $w_н$ – вертикальная составляющая скорости течения у дна ($z = H$).

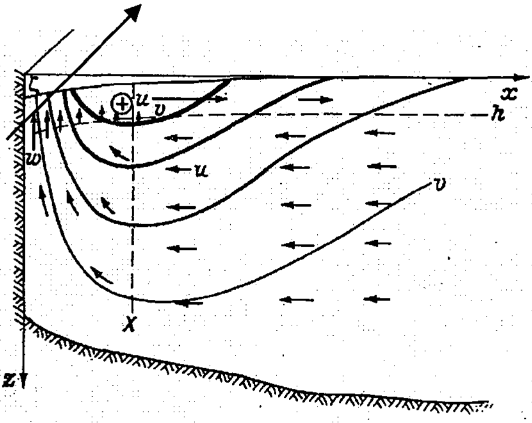


Рис. 5.1. Схема прибрежного апвеллинга.
$V_а$ – направление ветра, ζ – изменение уровня моря, u_0 – поверхностное течение, w – вертикальная составляющая течения

Естественно, что w, вычисленная по перечисленным выражениям, должна быть одинаковой. Однако расчеты показывают, что при граничном условии $w_0 = 0$ вертикальные профили w могут быть различными при одних и тех же значениях дивергенции горизонтальных составляющих скорости течения. В этом можно убедиться, использовав любой произвольный профиль $divV$. В простейшем случае такой профиль находится из уравнения чисто дрейфовой циркуляции, имеющего довольно простое аналитическое решение при постоянных значениях плотности воды ρ и кинематическом коэффициенте турбулентной вязкости κ.

Дрейфовая циркуляция описывается уравнением

$$\frac{d^2C}{dz^2} - 2a^2 iC = \frac{g}{k} Z, \tag{5.4}$$

где $Z = \frac{\partial\varsigma}{\partial x} + i\frac{\partial\varsigma}{\partial y}$ – функция изменений уровня моря;

$$\left.\frac{dC}{dz}\right|_{z=0} = -\frac{\tau_\kappa}{\kappa\rho},\ C(H) = 0 \tag{5.5}$$

здесь $C = u + i\upsilon$, $\tau_\kappa = \tau^x + i\tau^y$, $D^2 = \frac{2\kappa}{f}$, $a = 1/D$; f – параметр Кориолиса, τ – касательное напряжение трения ветра на поверхности моря.

Решение уравнения (5.4) при условиях (5.5) имеет вид

$$C(z) = \frac{D\tau_\kappa sh\left[\frac{(H-z)}{D}\sqrt{2i}\right]}{\kappa\rho\sqrt{2i}ch\left(\frac{H}{D}\sqrt{2i}\right)} - \frac{gZ}{if}\left[1 - \frac{ch(\frac{z}{D}\sqrt{2i})}{ch(\frac{H}{D}\sqrt{2i})}\right]. \tag{5.6}$$

Из этого выражения при неизменной глубине и без учета вариаций уровня моря целесообразно получить

$$\int_\eta^z divVdz = \frac{D^2}{2\rho\kappa(\alpha_3{}^2 + \beta_3{}^2)}\{[\alpha_3(\alpha_2 - \alpha_1) + \beta_3(\beta_2 - \beta_1)]rot\tau +$$

$$+[\alpha_3(\beta_2 - \beta_1) - \beta_3(\alpha_2 - \alpha_1)]div\tau\}, \tag{5.7}$$

где ради краткости записи введены обозначения: $\alpha_j = ch\xi_j \cos\xi_j$, $\beta_j = sh\xi_j \sin\xi_j$, $\xi_1 = a(H - z)$, $\xi_2 = a(H - \eta)$, $\xi_3 = aH$, $j = 1, 2, 3$.

С помощью полученного выражения при различных значениях предела интегрирования η можно вычислить все интегралы в формулах (5.1) – (5.3) и определить по ним $w(z)$.

В качестве примера удобно рассмотреть вертикальный профиль w в циклонической и антициклонической циркуляциях. Если использовать модель Аккерблома для описания напряжения трения (5.2), то

$$\tau_x = -\frac{1}{2a'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\partial P_a}{\partial y}\right);\ \tau_y = -\frac{1}{2a'}\left(\frac{\partial P_a}{\partial x} - \frac{\partial P_a}{\partial y}\right), \qquad (5.8)$$

где P_a – атмосферное давление; a' – параметр a при коэффициенте турбулентности в приводном слое воздуха κ'.

В этом случае

$$rot_z\tau = \frac{\nabla^2 P_a}{2a'},\ div\tau = -\frac{\nabla^2 P_a}{2a'}. \qquad (5.9)$$

Схематично аномалию атмосферного давления в приводном слое воздуха в циклоне можно описать выражением

$$P_a = -P_0 \cos \mu r \qquad (5.10)$$

для $0 \le \mu r \le \frac{\pi}{2}$, где r – расстояние от центра циклона.

На рис. 5.2 представлены результаты расчетов вертикального профиля w в центральной части циклонической циркуляции воды по выражениям (5.1) – (5.3) при τ_0 = 2000 Па, $\mu = 3 \cdot 10^{-6}\text{м}^{-1}$, $\kappa = 10^{-3}\text{м}^2/\text{с}$, k' = 1 м^2/с; H = 50 м для широты 60° С. При расчетах принято $w_0 = 0$, $w_н = 0$.

В случае антициклонической циркуляции при тех же параметрах картина вертикальных профилей w зеркальна приведенной на рис. 5.2. С удалением от центральной части круговорота происходит лишь уменьшение абсолютных значений вертикальной скорости без изменения общей картины ее вертикального профиля.

Из рис. 5.2 и 5.3 видно принципиальное различие решений по трем методам. Поскольку при ровном дне естественным является условие "прилипания", из которого следует $w_н = 0$, то метод интегрирования уравнения неразрывности при задании $w_0 = 0$ приводит к профилю w, который не соответствует природным условиям. Это объясняется тем, что принятое граничное условие $w_0 = 0$ может не соответствовать фактическому значению:

$$w_0 = w_н - \int_н^0 div V dz\,, \qquad (5.11)$$

которое следует из уравнения неразрывности в форме (5.2). Если в выражениях (5.1) и (5.3) использовать вместо $w_0 = 0$ формулу (5.11), то все три изложенных подхода приводят к одному и тому же результату, описываемому выражением (5.2) (кривая 2 на рис. 5.2 и 5.3).

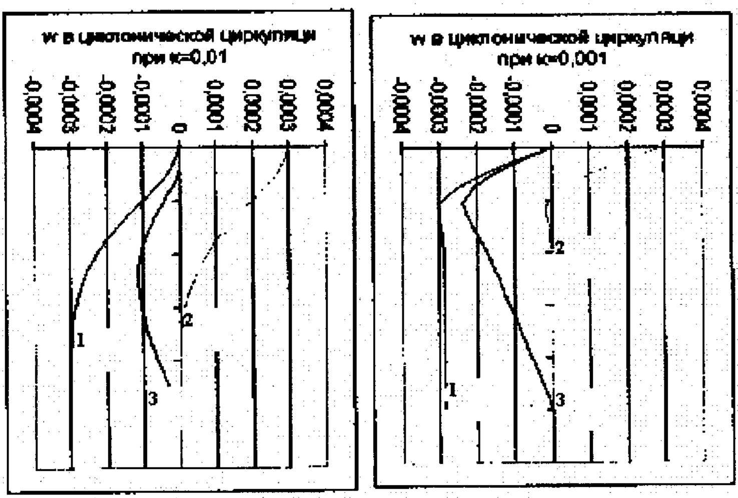


Рис. 5.2. Вычисленные вертикальные профили w в центральной части циклонического круговорота.
1 – по формуле (5.1) при $w_0 = 0$; 2 – по формуле (5.2) при $w_н = 0$;
3 – по формуле (5.3) при $w_0 = w_н = 0$.

Поскольку переход от выражений (5.1) и (5.3) к выражению (5.2) при учете w_0 в форме (5.11) не зависит от влияния плотности на горизонтальную дивергенцию скорости течения, то полученный вывод справедлив для реального моря. Пример с однородным по плотности течением использован лишь для получения аналитического решения, свободного от вычислительных ошибок.

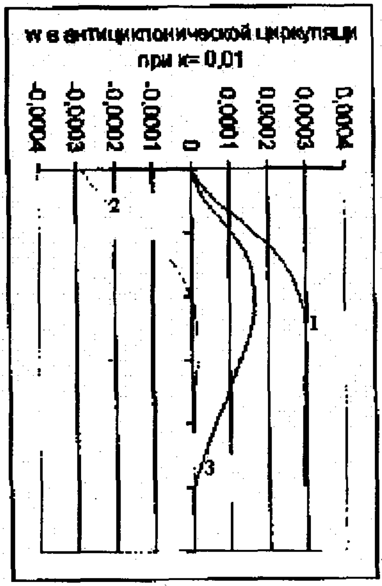


Рис. 5.3. Вычисленные вертикальные профили w в центральной части антициклонического круговорота.
1 – по формуле (5.1) при $w_0 = 0$; 2 – по формуле (5.2) при $w_н = 0$;
3 – по формуле (5.3) при $w_0 = w_н = 0$.

5.2. Влияние уклона дна на вертикальную скорость течения

Рассмотренный принцип определения вертикальной составляющей скорости течения зависит только от вергенции горизонтальных скоростей течения. В настоящее время пока чаще всего при определении вертикальной составляющей скорости течения используется уравнение неразрывности. Из него для ровного дна получается выражение (5.7). Если существует уклон дна, то формула оказывается более сложной. В частности, для определения w_0 она имеет вид

$$w_0 = w_н + \frac{gD}{2f}\Big[(B-A)(\xi_{xx}+\xi_{yy})+\xi_y(A_x+B_x+B_y-A_y)+$$

$$+\frac{\tau^x(b_x+a_y)+\tau^y(b_y-a_x)+a(\tau_y{}^x-\tau_x{}^y)+b(\tau_x{}^x+\tau_x{}^x)}{\rho f(a^2+b^2)}-$$

$$-\xi_x(B_x-A_x-A_y-B_y)+2(\alpha_y\xi_x-\alpha_x\xi_y)\Big]+$$

$$+\frac{2}{\rho f}\frac{\tau^x(a^2a_y+abb_y+aba_x+b^2b_x)}{(a^2+b^2)^2}+\frac{\tau_x^y-\tau_y^x}{\rho f}+$$

$$+\frac{2}{\rho f}\frac{\tau^y(aba_y+b^2b_y-a^2a_x+abb_x)}{(a^2+b^2)^2}, \qquad (5.12)$$

где $a = ch\alpha\cos\alpha$; $b = sh\alpha\sin\alpha$; $\alpha = H/D$; $A = \dfrac{th\alpha(1+\mathrm{tg}^2\alpha)}{1+th^2\alpha\mathrm{tg}^2\alpha}$;

$B = \dfrac{\mathrm{tg}\alpha(1-th^2\alpha)}{1+th^2\alpha\mathrm{tg}^2\alpha}$; нижние индексы у параметров формулы (5.12) обозначают дифференцирование по этому индексу.

Если дно ровное, то члены с нижними индексами пропадают и оказывается, что вертикальная скорость возникает только в случае пространственного изменения напряжения трения ветра или изменения уклона уровня. Это соответствует выводу (5.7). Наличие уклона дна приводит к тому, что вертикальная скорость существует и при однородном поле ветра или уровню моря. Если, например, ветер дует вдоль берега, протянувшегося вдоль оси y, а уклон дна направлен вдоль оси x, то из выражения (5.12) следует:

$$w_0 = w_н + \frac{gD}{2f}\Big[(B-A)(\xi_{xx}+\xi_{yy})+\xi_y(A_x+B_x)+\xi_x(B_x-A_x)-2\alpha_x\xi_y\Big]-$$

$$-\frac{\tau^y a_x}{\rho f(a^2+b^2)}+\frac{2\tau^y a(bb_x-aa_x)}{\rho f(a^2+b^2)^2}. \qquad (5.13)$$

При больших или малых значениях H/D это выражение существенно упрощается, но зависимость вертикальной скорости от уклона дна сохраняется.

Расчеты по выражениям (5.12) и (5.13) могут производиться только в том случае, если известно поле уровня в пределах шельфа, которое получается либо посредством наблюдений, либо в результате решения общей задачи течений, изложенной в разделе 2. Существует также много упрощенных моделей апвеллинга, в которых используются различные упрощения описания процесса, позволяющие получить выражение для w, зависящее только от внешних факторов. Например, если уровень моря постоянен, то вертикальная скорость w_0 зависит только от напряжения трения ветра и уклона дна [формулы (5.12) и (5.13)]. Существуют модели, описывающие характерные черты апвеллинга по нормальному сечению к берегу. В нем каких-либо уклонов уровня вдоль берега нет, а уклоны типа ξ_x или ξ_{xx} могут быть определены приближенно, как показано в разделе 2 или другими упрощенными способами.

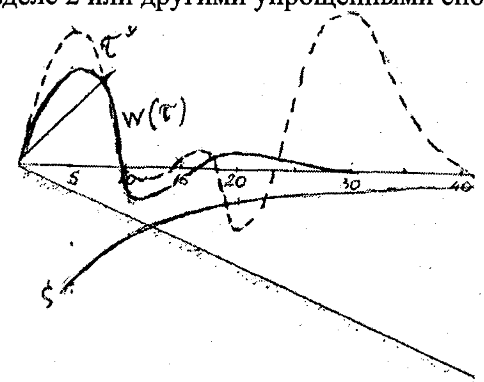


Рис. 5.4. Изменение вертикальной скорости течения
в зависимости от уклона дна.

На рис. 5.4 значения изменений вертикальной скорости за счет ветра на порядок меньше, чем за счет уровня моря. При этом для лучшей визуализации рисунка уровень моря линеаризирован формулой

$$\zeta_x = \frac{\tau^Y}{gH\rho}. \qquad (5.14)$$

Поскольку даже при однородном поле ветра уровень в шельфовой зоне из-за уклона дна меняется, как показано в выражении

(5.14), то апвеллинги могут меняться по интенсивности, чередоваться с даунвеллингами и менять свое положение. Это хорошо видно на рис. 5.5 по распределению температуры поверхности моря.

