

## **Глава 5. НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВДОЛЬ БЕРЕГОВЫХ, КОМПЕНСАЦИОННЫХ И РАЗРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ**

---

---

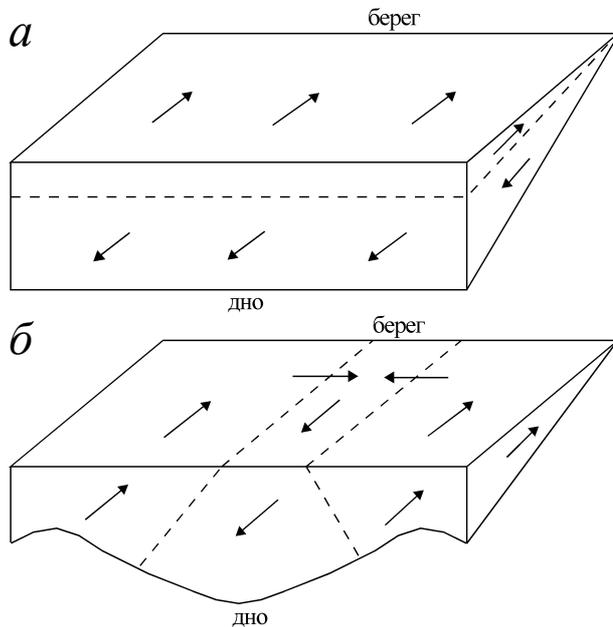
### **5.1. Общая характеристика прибрежной циркуляции**

Разнообразные виды течений, встречающиеся в прибрежных районах, по своему генезису могут быть объединены в две большие группы – не волновые и волновые. К первым относятся, например, дрейфовые и сгонно-нагонные течения, обусловленные воздействием ветра, термохалинные течения, вызываемые горизонтальными градиентами плотности воды, а также потоки, связанные с общей крупномасштабной циркуляцией в данном бассейне. Однако в динамике собственно береговой (или прибрежной) зоны, определяемой как зона взаимодействия ветровых волн с дном, главную роль играют волновые течения. Они возникают отчасти благодаря стоковому переносу масс, но главным образом как результат процессов диссипации энергии и потери импульса в волнах, распространяющихся к берегу, и образуют в совокупности систему прибрежных течений (nearshore current system в англоязычной литературе).

Ее элементами являются как поперечные по отношению к изобатам, так и продольные (вдольбереговые) течения. К поперечным могут быть причислены потоки, связанные со стоковым переносом и направленные к берегу, а также компенсационное противотечение (undertow), действующее в противоположном направлении. Сюда же относятся и разрывные течения (rip currents) в виде узких струй, отходящих от берега. Вдольбереговые течения условно подразделяются на энергетические, генерируемые при косом подходе волн, и градиентные, обусловленные изменениями среднего уровня (Шадрин, 1972). Заметим, что при наблюдениях в природных условиях бывает довольно трудно идентифицировать тот или иной вид течений, поскольку все они, как правило, действуют одновременно.

Весьма плодотворным в плане исследований оказывается выделение в системе прибрежных течений циркуляции в вертикальной плоскости и горизонтальной циркуляции. Основными элементами первой из них являются, поток к берегу в слое, расположенном выше уровня волновых ложбин, и компенсационное противотечение в среднем слое водной толщи (рис.5.1). Такая стратификация водной толщи особенно хорошо заметна при относительно однородных условиях вдоль берега, когда контуры дна и берега близки к прямым параллельным линиям, а параметры волн на входе в прибрежную зону не обнаруживают заметных изменений в продольном направлении.

При неоднородных условиях течения прибрежной зоны имеют тенденцию локализоваться не по вертикали, а в плане, что приводит к развитию горизонтальной циркуляции. Различия между двумя типами циркуляции иллюстрирует рис. 5.1, где показаны схемы течений в элементе объема воды в прибрежной зоне при однородном (а) и неоднородном



**Рис.5.1.** Циркуляция воды в береговой зоне при однородной (а) и неоднородной (б) топографии дна

сильному штормовому волнению, при котором ширина береговой зоны заметно превышает размер возмущений донной топографии, и как неоднородный для слабого волнения, когда течения в значительно большей мере реагируют на мелкомасштабные изменения контуров дна и берега вблизи уреза.