б)

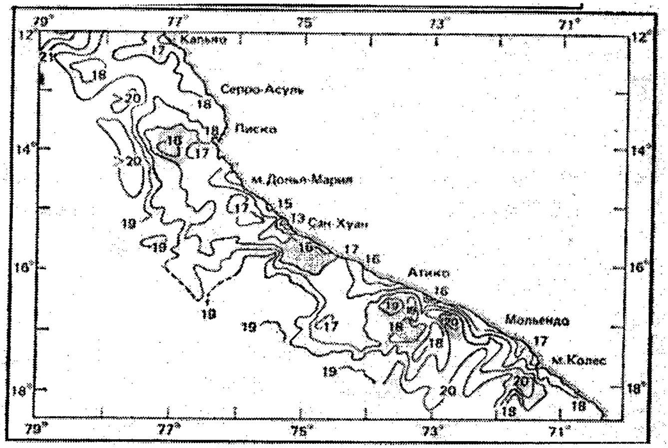


Рис. 5.5. Температура поверхности океана Перуанского шельфа 28–30 мая 1974 г. [1].

В большинстве слагаемых выражений (5.12) и (5.13) в качестве сомножителей входят производные от глубины, т.е. уклоны дна. Это свидетельствует о том, что с увеличением уклона дна возрастает и вертикальная скорость.

Если пользоваться при выводе формулы полными потоками и, как и ранее, считать берег ровным, направленным вдоль осу Y, а уклон дна постоянным по нормали к нему, то при постоянном напряжении трения ветра вдоль оси Y, получается выражение, характеризующее связь между полными потоками и уклоном дна:

$$\left(1+\delta^2\right)\left(V_x-U_y\right)-2\alpha H_x\left[U\left(1-\delta^2\right)+2\delta V\right]=\frac{2\alpha H_x}{f}\left[\frac{\tau_0^y}{\rho}\left(\delta^2-1\right)+\frac{gH_x}{2\alpha}\left(\delta^2-\delta-1\right)\right], \quad (5.15)$$

при $\delta=1+2\alpha H$.

Из этого выражения следует, что в зоне с наклонным дном существует завихренность полного потока, даже при постоянном напряжении трения ветра. Если же уклона дна нет, то и завихренность потока при тех же условиях отсутствует. Далее по дивергенции полного потока определяется вертикальная скорость. Она несколько отличается от вычисляемой по формуле (5.2) из-за отсутствия явного учета здесь эпюры Экмана.

5.3. Влияние стратификации плотности на вертикальную скорость течения

Стратификация плотности моря влияет не только на горизонтальную скорость течения. В принципе, горизонтальные градиенты плотности воды могут быть одинаковыми при различной вертикальной плотностной стратификации. Чтобы учесть влияние последней на w необходим такой подход к ее определению, чтобы в итоговое выражение входила бы плавучесть. В простейшем случае для решения такой задачи могут быть использованы линеаризованные уравнения движения, из которых вычтено уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - f\upsilon = -\frac{1}{\rho_c}\frac{\partial P'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial u}{\partial z}\right), \tag{5.16}$$

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_c}\frac{\partial P'}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial \upsilon}{\partial z}\right), \tag{5.17}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_c}\frac{\partial P'}{\partial z} + g' + \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial w}{\partial z}\right), \tag{5.18}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{5.19}$$

где $P' = P - P_c$ – отклонение давления от гидростатического; $g' = g\dfrac{\rho - \rho_c}{\rho_c}$ – плавучесть.

Из этих уравнений следует исключить трудноопределяемую величину P'. Для этого уравнение (5.16) дифференцируется по x, уравнение (5.17) – по y и результаты суммируются

$$\frac{\partial D}{\partial t} - f\Omega = -\frac{1}{\rho_c}\nabla_г^{\,2} P' + \frac{\partial}{\partial z}\kappa\frac{\partial D}{\partial z}, \tag{5.20}$$

где $D=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial \upsilon}{\partial y}$, $\Omega=\frac{\partial \upsilon}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}$, $\nabla_г^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

Далее уравнение (5.20) дифференцируется по z, а к уравнению (5.18) применяется оператор $\nabla_г^2$, затем из одного уравнения вычитается другое:

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla_г^2 w=\nabla_г^2 g'+\frac{\partial^2 D}{\partial z\partial t}-f\frac{\partial\Omega}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\left[\kappa\frac{\partial^2\nabla_г^2 w}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\kappa\frac{\partial D}{\partial z}\right]. \quad (5.21)$$

Или с учетом того, что $\frac{\partial w}{\partial z}=-D$, получается

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla_г^2 w=\nabla_г^2 g'-f\frac{\partial\Omega}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\left[\kappa\nabla_г^2 D+\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial D}{\partial z}\right)-\frac{\partial D}{\partial t}\right]. \quad (5.22)$$

В отличие от уравнения неразрывности в этом выражении вертикальная составляющая скорости течения зависит от плавучести. Если поля плавучести и горизонтальной скорости известны, то известна вся правая часть уравнения (5.22). Это позволяет рассчитать поле w.

Краевые условия для уравнения (5.22) могут определяться из соображения, что около берегов роль плотностной стратификации из-за малых глубин обычно невелика, и поэтому здесь w могут быть вычислены из уравнения неразрывности. Начальные значения w пока не удается определить без каких-то гипотез, поэтому решение уравнения (5.22) целесообразно проводить относительно $\frac{\partial w}{\partial t}$. После этого в зависимости от характера изменения во времени ускорения вертикальной скорости можно выдвинуть какие-то соображения о начальном поле w.

По изложенной модели были составлены нестационарные уравнения полных потоков без нелинейных слагаемых, по которым были вычислены поля интегральных функций тока для разных шагов по времени для выяснения реальности устойчивости решения. Затем на всех горизонтах были далее также вычислены горизонтальные течения и согласуемая с ними вертикальная компонента [15]. Полученные поля горизонтальных течений не противоречат точке зрения В.В. Тимонова, изложенной в климатическом сборнике и основанной на натурных измерениях.

Поскольку течения обусловлены лишь полем плотности, можно трактовать вертикальную компоненту, направленную вниз как конвективное опускание более плотной воды Баренцева моря в котловину Бассейна, хотя, безусловно, накладывает свой отпечаток инерция движения водной массы. Для подтверждения сказанного на рис. 5.6 и 5.7 приводятся поля вертикальных скоростей, рассчитанных К.Р. Куншенко [15] по изложенному способу.

Рис. 5.6. Вертикальная скорость на горизонте 5 м. Заштрихованная область соответствует ее опусканию.

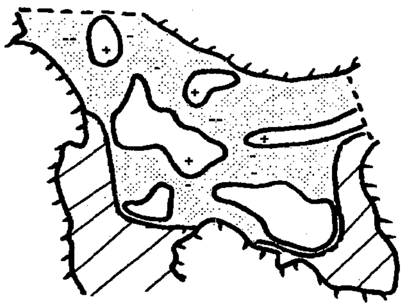


Рис. 5.7. Вертикальная скорость на горизонте 40 м $Z = 40$ м.

Видно, что область опускания располагается прежде всего полосой у северного берега, т. е. в районе затока струи, а также в районе вышеуказанного антициклонического круговорота.

Поля вертикальных скоростей для разных горизонтов качественно мало отличаются друг от друга, что может свидетельствовать о едином характере опускания в трехмерном пространстве поступающей водной массы. Значения вертикальных скоростей находятся в пределах от $10^{-5} - 10^{-6}$ м/с до 10^{-4} м/с. Наибольшая интенсивность опускания (значения модуля вертикальной скорости 10^{-4} м/с отмечены значками + или –) имеет место в центральной части Бассейна в районе свала глубин 100–200 м. В районе соединения Горла и Бассейна, где формируется стоковое противотечение хорошо выделяется область циклонического вращения, с характерным для нее подъемом вод. В центре моря, в месте, отмеченном двумя минусами, она еще на один порядок больше.

Для сравнения данного метода с традиционным способом вычисления вертикальной компоненты через дивергенцию горизонтальных составляющих течения приводится рис. 5.8.

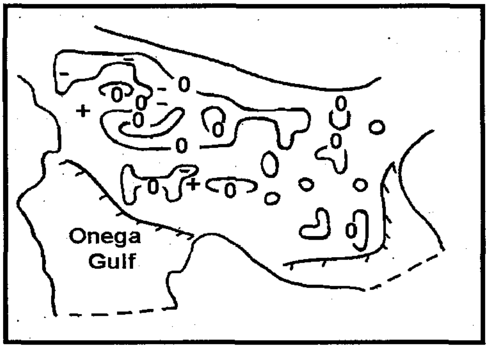


Рис. 5.8. Вертикальные перемещения воды на горизонте 40 м.

Видна пятнистость положения областей вертикальной циркуляции с разными знаками, обусловленная, в основном, малой точностью определения w по дивергенции горизонтальных скоростей. На рис. 5.8 хаотичность распределения зон подъема и опускания не позволяет построить распределение с применением изолиний, не столь необходимое, однако, для качественной оценки. В отличие от последнего, рис. 5.6 и 5.7 позволяют более последовательно и яснее, с точки зрения объяснения вертикальных движений, описать опускание плотной воды, затекающей из Горла, по ходу их распространения. Отличие результатов рассмотренных методов состоит и в диапазоне вариаций модуля вертикальной скорости, различающегося на целый порядок для данного приведенного расчета.

Анализ влияния стратификации на вертикальную скорость можно осуществить по полученной формуле, если ее сильно упростить.

Если не учитывать роль интенсивности турбулентного перемешивания и считать процесс стационарным, тогда уравнение существенно упрощается. Если затем его проинтегрировать по вертикали от дна до некоторого горизонта z при условии, что на дне $w = 0$, то получается выражение

$$\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{\overline{U}}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}-2\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial x}\right)+\frac{\overline{V}}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial y}-2\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial y}\right). \qquad (5.23)$$

Отсюда можно получить приближенную формулу для оценки влияния стратификации на вертикальную составляющую скорости течения:

$$w_z=-\int_H^z \frac{\overline{U}}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}dz-\int_H^z \frac{\overline{V}}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial y}dz. \qquad (5.24)$$

5.4. Влияние берега на вертикальное движение воды

При изучении закономерностей циркуляции вод в шельфовой зоне следует иметь в виду, что уклон уровня моря меняется по мере удаления от берега, влияя на вдольбереговые течения. В свою очередь, неоднородность горизонтальных течений вызывает соответствующие вертикальные перемещения воды, которые компенсируют отток поверхностных вод при их дивергенции или ликвидируют избыток вод при их конвергенции.

Выше было рассмотрено влияние на вертикальную скорость течения уклона дна и плотностной стратификации. При оценке влияния берега на w необходимо принимать во внимание направление и скорость ветра, создающего дивергенцию или конвергенцию воды в поверхностном слое моря. Приближенно такую оценку можно провести, полагая процесс стационарным, а берег прямолинейным. Если направить ось y вдоль него, то скорость течения без учета изменений уровня моря может быть описана уравнением

$$k\partial^2 C/\partial z^2+K\partial^2 C/\partial x^2=ifC, \qquad (5.25)$$

где K – коэффициент горизонтальной турбулентности.

При такой формулировке задачи считается, что на морской границе пограничного слоя шельфа течение переходит в геострофическое, а на берегу (x = 0) имеет место условие непротекания, т.е. $C=0$. Поскольку рассматривается влияние ветра на циркуляцию, то на поверхности моря выполняется условие

$$k\partial C/\partial z = -\tau_k/\rho, \quad (5.26)$$

где τ_k – поверхностное напряжение ветра в комплексной форме.

Считается, что за пределами экмановского слоя происходит затухание дрейфовой скорости.

Если, ради упрощения решения задачи, прибрежный пограничный слой считать приглубым и проинтегрировать уравнение (5.25) по вертикали, перейдя к полному потоку *M*, то получается выражение

$$K\partial^2 M/\partial x^2 - ifM = -\tau_k/\rho. \quad (5.27)$$

Если необходимо учесть дениveляцию уровня моря, то в правую часть уравнения необходимо добавить слагаемое $gh\varsigma$, зависящее от толщины пограничного слоя и изменения уровня моря в форме, указанном в уравнении (5.4).

Решение уравнения (5.27) при упомянутых граничных условиях имеет вид

$$M = \{1 - \exp[-(1+i)x/X]\} i\tau_k/f\rho. \quad (5.28).$$

где $X = \sqrt{2K/f}$.

Если течение вдольбереговой черты не меняется, то из уравнения неразрывности следует

$$w_0 = \int_0^\infty \frac{\partial u}{\partial x} dz. \quad (5.29)$$

Правая часть этой формулы находится из решения (5.28), если в нем выделить нормальную к берегу составляющую полного потока *M* и продифференцировать ее по *x*. Тогда при неизменном по пространству напряжении трения ветра получается

$$w_0 = \frac{\exp(-x/X)}{f\rho X}\left[\tau_y\left(\cos\frac{x}{X} + \sin\frac{x}{X}\right) + \tau_x\left(\cos\frac{x}{X} - \sin\frac{x}{X}\right)\right]. \quad (5.30)$$

В данной системе координат, при которой берег находится с левой стороны и ось *x* направлена от него в сторону моря, ветер от берега ($\tau_y > 0, \quad \tau_x > 0$) приводит к стоку воды, в результате чего возникает апвеллинг $(w_0 < 0)$. Скорость восходящего потока воды уменьшается с увеличением расстояния от берега по экспоненте. При обратном направлении ветра создается нисходящее движение воды, скорость которого также уменьшается с расстоянием от берега (рис. 5.1). Если берег находится с правой стороны от моря в данной системе координат, то при сохранившихся направлениях касательного напряжения ветра картина вертикальных движений воды меняется на обратную, как и знак правой части формулы (5.30).

В изложенной схеме прибрежной циркуляции не рассмотрено одновременное изменение уровня моря и обусловленная им вертикальная скорость. Его роль оценена была выше в подразделе 5.2, когда оценивалось влияние уклона дна на прибрежную циркуляцию воды.

Результат совокупного влияния всех рассмотренных факторов может быть представлен при расчетах по довольно сложной математической модели, которые к настоящему времени имеются. Но в качественном отношении изложенный характер влияния отдельных факторов на вертикальную скорость течения не меняется, хотя количественные значения w несколько различаются, хотя бы из-за нелинейных эффектов. Большие различия могут быть, если природа вертикальных движений отличается от рассмотренной выше. Например, вдольбереговое течение и обусловленные им вертикальные движения в районе перуанского шельфа вызваны, в основном, крупномасштабными внутренними волнами, а не местным ветром. Это же относится и к большинству других крупномасштабных районов с большими вертикальными движениями воды в околоконтинентальных областях Мирового океана. Несмотря на широкое распространение в них вдольбереговых течений, мощные переносы воды в них имеют другую природу. В основном они представляют собой звенья общей циркуляции океана и обусловлены не столько напряжением преобладающего ветра, сколько бароклинными эффекетами. Их ширина существенно больше, чем соответствующего шельфа, и вызванные ими упорядоченные вертикальные перемещения масс воды располагаются часто не столько в пределах шельфа, сколько за ним. Так, например, апвеллинги в районах Калифорнийского и Перуанского течений распространяются далеко за пределы узких шельфов. Также обширны апвеллинговые области, созданные Канарским, Гвинейским и Бенгельским течениями у западных берегов Африки, где шельф узкий и глубины за ним большие. В Индийском океане относительно небольшая область устойчивого прибрежного апвеллинга находится в районе Западно-Австралийского течения.