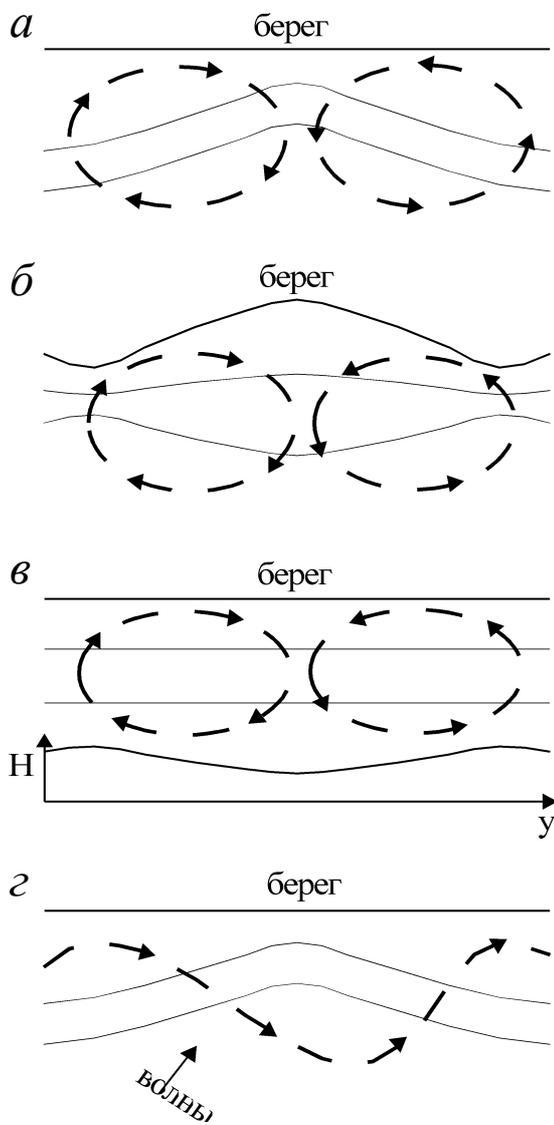
Развитие ячеек может происходить не только под влиянием рельефа дна и изменений контура берега, но и вследствие продольных модуляций высоты волн, например, за счет рефракции при подходе к прибрежной зоне или благодаря воздействию инфрагравитационных колебаний. При этом на участках подхода более высоких волн возникают локальные максимумы высоты нагона. В результате массы воды в виде градиентных течений устремляются к районам низких волн, где формируются разрывные течения, осуществляющие вынос воды за пределы прибойной зоны (см. рис.5.2в).

Вариации высоты волн вдоль берега, как показано Р.А. Далримплом (Dalrymple, 1975), могут также создаваться интерференцией двух цугов волн одинаковой частоты, подходящих с разных сторон относительно береговой нормали. Пространственный масштаб таких вариаций возрастает с уменьшением угла между направлениями цугов.

Размеры рассмотренных циркуляционных ячеек определяются характерным шагом неоднородности рельефа дна или волнового поля вдоль берега. Так, размер ячеек, связанных с рефракцией зыби и наблюдавшихся Ф. Шепардом и Д. Инманом (1951) на тихоокеанском побережье США, измерялся несколькими сотнями метров. Ячейки, связанные с рельефом дна, которые наблюдались Н.Ф. Шадриним (1972) на Азовском море и И.Дж. Сону (Sonu, 1972) на западном побережье США, имели масштаб нескольких десятков метров. Автор данной главы наблюдал на Черном и Японском морях ячейки, связанные с береговыми фестонами, размер которых изменялся от 2-3 до 10-15 м. А. Боуэн

(б) рельефе дна. В последнем случае потоки к берегу тяготеют к более отмелым участкам, а отток (нередко в виде разрывных течений) концентрируется над понижениями рельефа, к которым направлены градиентные вдольбереговые течения. В плане такое движение имеет вид так называемых циркуляционных ячеек (circulation cells), показанных на рис. 5.2а. Одним из проявлений подобной циркуляции оказываются ячейки, связанные с береговыми фестонами (см. рис. 5.2б). Разрывные течения при этом локализуются в бухточках, расположенных между выступами берега.

Следует заметить, что один и тот же участок берега может рассматриваться как сравнительно однородный по отношению к



**Рис.5.2.** Прибрежные циркуляционные ячейки при нормальном подходе волн, обусловленные неоднородностью вдоль берега различных факторов (а - топографии дна, б - контура береговой линии, в - высоты волн), и меандрирующее течение при косо подходящем волнении (г).

будет переходить в кинетическую энергию течений. Шаг периодичности циркуляции, определенный Миллером и Барсилоном из условия равенства скоростей поступления и диссипации энергии, должен увеличиваться с ростом уклона дна и уменьшением коэффициента донного трения. Авторы констатируют, что предсказанное отношение шага к ширине прибойной зоны попадает в установленный наблюдениями интервал от 1,5 до 8.

и Д. Инман (Bowen, Inman, 1969) описали систему ячеек у калифорнийского берега с расстояниями между разрывными течениями около 10 м и обнаружили хорошую корреляцию шага ячеек с вероятной длиной краевых волн.