Все перечисленные обширные области апвеллинга расположены у западных побережий материков, где преобладает дивергенция течений. В западной периферии океанов происходит глобальное конвергирование течений, объясняемое β-эффектом. По-видимому, в шельфовой зоне этих частей океанов можно ожидать преобладание нисходящих вертикальных движений.

В качестве примера апвеллинга, связанного с ветром, следует отметить сезонный подъем вод в районе Сомалийского течения и в Аравийском море, происходящий при развитом юго-западном муссоне. Такие же явления имеют место в азиатских морях Тихого океана. Колебания солености в фазе с колебаниями скорости придонного течения, т. е. повышение солености происходит при росте скорости течения, а понижение – при уменьшении скорости. Они прослеживаются до расстояния проникновения возмущений течения.

6. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕНОСТИ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

6.1. Взаимодействие пограничных слоев атмосферы и океана в шельфовой зоне

Воды шельфового региона находятся под сильным воздействием материка и океана. С материка поступает континентальный воздух с соответствующими свойствами и речные воды. Поступающий с суши воздух в пределах шельфа еще не успевает приобрести свойства морского и интенсивно обменивается с подстилающими водами теплом, в результате чего изменяется температура как воздуха, так и воды. Естественно, что это влияние наиболее заметным образом проявляется в пограничных слоях этих сред. Циркуляция воды в шельфовом регионе сопровождается обычно значительными вертикальными переносами воды. При апвеллинге они выносят к поверхности холодные воды, сформировавшиеся часто за пределами шельфа. Нисходящие же движения переносят с поверхностной водой локальные свойства, сформировавшиеся в шельфовой зоне, в глубокие слои шельфа и за его пределы.

Из-за теплового и опресняющего влияния материка в шельфовом регионе имеют место более значительные, чем в открытом океане горизонтальные контрасты температуры и солености. Поэтому здесь горизонтальная адвекция также заметным образом влияет на изменения температуры и солености воды.

Зависимость изменений температуры и солености воды от всех потоков тепла и соли выражается уравнениями теплопроводности и диффузии соли. Их для наглядности удобно представить в проинтегрированном для некоторого слоя h виде.

Воздействие атмосферы на шельф осуществляется через радиационный баланс $Б$, турбулентные потоки явной $Ф_а$ и скрытой $Ф_н$ теплоты, а также через поток воды в виде осадков, речного стока и талой воды $M_{ж}$. Аналитическая связь изменений температуры и солености воды со всеми перечисленными потоками тепла и влаги в упомянутых уравнениях представляется в виде:

$$\int_0^h c\rho\frac{\partial T}{\partial t}dz = Б + Ф_а + Ф_и - c\rho\left(wT - \kappa\frac{\partial T}{\partial z}\right)_h - c\rho\int_0^h \nabla_г(vT - K\nabla_г T)dz, \qquad (6.1)$$

$$\int_0^h \rho\frac{\partial S}{\partial t}dz = -S_0\frac{\partial M_{ж}}{\partial t} - \rho\left(wS - \kappa\frac{\partial S}{\partial z}\right)_h - \rho\int_0^h \nabla_г(vS - K\nabla_г S)dz. \qquad (6.2)$$

Потоки энтальпии и соли в выделенный слой от нижележащих слоев происходят как в виде упорядоченных вертикальных, так и турбулентных потоков. Последние слагаемые уравнений характеризуют горизонтальные адвективные и турбулентные потоки энтальпии и соли. В шельфовой зоне изменение радиационного баланса по нормали к берегу в общем невелика, если нет существенного изменения облачности и ширина зоны не настолько велика, как, например, в Северном Ледовитом океане. Турбулентные потоки явной и скрытой энтальпии могут существенно меняться при наличии апвеллинга, также при движении воздуха с берега. Об этом можно судить по данным наблюдений температуры подстилающей поверхности в пределах береговой зоны и температуры прилегающего к ней слоя воздуха (рис. 6.1).

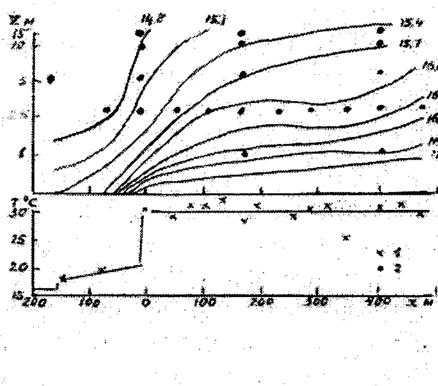


Рис. 6.1. Вертикальный температурный разрез в окрестностях береговой черты [2].
1 – температура подстилающей поверхности,
2 – место измерений температуры воздуха.

Из рисунка следует, что большое различие в температурах поверхности суши и моря приводит к существенному изменению температуры воздуха над ними, хотя меняется и температура воды в результате термического взаимодействия соприкасающихся сред. Изменения температуры воздуха более заметны из-за его малой объемной теплоемкости.

Быструю подстройку температуры воздуха под температуру воды постоянно приходится принимать во внимание при использовании данных береговых метеорологических наблюдений для решения различных гидрологических проблем прибрежной зоны морей. Это, в частности, послужило основой для разработки теории трансформации прилегающих слоев воздуха и воды. Согласно одной из таких теорий, изложенной в [21] существует четкая зависимость температуры воздуха и верхнего квазиоднородного слоя моря в прибрежной зоне от его толщины и интенсивности теплообмена с атмосферой. Она может быть проиллюстрирована рис. 6.2 [10].

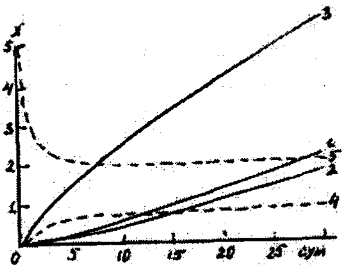


Рис. 6.2. Относительные изменения температуры воздуха и воды при толщине квазилогарифмического слоя атмосферы $h_1 = 100$ м, коэффициенте турбулентной температуропроводности в нем $\kappa_1 = 5$ м^2/с и коэффициенте турбулентной температуропроводности под квазиоднородным слоем моря $\kappa_2 = 1$ см^2/с.

$1 - h_0 = 5\text{м},\quad \chi = \frac{\delta T_0}{Q}(\text{сут.});\quad 2 - h_0 = 10\text{м},\quad \chi = \frac{\delta T_0}{Q}(\text{сут.});\quad 3 - h_0 = 5\text{м},\quad \chi = \frac{\delta T_{2\text{м}}}{Q}(\text{сут.});$

$4 - h_0 = 5$ м, $\chi = T_0{}^\circ$C; $5 - h_0 = 5$ м, $\chi = T_{2\text{м}}{}^\circ$C.

На рисунке линиями 1 и 2 показан характер и величина изменений относительной температуры верхнего квазиоднородного слоя моря толщиной 5 и 10 м соответственно, а линией 3 – изменение относительной температуры воздуха на высоте 2 м. Линиями 4 и 5 показаны результаты расчетов температуры воды и воздуха для гипотетического случая первоначально изотермических атмосферы и моря с начальной разностью температур в 10° С. Считалось также, что изменение температуры обеих сред происходит только за счет теплообмена между ними. Оба приведенных рисунка показывают, что при ветре с берега температура воздуха и воды в прибрежной полосе быстро меняются, а затем эти изменения ослабевают. В пределах прибрежной зоны эти изменения оказываются существенными. Поэтому данные береговых метеорологических станций нельзя без корректировки распространять даже на близлежащие водные пространства.

В пределах шельфа особенно сильное влияние на формирование полей солености и температуры оказывает речной сток, приводящий к существенному понижению солености поверхностного слоя вод. Вблизи крупных рек оно достигает 10–15 ‰ на расстоянии порядка 10^2 км. Очень заметно понижение солености воды в сторону материка в пределах арктического шельфа, где опреснение происходит не только в результате речного стока, но и за счет таяния морского льда (рис. 6.3).

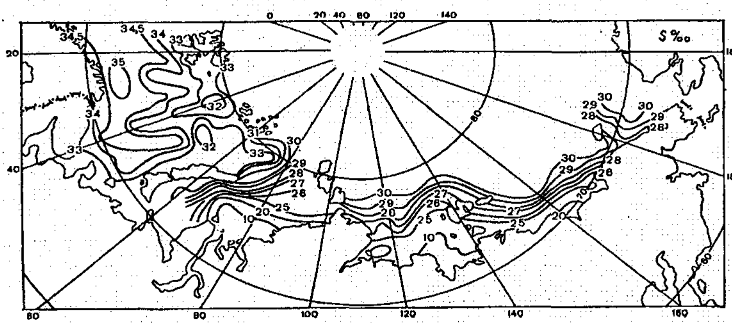


Рис. 6.3. Соленость поверхностного слоя арктических морей летом [8].

При этом образуется четко выраженный сравнительно тонкий в несколько метров хорошо перемешанный слой воды. Ниже него формируется галоклин с перепадом в несколько десятых промилле, а то и до промилле на 10 м глубины.

Как правило, в таких условиях слой однородности по вертикали температуры совпадает со слоем однородной солености, а термоклин совпадает с галоклином (рис. 6.4), причем термоклин также хорошо выражен. Это объясняется пониженным турбулентным перемешиванием из-за большой плотностной устойчивости воды, обусловленной совместным влиянием галоклина и термоклина.

В тех районах шельфа, где нет речного стока и талых вод изменения солености и температуры воды в пределах шельфа существенно меньше отмеченных. Они в основном обусловлены осадками и апвеллингами. Тем не менее, и в этих условиях в результате вынужденной или свободной конвекции обычно формируется верхний неоднородный по вертикали слой. Только в штилевую погоду летом он может днем отсутствовать. Поэтому как некая статистическая режимная характеристика верхний квазиоднородный слой переменной толщины *h* в пределах шельфовой зоны имеет место.

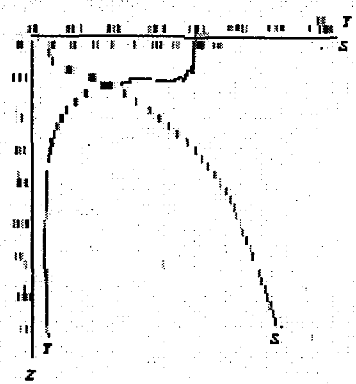


Рис. 6.4. Характерные вертикальные профили температуры и солености воды летом в пределах северного шельфа с большим речным стоком (Белое море).

Турбулентные потоки тепла и соли через термоклин и галоклин очень сильно зависят от вертикальных градиентов температуры и солености в них: чем они больше, тем потоки меньше. Поэтому в районах шельфа с большим речным стоком, где под квазиоднородным слоем существует резкий скачок плотности воды эти потоки тепла и соли оказываются пониженными.

Летом поток тепла от атмосферы в значительной степени поглощается в верхнем слое моря, нагревая его, особенно ближе к теплой суше. Зимой же тонкий верхний слой быстрее теряет тепло, и его температура становится тем ниже, чем он тоньше.

6.2. Математические модели формирования ВКС в шельфовой зоне

Неизменность по вертикали в некотором слое температуры и солености, что видно из рис. 6.4, является свидетельством того, что в этом слое развито турбулентное перемешивание. Оно имеет место как при устойчивой плотностной стратификации, так и при неустойчивой, когда происходит конвективное перемешивание. Если не воспроизводить вертикальную циркуляцию воды в турбулентных струях и связанных с ними изменения температуры и солености воды, то на основании интегральной теории запас энтальпии на $i + 1$ момент времени в слое h_{i+1} определится соотношением (6.3).

$$\int_0^{h_{i+1}} c\rho_{ш+1} T_{i+1} dz = \int_0^{h_i} c\rho_i T_i dz + \int_{h_i}^{h_{i+1}} c\rho T dz + \Psi_T, \qquad (6.3)$$

где второе слагаемое характеризует запас энтальпии в слое h_i, третье слагаемое h_{i+1} – приток энтальпии в квазиоднородный слой в случае его заглубления от h_i до h_{i+1}, последнее слагаемое выражает приток энтальпии в квазиоднородный слой за счет теплообмена с атмосферой, нижележащими слоями воды и горизонтальной адвекции за период времени $\Delta t = t_{i+1} - t_i$. По сути, это выражение характеризует баланс тепла столба воды единичной площади выделенного слоя.

Аналогичным образом составляется уравнение баланса соли такого же столба воды, где последнее слагаемое характеризует поток соли между водой и атмосферой, нижележащими слоями воды и горизонтальной адвекции за аналогичный период времени Δt.

$$\int_0^{h_{i+1}} \rho_{i+1} S_{i+1} dz = \int_0^{h_i} \rho_i S_i dz + \int_{h_i}^{h_{i+1}} \rho S dz + \Psi_S. \qquad (6.4)$$

Чтобы избавиться от интегралов в уравнениях балансов тепла и соли предполагается, что в пределах глубины $h_i < z < h_{i+1}$ температура и соленость меняются по глубине линейно, т.е.

$$T(z) = T_i + \Gamma_T (z - h_i) \qquad (6.5)$$

$$S(z) = S_i + \Gamma_S (z - h_i). \qquad (6.6)$$

При малых Δt и, следовательно, малых Δh, такая аппроксимация может быть достаточно точной. Кроме того, плотность воды можно вынести из-под знака интеграла. В этом случае из уравнений (6.1) и (6.2) при использовании аппроксимации (6.5) и (6.6) следует:

$$T_{I+1} = T_i + \Gamma_T 0{,}5\left(h_{i+1} - 2h_i + h_i^2 / h_{i+1}\right) + \frac{\Psi_T}{\rho h_{i+1}}. \qquad (6.7)$$

$$S_{I+1} = S_i + \Gamma_S 0{,}5\left(h_{i+1} - 2h_i + h_i^2 / h_{i+1}\right) + \frac{\Psi_S}{\rho h_{i+1}}. \qquad (6.8)$$

Если ВКС формируется за счет конвективного перемешивания, то его нижнюю границу можно определить исходя из равенства плотности перемешанного слоя и фактического распределения плотности. Это можно записать, если пользоваться линеаризированным уравнением состояния

$$\rho_0\left[1 - \alpha T_{i+1} + \beta S_{i+1}\right] = \rho_0\left\{1 - \alpha\left[T_i + \Gamma_T\left(h_{i+1} - h_i\right)\right] + \beta\left[S_{ii} + \Gamma_S\left(h_{i+1} - h_i\right)\right]\right\}. \qquad (6.9)$$

Из трех последних формул следует:

$$h_{i+1} = \sqrt{h_i^2 + \frac{2\left(\beta\Psi_S - \alpha\Psi_T\right)}{\rho\left(\beta\Gamma_S - \alpha\Gamma_T\right)}}. \qquad (6.10)$$

В случае вынужденной конвекции, при которой квазиоднородный слой формируется в основном под действием течений и волн, а архимедова сила стремится уменьшить распространение перемешивания, формула меняется. Исходным уравнением при этом является уравнение баланса энергии турбулентности, проинтегрированное в пределах квазиоднородного слоя. В простейшем квазистационарном случае оно имеет вид

$$\int_0^h \left[\overline{u'w'}\frac{d\bar{u}}{dz} + \overline{v'w'}\frac{d\bar{v}}{dz} - \frac{g}{\rho}\overline{\rho' w'} - \frac{d}{dz}\left(\overline{b'w'}\right) \right] dz = \int_0^h \varepsilon dz\,, \qquad (6.11)$$

где первые два слагаемых характеризуют действие динамической силы, перемешивающей воду, третье слагаемое выражает действие архимедовой силы, а четвертое – диффузию энергии турбулентности. В правой стороне уравнения фигурирует диссипация энергии турбулентности.

Если динамическая сила определяется дрейфовым течением, то интегрирование дает

$$G_v = u_0 u_{*0}^2 + v_0 v_{*0}^2 - u_h u_{*h}^2 - v_h v_{*h}^2\,, \qquad (6.12)$$

где u_*, v_* – динамические скорости по соответствующим координатам на поверхности и на глубине h.

Интегрирование третьего слагаемого уравнения (6.11) приводит к выражению

$$G_A = \frac{gh}{2\rho}\left(\Phi_{\rho 0} + \Phi_{\rho h} - w_h \Delta\rho\right). \qquad (6.13)$$

Здесь кроме потоков плотности на верхней $\Phi_{\rho 0}$ и нижней $\Phi_{\rho h}$ границах ВКС введено слагаемое $w_h \Delta\rho$, характеризующее вовлечение подстилающей плотной воды в ВКС, если происходит его углубление, т.е. $w_h = \frac{dh}{dt} > 0$. При этом уменьшается градиент плотности, что способствует углублению ВКС.

Интегрирование последнего слагаемого левой части уравнения (6.11) приводит к разности потоков энергии турбулентности на границах ВКС $G_b = B_0 - \overline{b'w'}\,\big|_h$. На поверхности этот поток B_0 в основном генерируется при опрокидывании и разрушении волн. Поэтому он будет максимальным в зонах разрушения волн, т.е.

в областях их опрокидывания и около берега. Если не принимать во внимание спектр волнения, высоту волн и глубину, то чаще всего B_0 записывается в виде формулы

$$B_0 = C_a \rho_a V^3 / \rho\,, \tag{6.14}$$

где C_a – безразмерный параметр.

Еще более трудно определяемой характеристикой является скорость диссипации энергии турбулентности ε_v. В большинстве моделей он определяется либо по полуэмпирическим формулам [9], либо из уравнения диссипации энергии турбулентности, которое содержит несколько эмпирических параметров. Формулы для расчета ε_v, в которые входят напряжение трения ветра, либо сам ветер, не очень годятся для зоны шельфа, поскольку перемешивание воды, а следовательно, и диссипация энергии турбулентности в значительной степени зависят от волнения и его разрушения. От берега до границы разрушения волн $L = \dfrac{h}{\alpha\gamma}$, где волновое перемешивание простирается до дна, принимается, что на единицу длины волны λ скорость диссипации определяется по эмпирической формуле [20].

$$\varepsilon_v = \frac{1}{4} B_2 g \rho \frac{\hbar^2}{\tau\lambda}\,, \tag{6.15}$$

где $\hbar$, λ и τ – высота, длина и период волн; B_2 –эмпирический коэффициент.

Из перечисленных уравнений следует

$$h = \frac{2\rho}{g} \frac{\left(G_v + G_b - \varepsilon_v\right)}{\left(\Phi_{\rho 0} + \Phi_{\rho h} - w_h \Delta\rho\right)}. \tag{6.16}$$

К сожалению, мало фактического материала имеется для проверки расчетных значений температуры, солености и глубины распространения вынужденной и свободной конвекции. Больше имеется материалов по глубине распространения последней. В частности, по наблюдениям в Карском море в осенний период на рис. 6 5. приведено сопоставление расчетных и наблюденных h.

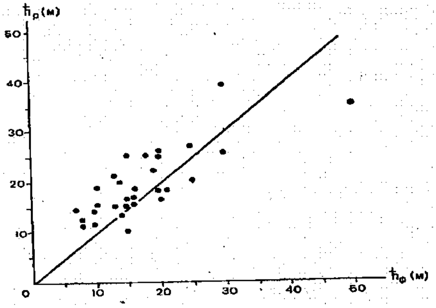


Рис. 6.5. Сопоставление расчетных $h_р$ и наблюденных $h_ф$ глубин конвекции в Карском море.

Глубина распространения конвекции очень сильно зависит от плотностной стратификации подстилающего слоя воды: чем она больше, тем меньше h. В прилегающих к материковому побережью районах моря, где сток рек приводит к опреснению поверхностных вод, толщина слоя конвекции значительно меньше, чем в областях адвекции соленых вод (рис. 6.6).

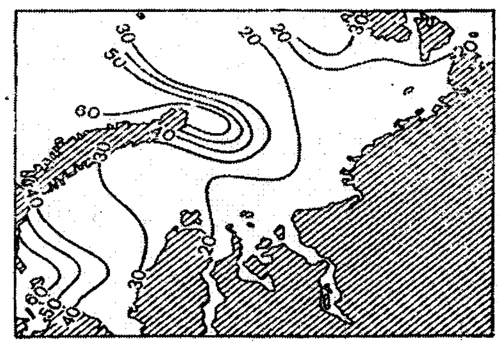


Рис. 6.6. Расчетные значения толщины слоя конвективного перемешивания (м) на момент ледообразования.

Видно, что по мере удаления от материка из-за уменьшения плотностной стратификации вод шельфа увеличивается глубина перемешанного слоя воды.

Влияние турбулентных потоков тепла и соли существенно слабее, чем вертикальной адвекции, но при интенсивном перемешивании в результате штормов или приливов может образовываться вертикальная изотропность как температуры, так и солености воды.

Влияние горизонтальной адвекции тепла и соли на изменение температуры и солености весьма существенно. Примером этому может служить распространение опресненной воды в горизонтальном плане (рис. 6.3). Зона этой воды оконтуривается стоковым фронтом с градиентами солености, достигающими 1 ‰ на 100 м [28]. Градиенты температуры в таких фронтах не так резко выражены из-за обычно интенсивного теплообмена с атмосферой. Часто фронты отделяют хорошо перемешанную по вертикали водную массу от устойчиво стратифицированной. Обычно для оценки перемешанности воды используется соотношение потенциальной и кинетической энергии:

$$Г = \frac{g(H-h)\Phi_\rho}{|U^3|\rho}, \qquad (6.17)$$

где Φ_ρ – вертикальный поток массы; U – придонная скорость течения.

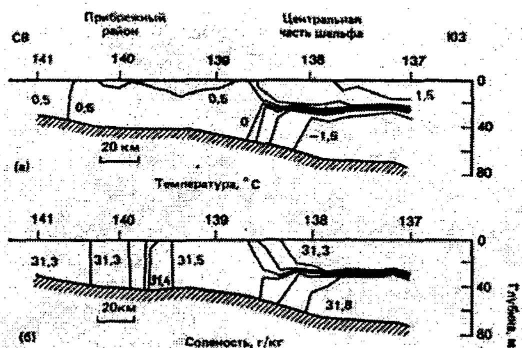


Рис. 6.7. Распределение температуры и солености поперек фронта в Бристольском заливе Берингова моря в июне 1976 г. [1].

Если $Г < 10^{-3}$, то водная масса оказывается практически однородной по вертикали. В районе прибрежного гидрологического фронта происходит специфическое распределение изотерм и изогалин. В термоклине и галоклине они расположены близко к горизонтальному направлению, а в зоне фронта изгибаются вверх и вниз. Примером может служить приведенный в работе [1] рисунок распределения температуры и солености воды в Бристольском заливе Берингова моря (рис. 6.7). Видно, что в перемешанной зоне из-за вертикальной однородности изотермы и изогалины располагаются близко к вертикальному направлению.

Такие фронты довольно устойчивы, так как плотностные течения около них направлены вдоль фронта и не разрушают его.

В выражении (6.7), как и в (6.8), толщина трансформируемого слоя воды входит в знаменатели последнего слагаемого. Это означает, что изменение солености и температуры верхнего выделенного слоя происходит тем быстрее, чем он тоньше. Это общая закономерность, характерная как для шельфовых, так и для океанических вод. Теплообмен верхнего слоя вод в шельфовой зоне с атмосферой обычно более интенсивный, чем с подстилающими водами. Поэтому термическая трансформация этого слоя воды происходит в основном за счет первого фактора.

6.3. Изменение температуры и солености воды в зоне апвеллинга

В приведенных формулах влияние нижних вод на верхние учтено только через турбулентные потоки соли и тепла. Между тем, отмечено, что вертикальная адвекция соли и тепла также меняют температуру и соленость поверхностного слоя воды. Это особенно заметно в районах апвеллингов, где поверхностная вода оказывается более соленой и холодной по сравнению с окружающей. Если оценивать изменение солености и температуры воды только за счет вертикального перемещения воды, то можно записать

$$\frac{\partial T}{\partial t} = w\frac{\partial T}{\partial z}, \qquad (6.18)$$

где вертикальная скорость считается положительной, если вода перемещается снизу вверх.

Ради простоты полагается, что на горизонте H температура воды известна и постоянна во времени $T_н$, а начальное вертикальное распределение температуры линейное:

$$T(0,z) = T_0(z) = T_н + (T_{00} - T_н)\left(1 - \frac{z}{H}\right), \qquad (6.19)$$

где $T_{00} = T(0,0)$.

При этих условиях решение (6.18) имеет вид

$$T(t,z) = T_0 - (T_{00} - T_н)\frac{wt}{H}, \text{ для } t < \frac{H-z}{w}. \qquad (6.20)$$

При больших t температура воды во всей толще стремится к ее значению на горизонте H, т.е. к $T_н$.

Потоки тепла и соли к нижней границе слоя также зависят от вертикальной скорости. В зонах апвеллинга температура воды ниже окружающей до 8–10°. В этих же апвеллингах контраст солености поднявшейся воды с окружающей достигает 4,5 ‰.

Таблица 6.1

Характерные контрасты температуры и солености в районах апвеллингов[28]

	Орегонский	Ю.-Африканский	Бразильский	Канарский	Перуанский
$\lvert\Delta T\rvert$, °C	8	8–10	6–10	5	5–7
$\lvert\Delta S\rvert$, ‰	4,5	1,5	1,0	1,0	0,1–0,3

Эти контрасты температуры и солености существуют не все время, а только в периоды апвеллинга от нескольких суток до нескольких десятков суток. Размеры таких аномалий составляют 10–30 миль по ширине шельфа и тянутся с разрывом вдоль него, часто завися от конфигурации берега.

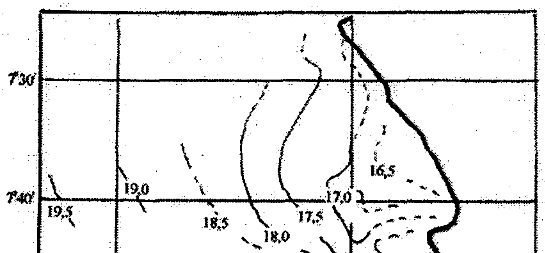


Рис. 6.8. Понижение температуры в районе апвеллинга [28].

Итак, из формулы (6.20) видно, что изменение температуры воды в зоне апвеллинга тем больше, чем интенсивнее подъем воды и больше начальный перепад температуры между поверхностными и подстилающими слоями воды (рис. 6.7). Абсолютно таковы же закономерности изменения солености в районах апвеллинга.

7. ОСОБЕННОСТИ ЛЕДЯНОГО ПОКРОВА В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

7.1. Общие закономерности формирования и динамики льдов в шельфовой зоне

В учебниках "Физика океана" и "Динамика океана" представлены основные закономерности роста, таяния и дрейфа льда. В общем они присущи всем замерзающим морям, но региональные особенности все же существуют и накладывают отпечатки из-за изменчивости роли отдельных факторов. Общие представления о них даны в учебнике "Региональная океанология".

Как и везде, вода начинает замерзать при понижении температуры поверхностного слоя T_0 до температуры замерзания $\theta(S)$. Скорость понижения T_0 зависит от толщины слоя конвекции h и потоков тепла на верхней Φ_0 и нижней Φ_h границах слоя конвекции. Если нет адвекции, то

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{\Phi_0 + \Phi_h}{c\rho h}. \qquad (7.1)$$

Но шельфовый регион мелкий. Кроме того, во многих участках шельфа из-за речного стока $S < 24{,}7$ ‰, т.е. вода солоноватая и свободная конвекции до замерзания не развивается. Поэтому вследствие того, что $\Phi_0 < 0$ и малого или отсутствующего Φ_h, происходит быстрое понижение T_0 до θ. Зависимость $\Delta t = t - t_{\text{замер}}$ от h отчетливо проявляется (рис. 7.1).

Рисунок составлен по данным гидрологических станций, выполненных в различных районах арктического шельфа в разные годы.

Несмотря на разные гидрометеорологические условия станций, видно, что чем меньше толщина слоя конвекции, тем быстрее слой выхолаживается и тем раньше происходит образование льда.

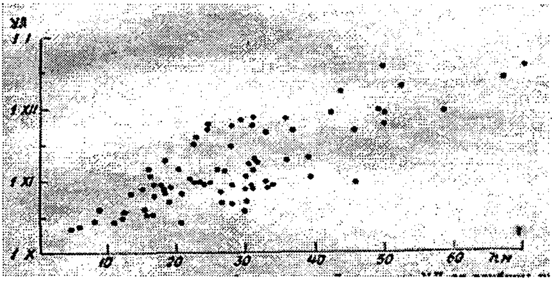


Рис. 7.1. Зависимость сроков устойчивого образования льда (УЛ) в пределах арктического шельфа от глубины распространения конвекции.