Известны и другие точки зрения на природу циркуляционных ячеек. По мнению Ле Блона и К. Тана (Le Blond, Tang, 1974), их развитие является следствием действующего в природе принципа, в соответствии с которым система стремится к минимуму диссипации энергии. Авторы показали теоретически, что диссипация энергии системы течений действительно имеет минимум, отвечающий определенному волновому числу, характеризующему шаг периодичности вдоль берега. Правда, в количественном отношении результаты плохо согласуются с наблюдениями, так как предсказанные расстояния между разрывными течениями оказываются слишком большими.

Наконец, согласно теории Н. Хино (Hino, 1974), развитой впоследствии К. Миллером и А. Барсилоном (Miller, Barcilon, 1978), состояние системы, при котором потенциальная энергия в виде волнового нагона равномерно распределяется вдоль берега, является динамически неустойчивым. Поэтому бесконечно малое возмущение с подходящим волновым числом может возрасти со временем. Часть потенциальной энергии

Циркуляционные ячейки наблюдаются в основном при нормальном подходе волн к берегу. При косо подходящих волнах на них накладывается энергетическое вдольбереговое течение, обуславливающее однонаправленный продольный перенос. В результате циркуляция вырождается в меандрирующий вдоль берега поток (Sonu, 1972), показанный на рис. 5.2г. На участках, где направления энергетического и градиентного течений совпадают, скорость максимальна, а там, где они противоположны – минимальна. Если  $\beta_x$  и  $\beta_y$  – характерные уклоны дна по нормали и вдоль берега, а  $\varphi$  – угол подхода волн, то, как показано И.О. Леонтьевым (1989), энергетическое течение доминирует над градиентным при условии

$$\sin \varphi > \frac{1}{2} \frac{\beta_y}{\beta_x}. \quad (5.1)$$

Что касается скоростей прибрежной циркуляции, то она зависит, прежде всего, от силы волнения и уклонов дна. В морских условиях при сильном шторме скорости вдольбереговых течений обычно имеют порядок 1 м/с и в отдельных случаях могут превышать 2,5 м/с (Лонгинов, 1963). Течения на отмелем побережье, хотя в целом и слабее, чем на приглубом, но охватывают значительно большую площадь акватории, причем над гребнями подводных валов их скорости резко возрастают (Айбулатов, 1966). Даже в небольших по сравнению с морскими бассейнах типа озера Гурон (Greenwood, Sherman, 1986) или Новосибирское водохранилище (Хабидов, 1999) во время шторма наблюдаются вдольбереговые течения со скоростью более 0,5 м/с. Разрывные течения могут обладать еще более высокими скоростями, чем вдольбереговые. Например, максимальные скорости, измеренные И.Дж. Сону (Sonu, 1972) в морских условиях при умеренном волнении и А.Ш. Хабидовым (1999) в водохранилище во время шторма, достигали 2 м/с. Компенсационное противотечение обычно обладает значительно меньшей скоростью (порядка  $10^{-2}$ - $10^{-1}$  м/с) и лишь в прибойной зоне измеренные при умеренном волнении скорости достигают 0,3-0,4 м/с (Леонтьев, Сперанский, 1980; Rodriguez et al., 1994).

## 5.2. Уравнения прибрежной динамики

Основу количественного описания прибрежной циркуляции составляют уравнения динамики, полученные О.М. Филлипсом (1980) на базе уравнений движения Эйлера с учетом специфических условий прибрежной зоны. Предполагается, что мгновенная горизонтальная скорость в каждой точке представляет сумму переносной ( $U, V$ ), орбитальной ( $u, v$ ) и турбулентной ( $u', v'$ ) составляющих, причем скорости течений  $U$  и  $V$  рассматриваются как усредненные по вертикали. Интегрирование исходных уравнений по глубине и осреднение их по времени (за период волн) приводит к соотношениям типа уравнений мелкой воды, в которых вклад орбитальных движений, выраженный градиентами радиационных напряжений, может интерпретироваться как добавочная сила, приложенная волновым полем к поверхности воды в прибрежной зоне. Система дополняется уравнением сохранения массы (неразрывности), также проинтегрированным по вертикали и осредненным по времени. Аналитическая процедура, несколько отличающаяся от вывода Филлипса, описана также в работе К. Мея (Mei, 1983).