Осенью материк охлаждается быстрее, чем море, поэтому из-за адвекции холодного воздуха $|\Phi_0|$ в шельфовой зоне больше, чем над открытым морем. Это также приводит к тому, что в шельфовой зоне лед появляется раньше, чем в районе бровки. Это подтверждается наблюдениями появления заберегов около берегов.

Рост толщины льда является следствием того, что в уравнении теплового баланса льда приток тепла к его нижней поверхности меньше оттока тепла в воздух. Компенсация этого дефицита тепла происходит за счет фазовых преобразований воды, т.е. за счет выделения тепла при образовании новых порций льда. Поэтому из уравнения теплового баланса следует

$$\frac{dI}{dt} = \frac{-1}{L_к \rho_л}(Б + \Phi_a + \Phi_и + \Phi_I), \qquad (7.2)$$

где I – толщина льда; $L_к$, $\rho_л$ – теплота кристаллизации и плотность льда соответственно; $Б$ – радиационный баланс; Φ_I – поток тепла между водой и нижней поверхностью льда; Φ_a – турбулентный теплообмен между льдом и воздухом; $\Phi_и$ – затраты тепла на испарение.

В шельфовой зоне из-за мелководья Φ_I либо мало, либо вообще отсутствует, поэтому лед в береговой зоне обычно толще, чем в мористой части. В устьевых районах, где существует галоклин с более низкой T, чем θ оказывается, что $\Phi_I < 0$. Например, в устьях Оби, Енисея. Это еще существеннее влияет на рост толщины льда. Величина такого прироста толщины I небольшая (10–

20 см за год), но, тем не менее, толщина льда в устьевых областях может быть больше, чем на взморье.

Величина стоявшего слоя льда в принципе описывается формулой (7.2). В шельфовом регионе $\Phi_a > \Phi_{a_{\text{моря}}}$, так как материк весной прогревается быстрее, чем море. Из-за прибрежного загрязнения *Б* в шельфовой области несколько больше, чем над морем, поэтому в шельфовой зоне таяние льда начинается обычно раньше, чем в открытом море, еще при отрицательных температурах воздуха –1,2 … –1,3° С.

Чрезвычайно большое влияние на таяние льда оказывает речной сток. Весной температура речной воды выше, чем морской. Она распространяется по поверхности и непосредственно контактирует со льдом. Это приводит к большому значению потоку Φ_I, который может быть оценен по простейшей формуле, пропорционально разности температур, скорости течения *V*, объемной теплоемкости воды и коэффициенту теплообмена $c_{\text{т}}$

$$\Phi_I = c\rho c_{\text{т}} V(T - \theta). \qquad (7.3)$$

Именно этот поток приводит к образованию "очагов таяния". Образуются участки открытой воды, в которые ветром заносится лед, создавая в соседних участках открытую воду. Там начинает таять лед и т.д., т. е. "очаг таяния" расширяется, и сплоченность льда *N* может быть оценена по формуле Н.Н. Зубова:

$$N = 1 - (1 - N_0)\exp\left(\frac{1}{L_{\text{к}}\rho_{\text{л}}} \int_0^t \frac{\Phi_P}{I} d\varsigma\right), \qquad (7.4)$$

где Φ_p – поток тепла на участок открытой воды между льдинами; N_0 – начальная сплоченность льда.

Это воспроизведено на рис. 7.2, где хорошо заметны вычисленные участки открытой воды и льда различной сплоченности.

Термические факторы учитываются и используются при активном воздействии на лед. Увеличивая Φ_I, удается уменьшить или вообще растопить лед. Этим пользуются в портах. Увеличивая *Б* за счет уменьшения *А*, удается ускорить таяние льда. Чрезвычайно большие особенности в динамике льда создаются береговой чертой, мелководьями и островами. В первую очередь из-за препятствия движению льда в береговой зоне образуется неподвижный лед – припай. Некоторые оценки по его ширине можно получить, считая, что лед взламывается тогда, когда напряжение трения τ_a оказывается сопоставленным с прочностью растяжения:

$$\tau_a L = \sigma_{\text{раст}} I . \qquad (7.5)$$

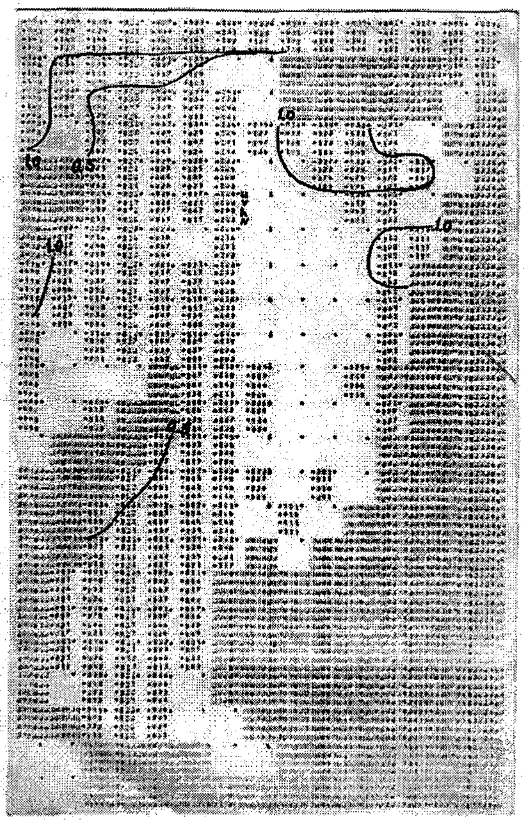


Рис. 7.2. Толщина и сплоченность льда в Карском море на начало августа. Изолинии – сплоченность льда в долях 1.

Если взлом льда происходит за счет изгиба, который создается колебаниями уровня, то

$$\tau_w L = \zeta E_{изг}. \tag{7.6}$$

В пределах восточной части Карского моря и моря Лаптевых, а также в Восточно-Сибирском море приливные колебания уровня не превышают 0,3 м, а сгонно-нагонные изменения уровня моря после установления на нем ледяного покрова практически полностью отсутствуют, то такие условия благоприятствуют образованию здесь обширной зоны припая. При характерных прочностных характеристиках льда и напряжений трения длина припая здесь может превышать 10^2 км.

Образованию припая способствуют о-ва Северной Земли и Новосибирские и специфические особенности течений.

Припай устанавливается не с момента образования льда. Молодые формы льда дрейфуют под действием ветра и течений, но по мере их утолщения, увеличения прочности и накопления масс льдов они упираются в берега и мелководные банки, перестают двигаться и смерзаются. В дальнейшем за счет большей скорости роста тонкого льда, чем толстого, происходит выравнивание толщины льда.

Наибольшей толщины, превышающей 2 м, припай достигает в Восточно-Сибирском море. Такой рост льда происходит из-за низкой температуры воздуха зимой, малого снежного покрова и отсутствия подтока тепла из воды по льду. Толщина припая в морях Карском и Лаптевых находится в пределах от 1,5 до 2 м.

Велика площадь неподвижного льда в пределах Канадского архипелага. В других районах шельфа полоса припая существенно меньше, но практически во всех замерзающих морях он существует.

Характерной особенностью ледового режима многих участков шельфовой зоны следует считать существование заприпайной полыньи (рис. 7.3). Этим термином называют часть площади моря, в которой преобладает вынос льда. Поэтому в ней возникают участки открытой воды, которые снова покрываются льдом. Это приводит к тому, что в пределах заприпайной полыньи встречаются как участки открытой воды, так и льды разных возрастных форм, но в среднем в ней толщина, возраст и концентрация льдов меньше, чем за ее пределами.

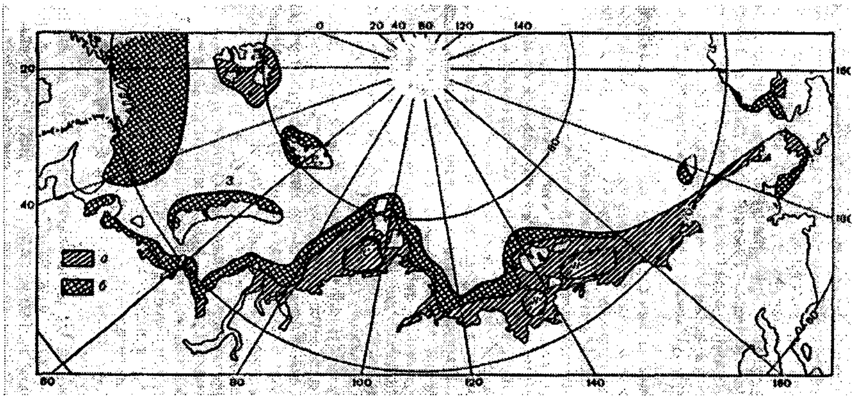


Рис. 7.3. Распространение припая в евразийских морях СЛО.
а – припай, *б* – заприпайная полынья. Внутри припая оконтурены массивы льда.

Ширина полыньи варьирует от километра до сотни километров в зависимости от направления и интенсивности ветра

Большую опасность для прибрежных сооружений, особенно для трубопроводов, представляют стамухи – скопления льда, осевшие на дно, а затем при нагоне воды, оторванные от дна и начавшие дрейфовать. Поскольку осадка у них большая, то двигаясь, они могут пропахивать дно, разрывая все, что там зарыто. Поэтому всегда проводится исследование наличия стамух, рассматривается их наиболее вероятное движение и приходится трубопроводы зарывать глубже глубины пропахивания стамухами.

Аналогична роль айсбергов, попадающих в шельфовую зону. Дрейф тех и других рассматривается как дрейф одиночной льдины, но с большой осадкой:

$$M\frac{d\vec{V}_л}{dt}=\sum\vec{F}_i=\int\limits_П \kappa_1\rho_1\frac{\partial\vec{w}}{dz}\bigg|_{z=0} dП+\int\limits_0^L\int\limits_0^I\left\{C_2\rho\left|V(z)-V_л\right|\left(\vec{V}(z)-\vec{V}_л\right)\right\}dz\,d\ell-$$

$$-2M\left(\vec{\omega}\times\vec{V}_л\right) \qquad (7.7)$$

или в проекциях на декартовые оси координат:

$$M\frac{du_л}{dt}=\int\limits_{dП}\kappa_1\rho_1\frac{\partial u}{dz}\bigg|_{z=0} dП+\int\limits_0^{L_y}\int\limits_0^I\left\{C_2\rho\left|u(z)-u_л\right|\left(u(z)-u_л\right)\right\}dz\,dy+2Mf\upsilon_л\,;$$

$$M\frac{d\upsilon_л}{dt}=\int\limits_{П}\kappa_1\rho_1\frac{\partial\upsilon}{dz}\bigg|_{z=0}dП+\int\limits_0^{L_x}\int\limits_0^{I}\left\{C_2\rho\left|\upsilon(z)-\upsilon_л\right|\left(\upsilon(z)-\upsilon_л\right)\right\}dzdx-2Mfu_л, \quad (7.8)$$

где C_2 – коэффициент трения между водой и льдом.

Можно и в первых слагаемых заменить градиенты скорости ветра через разности скорости ветра и льдины. Эта процедура ничем не отличается от используемых для обычной льдины. Только возвышение льдины в этом случае большое и следует учитывать нормальное напряжение ветра.

В настоящее время проблемой дрейфа айсбергов и стамух усиленно занимаются перед проработкой проектов по сооружению нефтегазодобывающих вышек на шельфе и трубопроводов от них. Например, Штокмановское и Ямальское месторождения.

Берег имеет большое значение при расчетах дрейфа льда в качестве граничного условия. В сами уравнения дрейфа льда вводятся дополнительные слагаемые, учитывающие напряжения во льду σ, возникающие при сжатии:

$$\frac{\partial u}{\partial t}-f\upsilon=\frac{1}{\rho_1 I}(\tau_{1x}+\tau_{2x})-\chi(N-N_к)\left(\frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y}\right)\frac{1}{\rho_1 I}; \quad (7.9)$$

$$\frac{\partial\upsilon}{\partial t}+fu=\frac{1}{\rho_1 I}(\tau_{1y}+\tau_{2y})-\chi(N-N_к)\left(\frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial\tau_{yy}}{\partial y}\right)\frac{1}{\rho_1 I}, \quad (7.10)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t}=-divN\vec{V}, \quad (7.11)$$

где τ_1 и τ_2 – напряжения на верхнюю и нижнюю поверхности льда.

Поскольку последние слагаемые уравнений (7.9) и (7.10) оказывают влияние на движение льда только после достижения некоторой критической концентрации льдин ($N_к$), то в уравнениях фигурирует функция χ, равная 1 при $(N-N_к)>0$ и равная 0 при меньшей концентрации льдин. Обычно принимается $N_к = 0{,}7$. Составляющие напряжений во льду в самом простом случае считаются пропорциональными скоростям движения льда или силам, вызывающим дрейф льда. Более подробное изложение внутренних напряжений в ледяном покрове представлено в работе [18].

Поскольку нормальная составляющая скорости движения льда при ветре на берег или припай равна нулю на их границе, то в соответствии с уравнением неразрывности (7.11) около них происходит рост концентрации льда. Если окажется $(N - N_к) > 0$, то, как следует из уравнений (7.9) и (7.10), скорость нажимного дрейфа льда уменьшается. При достижении критического значения нормальных напряжений сжатия порядка 10^5 Па происходит разрушение льда в виде торошений. В этом случае нормальная к берегу скорость движения льда убывает до нуля.

При отжимном ветре на границе с берегом нормальная скорость дрейфа льда также остается равной нулю и, если нет смерзаемости льда с берегом, т.е. лед не припайный, то в соответствии с уравнением (7.11) происходит уменьшение концентрации льда, которое влияет на скорость его дрейфа.

При нажимном ветре критическое напряжение распространяется на некоторое расстояние от берега, создавая зоны сжатия. В них лед торосится, приводя к увеличению средней толщины льда:

$$\tilde{I} = I(N-1)\,. \tag{7.12}$$

При отжимном ветре часто образуются вдоль берега участки открытой воды. Они могут быть как сразу вдоль берега из-за условия $N = 0$ при отжимном ветер, но могут быть и за припаем, если считать, что лед может взломаться только при достижении определенного прочностного предела.

Важной особенностью ледяного покрова в шельфовых районах является образование ледяных массивов, т.е. скоплений сплоченного льда. Они являются следствием совместного действия динамических и термических факторов. Если в результате конвергенции концентрация льдин оказывается высокой и участков открытой воды практически нет, то таяние льда происходит только с поверхности, а с боковых и нижних поверхностей льдин она отсутствует. Это видно, в частности, из формулы (7.4). Поэтому таять такие скопления льдов будут медленнее, чем разреженные, и обычно они сохраняются длительное время. Характерное положение таких массивов в арктических морях России приведено на рис. 7.3. Эти массивы являются первоочередным объектом ледовых прогнозов, так как они представляют собой серьезные препятствия для судоходства.

7.2. Основные физические особенности шельфового льда

Специфические термохалинные особенности шельфовой зоны, некоторая специфика образования и роста льда, движение воды и льда создают особенности строения льда, влияющие на его физические и механические свойства, от которых, в свою очередь, зависят рост, таяние и прочностные свойства льда. Как уже отмечалось, обычно в в шельфовой зоне из-за повышенной плотностной стратификации воды конвекция в предледоставный период развивается слабее и поэтому замерзание оказывается более ранним. В районах стока речной воды и в ареале опресненной воды по данным Н.В. Черепанова и его коллег [29] из-за устойчивой плотностной стратификации поверхностного слоя воды формируется лед из крупных кристаллов с относительно малым объемом включений. Поэтому обычно такой лед прозрачный и относится по структурно-генетической классификации Н.В. Черепанова к группе «А». На тех устьевых участках, где возникают разводья и создаются условия для образования внутриводного льда, его концентрация проявляется в возникновении либо слоев вторичных кристаллов сферической формы, либо в их более или менее равномерном распределении по толще льда, из-за чего он приобретает светло-молочный цвет.

За пределами практически пресной воды, но в условиях еще устойчивой плотностной стратификации воды формируются льды группы «Б», основной особенностью которой является многообразие различных кристаллических форм относительно небольших размеров. В районах шельфа с соленостью воды больше 24,7 ‰, где осенне-зимняя конвекция создает гомогенную вертикальную температуру, образуется лед преимущественно группы «В», т.е. волокнистой текстуры с обилием мелких солевых и воздушных включений, из-за чего он характеризуется светло-серым цветом. В наиболее четком виде эта структура имеет место в припае ниже тонкого поверхностного слоя, в котором структура кристаллов обычно различная из-за влияния волнения и выпадения снега. В начальной фазе образования припая, когда лед еще может двигаться и сжиматься, происходит его динамический метаморфизм и кристаллы приобретают сложную форму, в текстуре фиксируется большое количество неравномерно распределенных включений (2–3 балла). Структуру этих льдов относят к группе «Г».

При формировании ледяного покрова, когда происходит рост уже образовавшихся кристаллов или прирост их снизу к нижней поверхности льда, формируется слой более упорядоченно выраженного льда волокнистой формы с минимумом включений.

Специфика структуры льда влияет в первую очередь на его соленость S. Известно, что кристаллы льда практически пресные. Соленость же морского льда создается включениями морской воды в межкристаллические пространства, Поэтому, чем выше соленость морской воды S и больше ее попало между кристаллами льда, тем выше соленость льда. Из этого следует, что в шельфовом регионе соленость льда ниже, чем за его пределами. Особенно она оказывается пониженной в устьевых районах. Вторым фактором, влияющим на соленость льда, является его структура: чем она рыхлее, тем больше соленость, при прочих равных условиях. Следовательно, соленость льдов групп «А» и «Б» ниже, чем групп «В» и, особенно, «Г», если, конечно, все они образовались из одной и той же воды. Поскольку при быстром росте льда он менее монолитен и больше воды захватывается в межкристаллические пространства, то либо температура воздуха, либо скорость роста льда дополнительно учитываются при оценке его солености Последний из этих факторов учтен в эмпирической формуле В.Л. Цурикова [13]:

$$s = S\frac{7\sqrt{\partial I/\partial t}}{7\sqrt{\partial I/\partial t} + 10{,}3}, \qquad (7.13)$$

где размерность $\partial I/\partial t$ дана в мм/ч.

Поскольку скорость роста толщины льда с ее увеличением уменьшается, то это означает, что верхние слои ледяного покрова более соленые, чем нижние. Однако это положение обычно нарушается из-за миграции рассола, гравитационного стока и замещения рассола талой водой. В результате вертикальный профиль солености во льду оказывается весьма сложным, но с понижением в верхних слоях. По данным наблюдений в основном в арктических морях В.Л. Цуриков выделил несколько типов вертикальных распределений солености. Тип 1 с минимумом солености в средних слоях, часто встречается в молодых белых льдах толщиной до 40 см, еще не подвергшихся таянию. Это наиболее распространенный тип распределения солености в осенне-зимний период года. С течением времени этот тип трансформируется в тип 2, в котором соленость в поверхностном слое уменьшается, в основном из-за миграции рассола. Весной из-за таяния и стока рассола формируется 3 тип со вторым минимумом солености в верхних слоях льда. Тип 4 характеризуется малой соленостью нижних слоев льда из-за замерзания поступающей под лед талой или распространяющейся под ним речной воды. Тип 5 характеризуется практически однородной соленостью по всей толще льда. Он обнаружен в Карском и северной части Каспийского морей. Наконец, в конце таяния, когда лед пропитывается талой водой, в нем соленость становится малой и уменьшается от нижней поверхности к верхней. Такое распределение солености относится к 6 типу.

Структурные особенности и соленость льда влияют на его физические характеристики. Из них в первую очередь следует отметить теплопроводность, влияющую на скорость роста толщины льда, и его прочность.

Общие представления о теплопроводности льда и ее зависимость от наличия воздушных включений и солености известны довольно полно [21]. При равномерно распределенных по объему льда сферических ячеек с рассолом и воздуха, т.е. для льдов группы «В» с волокнистой структурой Ю.Л. Назинцевым предложена модель

$$\Lambda = \lambda_{Ia} \frac{1 + \nu_b \left(n\, \lambda_b / \lambda_{If} - 1\right)}{1 + \nu_b (n - 1)},, \qquad (7.14)$$

где λ_{Ia}, λ_b – теплопроводности пористого льда и рассола соответственно; ν_b – относительное содержание рассола в единице объема льда; $n = 3\lambda_{Ia} / (2\lambda_{Ia} + \lambda_b)$.

Без учета теплопроводности пузырьков воздуха

$$\Lambda \approx \lambda_I \frac{1+\nu_b}{1+0{,}5\nu_b}. \quad (7.15)$$

Данные наблюдений показывают, что в верхних слоях однолетнего льда теплопроводность равна примерно 1,5 Вт/м·К, увеличиваясь с глубиной. В припае, особенно в области растекания речной воды, где тип льда группы «А», теплопроводность доходит до 2 Вт/м·К. По некоторым данным [21] теплопроводность льда типа «В» при низкой температуре превышает 2,5 Вт/м·К, но это превышает теплопроводность кристаллов льда, что вряд ли может иметь место.

Такая важная теплофизическая характеристика, как теплоемкость зависит от солености и температуры. Эта зависимость хорошо известна [21] и каких либо особенностей для шельфового региона не имеет.

Особенности в структуре и солености шельфового льда по сравнению с льдом открытого моря, создают отличия в его прочностных свойствах. Наблюдения показывают, что прочность льда увеличивается с ростом его монолитности (рис. 7.4).

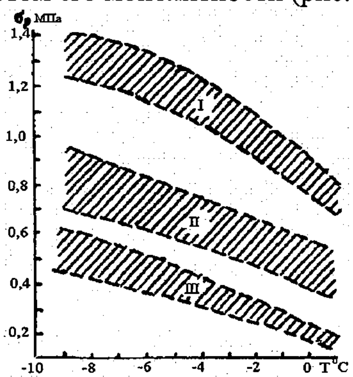


Рис. 7.4. Зависимость прочности пресного льда на растяжение от температуры [4]. I – монокристаллический лед (A1); II – лед с кристаллами средней крупности (A4); III – мелкозернистый шуговой лед (A8).

Чтобы соленость не искажала результаты измерений, на рисунке приведены данные экспериментов с пресным льдом. Видно, что прочность льда на растяжение понижается с уменьшением размеров кристаллов, поскольку при этом увеличивается количество спаек между кристаллами, которые менее прочны, чем сами кристаллы. Монокристаллический лед, состоящий в образце из нескольких кристаллов, наиболее прочный. Пока нет другой более точной зависимости прочности льда от его структуры. Поэтому целесообразно использовать информацию из рисунка как в какой-то степени реперную.

Прочность морского льда сильно зависит от его температуры и солености: она уменьшается с их ростом. Это связано с тем, что с их ростом увеличивается объем рассола, который уменьшает связь между кристаллами, а следовательно, и прочность льда. Эксперименты показали, что прочность льда уменьшается линейно с ростом T и пропорционально корню квадратному из относительного объема рассола $v_р$. Часто эту зависимость представляют эмпирической формулой типа

$$\sigma_р(s)=\sigma_{пр}(1-\sqrt{a\nu_р}), \qquad (7.16)$$

где $\sigma_{пр}$ – прочность пресного льда на растяжение; $a \sim 4$ – эмпирический коэффициент.

Сопротивление льда разрушению зависит от вида деформации. Наибольшей прочностью морской лед обладает тогда, когда он подвергается сжатию. В случае пластической деформации его предел прочности $\sigma_{сж}$ зимой в среднем меняется от 2 до 8 МПа в зависимости от ориентации кристаллов. Меньшей прочностью обладает морской лед при его растяжении или изгибе. Эксперименты по разрушению образцов льда показали, что пределы прочности на растяжение $\sigma_р$ и на изгиб $\sigma_и$ примерно до тех пор, пока содержание рассола не превышает 12 – 14 ‰. В этом случае зимой они составляют 1,4–1,8 МПа, а весной при температурах 0 .... –5° уменьшается до 0,6–1,1 МПа. Наименьший предел прочности морской лед имеет при деформации сдвига. Зимой он находится в пределах 0,5 – 0,7 МПа, а с повышением температуры до указанного выше диапазона уменьшается до 0,2 – 0,3 МПа.

Приведенные пределы прочности морского льда получены по экспериментам с образцами льда. Если же исследуются выпиленные из льда большие балки, которые не вынимаются из воды, то их разрушение происходит при меньших напряжениях. По-видимому, такое уменьшение прочности связано с большим количеством крупных ячеек с рассолом и трещин в больших кусках льда.

8. ЗАВИСИМОСТЬ РЕЛЬЕФА ДНА И БЕРЕГА ОТ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

8.1. Абразия береговой зоны

В предыдущих разделах при описании гидрологического режима шельфовой зоны отмечалась зависимость гидрологических процессов от рельефа дна и берега. В свою очередь, последние зависят от гидрологического режима. Выделяются два основных направления такого воздействия: абразия и аккумуляция. В первом случае происходит размыв берега, а во втором – отложение наносов. Часто берег размывается, а грунт откладывается в приглубых участках береговой зоны. В результате происходит переформирование рельефа дна, влияющее на характер некоторых гидрологических процессов.

Скорость разрушения грунта берега и дна зависит как от механической прочности грунта, так и от напряжения, создаваемого движущейся водой или льдом. Кроме того, на целостность грунта оказывают влияние растрескивание при замерзании в его порах воды, растворение некоторых химических компонентов грунта и т.д. Наиболее заметное влияние на абразию грунта оказывает действие движущейся воды.

Выделяют пять классов грунтов по степени их сопротивляемости абразии [16].

В последнем столбце табл. 8.1 указаны критические значения скоростей движения воды, меньше которых грунт указанной категории не разрушается. Эти скорости определены на основе различных экспериментов и выражение для их определения имеет вид [16]:

$$U_k = \left(\lg\frac{8{,}8H}{d}\right)\sqrt{\frac{2g}{1{,}3\rho}\left[(\rho_г - \rho)d + \alpha\frac{C_c}{g}\right]}, \qquad (8.1)$$

где H – глубина; d – диаметр опоры частицы грунта; $\rho_г$ – плотность грунта; C_c – сила сцепления на сдвиг; α – эмпирический коэффициент ($\alpha = 0{,}05$ для слитных и $\alpha = 0{,}028$ для агрегатных грунтов).

Таблица 8.1

Классы грунтов

Класс грунта	Тип грунтов	Оценка абразии	Скорость абразии, м/год		Критическая скорость течения
			клиф	склон	
I	Скальные кристаллические. Например, гранит	Практически не абразируются	–	–	
II	Скальные метаформфизиров. Сцементированные осадочные породы. Например, сланцы, туфобазальты	Очень слабо абразируются	до 0,01	до 0,001	12 – 16
III	Полускальные и слабо сцементированные осадочные породы. Например, известняки, песчаники	Слабо абразируемые	до 0,2	до 0,01	9 – 12
IV	Глинистые и очень слабо сцементированные осадочные породы. Например, глины, суглинки	Сильно абразируемые	5 – 8	до 0,5	1,7 – 2,8
V	Рыхлые несцементированные отложения. Например, пески	Очень сильно абразируемые	15 – 20	до 1,0	0,4 – 0,6

Существуют и другие формулы, более полно учитывающие сцепление грунтов, но и более сложные. Их сравнение, приведенное в монографии [16] показывает, что результаты расчетов по ним не очень сильно различаются.

Если скорость движения воды превышает критическую, то происходит размыв грунта. Естественно, что из всего спектра скоростей выбираются те, которые превышают критическую. При этом скорость размыва грунта $V_\text{р}$ также определяется по эмпирической формуле

$$V_p = \frac{k_\text{р}}{U_k}\left(U_m - U_k\right). \tag{8.2}$$

Коэффициент размыва $k_р$ по данным экспериментов варьирует от $3 \cdot 10^{-8}$ для суглинков до $7 \cdot 10^{-8}$ для глин, относящихся к IV и V категориям грунтов.

Осаждение и аккумуляция образующихся в результате абразии влекомых и взвешенных наносов происходит при существенно меньших значениях скоростей течений из-за не всегда прочного сцепления частиц грунта.

В результате совместного действия абразии и аккумуляции формируется рельеф береговой зоны. Схема развития профиля абразионного берега достаточно изучена и описана в учебниках, например, у Ю.Д. Шуйского [30]. Она сводится к тому, что берег размывается, а на бенче происходит отложение наносов (рис. 8.1).

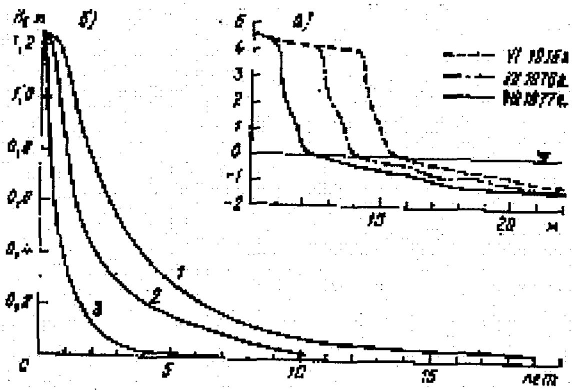


Рис. 8.1. Отступление клифа и изменение рельефа дна в прибрежной зоне в восточной части Азовского моря [30].

Профиль равновесия впервые был рассчитан В.В. Лонгиновым [20]. Он установил, что в стадии равновесия существует соотношение между уклоном склона $\mathrm{tg}\alpha$, глубиной моря H и длиной волны открытого моря λ

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{H + C_c}{\lambda}, \qquad (8.3)$$

где C_c – const.

или

$$\frac{dZ}{dx} = \frac{Z + C_c}{\lambda}. \qquad (8.4)$$

Отсюда следует:

$$Z = C_c\left(e^{x/\lambda} - 1\right). \qquad (8.5)$$

На основании этой теории и натурных данных установлено:

1) профиль равновесия представляет собой выпуклую кривую, кривизна которой возрастает с удалением от берега;

2) горизонтальные участки на профиле отсутствуют;

3) минимальный уклон у уреза воды составляет по (8.4) $C_п/\lambda_0$;

4) чем больше λ_0, тем длиннее профиль равновесия.

Более поздние исследования уточнили эти представления посредством учета состава грунтов и влияния факторов неволновой природы (выветривание, лед, химические и биологические факторы).

При проведении оценок развития подводного склона и шельфа, если он может образоваться, надо знать как максимальные скорости волнения, так и напряжения трения.

Из теории волн на конечной глубине следует:

$$U_m = \frac{bh_w}{\sqrt{(\lambda_w/\pi g) Sh 2k_w H}}, \qquad (8.6)$$

где h_w, λ_w, k_w – высота, длина и волновое число волны соответственно, эмпирический коэффициент $0{,}6 < b < 0{,}9$.

Формула (8.6) характеризует придонную скорость движения у ровного дна. Если берег с клифом, то из-за отражения от него волны возникает дополнительная скорость. Она может быть учтена множителем к формуле (8.6). В самом простом виде можно принять, что при полном отражении образуется стоячая волна, в результате чего высота волны увеличивается в 2 раза. Соответственно растет и скорость движения воды. Теоретически она увеличивается в 2 раза, а практически – в 1,4 – 1,7 раза.

Необходимо также знать силу давления воды на клиф F, который обычно представляется вертикальной стенкой. Формул для определения этой силы довольно много. Их анализ проведен в работе [20], где показано, что формула Р. Миникина предпочтительна из-за косвенного учета профиля подводного склона

$$F = \pi g \rho \frac{Hh}{\lambda}\left(\frac{H_0 + H}{2H_0}\right), \qquad (8.7)$$

где H_0 –глубина опрокидывания волны.

Если волна не опрокидывается, то $H_0 = H$ и множитель в скобках формулы (8.7) равен 1.

Расчет изменения подводного берегового склона представляет собой сложную проблему, так как при абразивном процессе происходит перераспределение придонных скоростей и напряжений.

Впервые экспериментально японский ученый Санамура исследовал зависимость отступания клифа $X_к$ от напряжений, оказываемых на него волнами $\tau_в$:

$$\frac{dX_B}{dt} = k \ln \frac{\tau_B}{\sigma}, \tag{8.8}$$

где σ – предел прочности породы на сжатие.

Задать $\tau_в = f(X_k)$ трудно. Поэтому известны только частные решения, обычно для ровного бенча и прямого клифа (рис. 8.2). В работе [16] приведена математическая модель этого процесса. Считается, что скорость отступания клифа зависит от разности сил давления и неразрушающего давления F_c:

$$\frac{dX_B}{dt} = k_1(F - F_c). \tag{8.9}$$

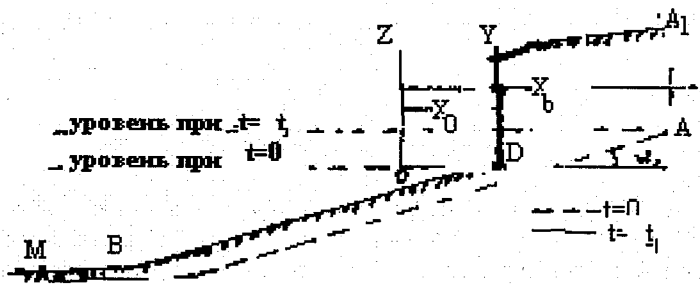


Рис. 8.2. Схема отступления клифа и изменение глубины дна прибрежного бенча [17].

Сила F выбирается максимально большой, при которой высота волны считается пропорциональной глубине моря у клифа H_k, т.е. формула (8.7) представляется в виде

$$F = BH_k. \tag{8.7'}$$

Кроме того, учитывается длина береговой отмели L_0, т.е. чем она больше, тем больше энергии теряется волной и слабее разрушается клиф. По сути, L_0 отсчитывается от клифа до глубины, на которой происходит переход от волн глубокого моря к волнам мелкого, т.е. $H = \frac{\lambda}{2}$ (точка M на рис. 8.2). Для нормировки эту длину соотносят с предельно возможной L_n. С учетом этих положений уравнение (8.9) представляется выражением

$$\frac{dX_k}{dt} = k_1\left(BH_k - F_C\right)\frac{L - L_0}{L_n}. \qquad (8.10).$$

При абразии клифа происходит изменение L_0. Если профиль подводного склона аппроксимируется формулой

$$Z = X\mathrm{tg}\alpha + b,$$

к которой часто добавляется более или менее устойчивое изменение уровня ζ, т.е.

$$Z = X\mathrm{tg}\alpha + b + \zeta, \qquad (8.11),$$

то в точке M будет

$$Z_м = \frac{\lambda}{2} X_м \mathrm{tg}\alpha + b + \zeta, \qquad (8.12)$$

При этом

$$L_0 = X_k - X_m = X_k - \left(\frac{\lambda}{2} - b - \zeta\right)\mathrm{ctg}\alpha. \qquad (8.13)$$

Глубина клифа также может меняться. Она определяется как разность между максимальным уровнем и глубиной дна у клифа Z_r. Максимальный уровень представляется совокупностью штормового нагона $\zeta_ш$, высотой заплеска волны ζ_ζ и величиной ζ. Таким образом

$$H_k = \zeta + \zeta_ш + \zeta_\zeta - X_k\mathrm{tg}\alpha - b. \qquad (8.14)$$

Подстановка выражений (8.13) и (8.14) в (8.10) приводит его к довольно сложному виду, решение которого проводится численно. Характер отодвигания клифа при этом и изменение подводного склона приведен на рис. 8.2.

8.2. Перенос грунта течением

На частички грунта, находящиеся в воде, действует несколько сил, вызывающих их всплытие и движение в воде в виде взвеси или движение по грунту без всплытия в виде наносов. Наиболее просто решается задача о движении песка, если в нем нет примесей и песчинки можно рассматривать не связанными между собой. В обобщении, выполненном И.О. Леонтьевым [20], полагается, что на песчинку диаметром d_s и плотностью ρ_s, находящуюся в наружном слое песчаного дна, действуют две силы: горизонтальная, пропорциональная напряжению трения воды τ:

$$F_\tau = \tau d_s^2, \tag{8.15}$$

и вертикальная, пропорциональная силе Архимеда:

$$F_g = (\rho_s - \rho) g d_s^3. \tag{8.16}$$

Начало движения песчинок определяется из условия равенства моментов этих сил, Если учитывается уклон дна, выражаемый углом φ, отсчитываемый от вертикальной оси, то равенство моментов сил записывается в виде

$$F_\tau \sin\varphi = F_g \cos\varphi. \tag{8.17}$$

Отношение упомянутых сил, называемое параметром Шилдса Ψ, представляется формулой

$$\Psi = \frac{F_\tau}{F_g} = \frac{\tau}{g d_s (\rho_s - \rho)} \mathrm{tg}\varphi. \tag{8.18}$$

Предельное значение этого параметра, при котором происходит сдвиг песчинок и начинается их движение сначала в виде скольжения, качения и коротких прыжков (сальтаций) оценивается в [20] величиной $\Psi_c = 0{,}05$. В дальнейшем на песчаной поверхности шельфа образуются волнообразные неровности, называемые *рифелями*. Условие их существования дается формулой

$$\Pi = \frac{\rho u_m^2}{(\rho_s - \rho) g d_s}, \tag{8.19}$$

где u_m – орбитальная скорость волны у дна.

Рифели существуют, если значения $П$ находятся в диапазоне [20]

$$\exp\left(1{,}0+1{,}8\cdot10^{-3}A^{0{,}8}\right)<П<\exp\left(5{,}5-120A^{-0{,}7}\right), \qquad (8.20)$$

где $A=\dfrac{a_m}{d_s}$ представляет собой отношение амплитуды орбитального движения волны у дна к размеру песчинки.

Если значения $П$ больше указанного диапазона, то рифели размываются. Размеры и положение рифелей определяется структурой и масштабами вихрей в воде и составляют по высоте величину порядка см, а по длине – дм. Обычно такое состояние дна называется *донной рябью.*

Скорость оседания взвеси может быть определена из простейшего уравнения

$$\frac{dW_s}{dt}=g\left(1-\frac{\rho}{\rho_s}\right)-4\frac{kW_s}{\pi d_s^2}, \qquad (8.21)$$

где k – коэффициент вязкости воды.

Из этого уравнения при нулевой начальной скорости оседания взвеси следует

$$W_s=\frac{\pi g d_s^2}{4k}\left(1-\frac{\rho}{\rho_s}\right)\left(1-\mathrm{e}^{4kt/\pi d_s^2}\right). \qquad (8.22)$$

Отсюда следует, что с ростом плотности и размера частицы взвеси скорость ее оседания увеличивается. В принципе, к этой скорости должна добавляться вертикальная составляющая скорости движения воды.

Более просто скорость осаждения взвеси оценивается по эмпирической формуле, полученной для песчаной взвеси [20]:

$$W_s=0{,}155d_s-0{,}0075. \qquad (8.23)$$

Поток наносов q_b определяется за счет их влечения по дну и за счет взвеси. Первое слагаемое представляется формулой

$$q_b=\frac{\varepsilon_b}{tg\phi}\tau u, \qquad (8.24)$$

где ε_b – часть мощности всего потока τu расходуемая на перемещение влекомых наносов. В работе [20] эта доля оценивается как 10^{-1}.

Второе слагаемое, характеризующее поток взвеси, записывается выражением

$$q_s = \varepsilon_s \frac{u}{W_s} \tau u \,, \tag{8.25}$$

где $\varepsilon_s \sim 10^{-2}$.

Этот поток взвеси может быть также выражен через произведение градиента взвеси и коэффициента вертикальной турбулентности.

Общий поток наносов представляется суммой влекомых и взвешенных компонентов.

Если выразить напряжение трения в виде стандартной формулы

$$\tau = \frac{f_w}{2} \rho |u| u \,, \tag{8.26}$$

то формула для расчета потока наносов принимает вид

$$q = \frac{f_w \rho}{2} \left(\frac{\varepsilon_b}{tg\phi} + \frac{\varepsilon_S}{w_S} u|u| \right) u|u|^2 \,. \tag{8.27}$$

Чтобы выявить природу переноса грунта? в работе [20] скорость движения воды представлена в виде трех слагаемых: осцилирующая коротковолновая составляющая, длинноволновая и волновая переносная скорость. Оказалось, что роль их различна. Вклад асимметрии коротковолновых скоростей всюду положительный, что характеризует перенос наносов к берегу. Он достигает максимума перед зоной разрушения волн, а затем уменьшается. Длинноволновая слагаемая скорости волнения способствует выносу наносов из внешней части береговой зоны, а в прибойной зоне перемещает их к берегу. Наконец, третье слагаемое, характеризующее волновое течение, перемещает наносы в сторону берега, но вклад ее относительно мал. Если же эту скорость суммировать со скоростью противотечения, то результирующий перенос наносов будет направлен в сторону моря. Об относительном вкладе перечисленных механизмов в транспорт наносов можно судить по данным лабораторного эксперимента и расчетов, представленных на (рис. 8.3).

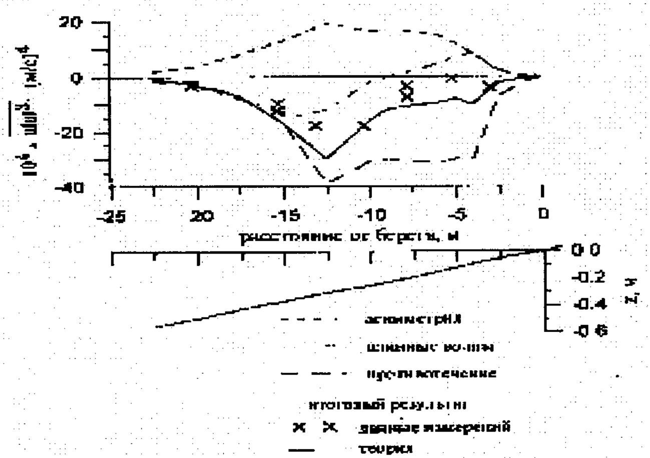


Рис. 8.3. Относительный вклад различных механизмов транспорта наносов (по данным лабораторных экспериментов) [20].

Из этого рисунка видно, что наибольшее влияние на перенос наносов оказывает береговое противотечение, смывающее их от берега в мористую часть зоны. Турбулентное перемешивание воды увеличивает поток взвешенного материала. В принципе, этот эффект можно учесть увеличением параметра ε, но И.О. Леонтьев предложил учесть его дополнительным слагаемым $B = \rho k_b^{3/2}$, т.е. пропорциональным осредненному квадрату пульсационных скоростей течения. В основном это слагаемое характеризует вклад обрушения волн, который может достигать 1/3 всего расхода наносов [20]. Общий поток наносов с учетом отмеченного слагаемого представляется выражением

$$q = \left[\frac{3 f_w \rho}{4} \frac{\varepsilon_b}{tg\phi} u^2 + \frac{\varepsilon_s}{W_s} \left(\frac{8}{3\pi} f_w \rho u^3 + B \right) \right] u \equiv Gu, \qquad (8.28)$$

где в u может входить скорость прибрежного течения.

Интегральный поток наносов вдоль берега оценивается формулой

$$Q_y = \int_{x_0}^{x_R} q_y dx, \tag{8.29}$$

где q_y – составляющая потока наносов вдоль берега.

По расчетам [20] взвесь составляет более 2/3 общей массы перемещающихся наносов, причем половина взвеси в области пика транспорта наносов создается за счет обрушения волн.

Поперечный расход наносов по данным [20] определяется по формуле

$$q_x = G\left(U_b - 2s_x\sqrt{U_b^2 + \left[V_\delta^2 + V_B^2\right]}\right), \tag{8.30}$$

где s_x обозначает уклон дна, а значок δ характеризует скорость движения воды на верхней границе придонного пограничного слоя. Остальные составляющие скоростей характеризуют обычные переносные скорости в придонном слое.

Чтобы оценить общий перенос наносов в некотором слое, следует эту формулу проинтегрировать по заданному слою. Этот поток может переносить наносы как в сторону берега, так и в сторону моря в зависимости от рельефа дна и изменения скоростей течения.

При оценках изменения рельефа дна принято использовать закон сохранения массы:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y}. \tag{8.31}$$

Из этой формулы следует, что локальное усиление потока наносов (правая часть формулы положительная) ведет к размыву и углублению дна и наоборот. Особенно заметные изменения глубин происходят во время штормов, при которых существенно меняется поток наносов q.

Длительное действие волн и течений на береговой склон может привести к такой его форме, которая практически не меняется во времени. Профиль такого склона называют *профилем равновесия*. В принципе, для его получения достаточно проинтегрировать по времени закон сохранения массы с учетом обратных связей скорости движения воды с рельефом дна, что весьма трудно сделать. Поэтому такие формулы либо полностью эмпирические, либо содержат эмпирические параметры [20].

8.3. Влияние льда на морфометрию дна и берега

В замерзающих морях лед оказывает влияние на состояние берега и прибрежной зоны шельфа. Оно сводится как к защите этой зоны от ее разрушения волнами и течением при образовании припая или прибрежной зоны плавучих льдов, так и к разрушению при заползании льдов на берег или при пропахивании дна движущимися льдинами. Припай создает для береговой зоны спокойные условия и ее трансформация или совсем не происходит, или она замедляется. Плавучий лед также уменьшает интенсивность волнения, а в некоторых случаях даже гасит его. При этом трансформация прибрежной зоны шельфа происходит лишь за счет течения, вклад которого, как выше было показано, оказывается небольшим.

Влияние морского льда, даже припайного, на морфометрию шельфа заключается в том, что он переносит попадающие на него минеральные наносы, искажая их естественное распределение на шельфе. По данным Н.А. Белова (1976 г.), при таянии и разрушении льдов с них в виде взвеси и обломочного материала попадает в Карское море 5,4 млн т, в море Лаптевых – 9,1 млн т, в Восточно-Сибирское – 9,2 млн т, в Чукотское – 9,1 млн т. Этот материал состоит не только из эолового выноса, но он образуется и в результате обрушения и осыпания береговых уступов, за счет выноса грунта паводковыми водами, за счет захвата взвеси при образовании льда и вмерзании донных осадков в подошву льда и т.д.

Существенное разрушение дна происходит при движении льда по мелководью, когда его подводная часть царапает дно. В наибольшей степени это явление происходит при всплытии во время прилива или другого подъема уровня моря и движении на спаде уровня стамухи. Она не только царапает дно, образуя борозды, но и переносит грунт. Большая опасность пропахивания дна (экзарации) движущимися стамухами для проложенных по дну трубопроводов заставляет обращать внимание на это явление. Выяснилось, что экзарация распространяется до глубин 15 – 30 м. При этом борозды выпахивания различны по морфометрии и длине. По наблюдениям в Печорском море ежегодно обнаруживалось по несколько сотен борозд (табл. 8.2).

Таблица 8.2

Количество борозд пропашки [19]

Годы	1999	2000	2001	2002	2003
Площадь полигона, км^2	17,7	45,6	42,5	36,2	34,6
Количество борозд	317	221	823	998	744

Таблица 8.3

Морфометрическая характеристика борозд пропашки [19]

Средние значения, м			Максимальные значения, м		
Длина	Ширина	Глубина	Длина	Ширина	Глубина
137	4,48	0,15	1016	23,4	0,8

Размеры борозды приближенно можно оценить из системы уравнений [19]. Первое из них характеризует скорость движения V ледяного образования массой M:

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{MV_0^2}{2} - \int_0^l P dl + \int_0^l \frac{c_d \rho A |V_0 - V|(V_0 - V)}{2} dl, \quad (8.32)$$

где l – длина борозды пропахивания.

Первое слагаемое правой части уравнения характеризует начальную кинетическую энергию ледяного образования, второе слагаемое – затраты энергии на пропахивание дна и выброс грунта из борозды, а третье слагаемое – энергию движущейся воды, передаваемую льду.

Наиболее трудно выразить затраты энергии на пропахивание дна, поскольку они зависят от формы киля льда и от прочности грунта. Согласно [19] P представляется выражением

$$P = g\frac{\gamma(h+d)^2 b}{2} + \tau d\left(2b + d\sqrt{2}\right), \quad (8.33)$$

где γ – плотность грунта; d и b – глубина и ширина борозды; h – высота насыпи перед килем; τ – сопротивление грунта на сдвиг.

Замыкается система уравнением, описывающим равенство объемов борозды и вытесненного грунта, которое зависит от формы киля. Согласно [19] оно для киля прямоугольной формы имеет вид:

$$\frac{1}{2} lbd = \frac{l_1(\mathrm{tg}\alpha + \mathrm{tg}\beta)^2}{3l}(l + l_1)^2 \mathrm{ctg}\alpha + \frac{l_1^2 b(\mathrm{tg}\alpha + \mathrm{tg}\beta)}{2}, \quad (8.34)$$

где l_1 – длина вытесненного грунта; α – угол наклона вытесненного грунта; β – уклон дна.

В качестве примера приведены результаты расчета приливо-отливного движения стамухи в Печорском море и вызванной ею пропашки грунта [19].

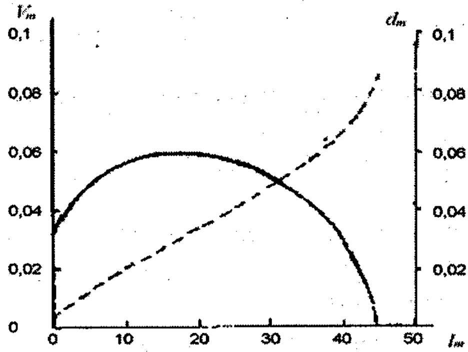


Рис. 8.4. Скорость движения стамухи в приливо-отливном течении (сплошная линия) и глубина пропаханной ею борозды (пунктир) [19].

Образованные борозды в грунте дна сохраняются недолго и уже за сезон заносятся наносами.

Помимо пропашки дна ледяной покров может разрушать берег, заползая на него и срезая почвенный слой. По данным наблюдений высота навалов льда может достигать нескольких метров, а ширина – сотню метров. Размеры навалов зависят от глубины прибрежного участка шельфа и наклона пляжа, от направления и скорости ветра, от течений и сгонно-нагонных колебаний уровня моря. В связи с практической важностью знания характеристик навалов, особенно для прибрежных гидротехнических сооружений, делается попытка их расчета [19]. Если рассматривается образование навала под действием различных сил, то часто исходят из уравнения движения:

$$\rho h \frac{\partial V}{\partial t} = F_v \cos\alpha - F_T - F_m, \tag{8.35}$$

где F_v – силы напряжений ветра τ_a и воды τ_w, действующих на лед и вызывающий его движение:

$$F_v = k_v L(\tau_v + \tau_w), \tag{8.36}$$

здесь k_v – коэффициент, характеризующий диссипацию энергии за счет трения кромок льдин; L – ширина наползающего на берег льда.

Сила трения льда о грунт на протяженности l при откосе берега α

$$F_T = k_T \rho g h l \cos\alpha\,. \tag{8.37}$$

Действие силы тяжести льда толщиной h

$$F_m = \rho g h l \sin\alpha\,. \tag{8.38}$$

Ясно, что с увеличением длины наползания l скорость движения льда V уменьшается и при некотором критическом l лед перестает двигаться вверх по берегу. В качестве примера приведены по данным [19] вычисленные величины навалов льда на берега Финского залива и Баренцева моря.

Таблица 8.4

Вычисленные величины навалов льда на берег

Величины навала льда	Финский залив	Печорское море
Ширина массива, км	40	100
Толщина льда, м	0,3	1,0
Скорость ветра, м/с	25	18
Крутизна берега, α	3	5
Высота навала, м	2,4	5,1
Ширина навала, м	8,9	22,0
Расстояние от уреза моря до подошвы, м	30,5	20,4

Изложенная модель описывает единичный навал. Если условия навала повторяются, то угол откоса уже льда, а не берега, увеличивается и величина нового навала уменьшается. На рис. 8.5 показана схема роста общего навала после нескольких циклов его повторения.

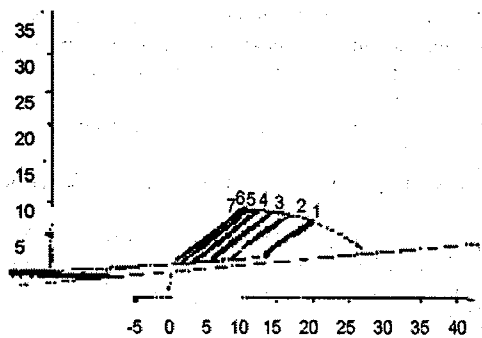


Рис. 8.5. Схема роста навала льда при увеличении циклов навалов (цифры – циклы навалов льда) [19].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Боуден К.* Физическая океанография прибрежных вод. – Л.: Мир, 1988.
2. *Вагер Б.Г., Надежина Е.Д.* Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. – Л.: Гидрометиздат, 1970.
3. *Виноградова Т.А.* Анализ взаимодействия волн половодья с колебаниями уровня моря на закрытых устьевых взморьях сибирских рек. // Тр. V Гидрол. съезда. Т. 9. Устья рек. – Л.: Гидрометиздат, 1990, с. 150–158.
4. *Гаврило В.П.* Механические свойства морского льда. Терминология. Экспериментальные характеристики. Морской лед. / Под ред. И.Е. Фролова, В.П. Гаврило. – СПб.: Гидрометиздат, 1997, с. 68–106.
5. *Галенин Б.П., Дугинов Б.А., Кривицкий Ю.М. и др.* Ветер, волны и морские порты. – Л.: Гидрометиздат, 1986.
6. Гидродинамика береговой зоны и эстуариев. – Л.: Гидрометиздат, 1970.
7. Динамика океана. Учебник. / Под. ред. Ю.П. Доронина. – Л.: Гидрометиздат, 1980.
8. *Доронин Ю.П.* Региональная океанология. Учебник. – Л.: Гидрометиздат, 1986.
9. *Доронин Ю.П.* Физика океана. Учебник. – СПб.: РГГМУ, 2000.
10. *Доронин Ю.П.* Взаимодействие атмосферы и океана. – Л.: Гидрометиздат, 1981.
11. *Доронин Ю.П.* Моделирование вертикальной структуры устьевой области реки с морским галоклином. // Метеорология и гидрология, 1992, вып. 8, с. 76–83.
12. *Доронин Ю.П., Лукьянов С.В.* Математическое моделирование взаимодействия морской и речной воды на устьевом взморье с помощью двухслойной модели // Метеорология и гидрология, 1994, вып. 10,.
13. *Доронин Ю.П., Кубышкин Н.В.* Рост и таяние морского льда. – СПб.: Гидрометиздат, 2001.
14. *Доронин Ю.П., Лукьянов С.В., Царев В.А.* Математические модели. Гидрологии эстуария и взморья. // В сб. Моделирование и натурные гидрологические исследования морей. // Тр. РГГМИ, 1994, вып. 117, с. 15–31.
15. *Доронин Ю.П., Кунщенко К.Р.* О моделировании вертикальных движений на примере опускания баренцевоморских вод в Белом море. Рациональное использ. прибрежн. зоны северн. морей. // Матер. докл. 2 Межд. семин. Кандалакша, 1997. СПб., 1998, с. 86–94.
16. *Есин Н.В., Савин М.Е. Жиляков А.П.* Абразивный процесс на морском берегу. – Л.: Гидрометиздат, 1980.
17. *Зенкович В.П.* Основы учения о развитии морских берегов АН СССР. – М., 1962.
18. *Колесов С.А.* Моделирование динамики морского льда. Морской лед. / Под ред. И.Е. Фролова, В.П. Гаврило. – СПб.: Гидрометиздат, 1997, с. 234–254.
19. Ледяные образования морей западной Арктики. / Под ред. Г.К. Зубакина. – СПб: ААНИИ, 2006.
20. *Леонтьев И.О.* Прибрежная динамика: волны, течения, потоки наносов. – М.: ГЕОС, 2001.

21. *Назинцев Ю.Л., Панов В.В.* Фазовые соотношения, химический состав и теплофизические свойства морского льда. Морской лед. / Под ред. И.Е. Фролова, В.П. Гаврило. – СПб.: Гидрометиздат, 1997, с. 68–106.
22. *Некрасов А.В.* Приливные волны в окраинных морях. – Л.: Гидрометиздат, 1975.
23. *Некрасов А.В.* Энергия океанических приливов. – Л.: Гидрометиздат, 1990.
24. Расчет режима морского ветрового волнения. // Методические указания. Вып. 42. М., 1979.
25. Руководство по методам исследований и расчетов перемещения наносов и динамики берегов при инженерных изысканиях. – М.: Гидрометиздат, 1975.
26. *Титов Л.Ф.* Ветровые волны. – Л.: Гидрометиздат, 1969.
27. *Третьяков М.В.* Трехмерная имитационная модель годового хода гидрологических процессов в арктических эстуариях. / В сб.: Исследования и подготовка специалистов в области морских наук. Океанологическому факультету 30 лет. – СПб.: изд. РГГМУ, 2000, с. 159–170.
28. *Федоров К.Н.* Физическая природа и структура океанических фронтов. – Л.: Гидрометиздат, 1983.
29. *Черепанов Н.В., Федоров В.Н., Тышко К.П.* Кристаллическое строение морского льда. Морской лед. / Под ред. И.Е. Фролова, В.П. Гаврило. – СПб.: Гидрометиздат, 1997, с. 36–67.
30 *Шуйский Ю.Д.* Проблемы исследования баланса наносов в береговой зоне морей. – Л.: Гидрометиздат, 1986.
31 *Шулейкин В.В.* Физика моря. – М.: Наука, 1968.
32. *Csanady G.T.* Calculation in the coastal ocean. Dortrecht.D. Reidel. Publ. Co., 1982.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

99=00

Учебное издание

Доронин Юрий Петрович

ОКЕАНОГРАФИЯ ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЫ

Учебное пособие

Редактор О.С. Крайнова

ЛР № 020309 от 30.12.96.

Подписано в печать 04.10.07. Формат 60×90 1/16. Гарнитура Times New Roman.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 8,3. Тираж 250 экз. Заказ № 67/07.
РГГМУ, 195196, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 98.
ЗАО «НПП «Система», 195112, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 80/2.