В терминах поперечного и продольного расходов воды  $Q_x = Uh$  и  $Q_y = Vh$ , система, о которой идет речь, записывается в виде:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial Q_x^2 / h}{\partial x} + \frac{\partial Q_x Q_y / h}{\partial y} + gh \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho} + \frac{\tau_{bx}}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_l}{\partial y} &= 0, \\
\frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial Q_x Q_y / h}{\partial x} + \frac{\partial Q_y^2 / h}{\partial y} + gh \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho} + \frac{\tau_{by}}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_l}{\partial x} &= 0, \quad (5.2) \\
\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} &= 0.
\end{aligned}$$

Оси координат  $OX$  и  $OY$  здесь направлены перпендикулярно и параллельно берегу соответственно,  $t$  – время,  $h$  – полная глубина, включающая и отклонение среднего уровня  $\bar{\zeta}$  от штилевой отметки,  $\rho$  – плотность воды. Величины  $Q_x$  и  $Q_y$  трактуются О.М. Филлипсом как суммарные потоки, включающие, в том числе и волновой перенос масс. В представлении же К. Мея стоков дрейф здесь не участвует, что связано с несколько иной формой определения радиационных напряжений. В дальнейшем будем придерживаться трактовки О.М. Филлипса.

Разрушающиеся волны, как известно, помимо радиационных создают также напряжения, связанные с поверхностными роллерами (Dally, Osiecki, 1994). С учетом вклада роллеров члены  $F_x$  и  $F_y$ , выражающие силовое воздействие волнового поля, определяются как

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{\partial}{\partial x} (S_{xx} + \hat{P}R_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (S_{xy} + \hat{P}R_{xy}), \\
F_y &= \frac{\partial}{\partial y} (S_{yy} + \hat{P}R_{yy}) + \frac{\partial}{\partial x} (S_{yx} + \hat{P}R_{yx}). \quad (5.3)
\end{aligned}$$

Здесь  $S_{ij}$  и  $R_{ij}$  напряжения, обусловленные собственно волнами (радиационные) и роллерами, а величина  $\hat{P}$  выражает долю обрушающихся компонентов в распределении высот волн. Если волнение регулярное, то  $\hat{P} = 0$  до обрушения и  $\hat{P} = 1$  в прибойной зоне. В случае нерегулярного волнения для определения локального значения  $\hat{P}$  используется какое-либо полуэмпирическое соотношение.

Напряжения донного трения  $\tau_{bx}, \tau_{by}$  обычно определяются исходя из квадратичного закона сопротивления:

$$\bar{\tau}_b = c_f \rho \overline{|\mathbf{u} + \mathbf{U}|(\mathbf{u} + \mathbf{U})}, \quad (5.4)$$

где  $c_f$  – коэффициент трения, а горизонтальная черта означает осреднение по времени. Конечный результат зависит от соотношения амплитуд скоростей течений и орбитальных скоростей  $U_m / u_m$ , а также углов подхода волн к берегу. Выделяются случаи относительно слабого ( $U_m / u_m \ll 1$ ) и сильного течений ( $U_m / u_m = O(1)$ ). В последнем случае форма фрикционных членов значительно усложняется (Liu, Dalrymple, 1978). Поэтому чаще всего используется допущение о слабом течении, которое во многих случаях выполняется на практике и, как показано Е. Торнтоном и Р. Гузой (Thornton, Guza, 1986), обеспечивает удовлетворительные результаты даже при нарушении условия  $U_m / u_m \ll 1$ .

Отвечающие этому условию выражения фрикционных членов, полученные Ле Блоном и К. Таном (Le Blond, Tang, 1974), выглядят как

$$\begin{aligned} \tau_{bx} &= \frac{2}{\pi} c_f \rho u_m \left[ (1 + \cos^2 \varphi) U + V \sin \varphi \cos \varphi \right] \\ \tau_{by} &= \frac{2}{\pi} c_f \rho u_m \left[ U \sin \varphi \cos \varphi + (1 + \sin^2 \varphi) V \right] \end{aligned} \quad (5.5)$$

При небольших углах подхода волн выражения в квадратных скобках в (5.5) трансформируются в  $2U$  и  $V$  соответственно.

Величина  $\tau_l$  в уравнениях (5.2) выражает турбулентное напряжение Рейнольдса, обусловленное горизонтальным обменом импульсом, и имеет форму:

$$\tau_l = \rho \nu_l \left( \frac{\partial Q_x}{\partial y} + \frac{\partial Q_y}{\partial x} \right), \quad (5.6)$$

где  $\nu_l$  – коэффициент вихревой вязкости или горизонтального обмена.

Система (5.2) описывает горизонтальную циркуляцию в пределах прибрежной акватории, на границах которой должны быть заданы значения среднего уровня  $\zeta$ , а также расходы или скорости течений  $U$ ,  $V$  и их горизонтальные градиенты. Следует отметить, что интегрирование системы (5.2) может дать реалистичные результаты только при правильном выборе коэффициентов донного трения и вихревой вязкости. Подходы к решению этих проблем обсуждаются ниже.

### 5.3. Коэффициент донного трения для прибрежного течения

В природных условиях течения практически всегда турбулентные, а дно, как правило, гидравлически шероховатое. Вертикальный профиль скорости течения  $V(z)$  в этом случае хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью,

$$V(z) = \frac{V_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (5.7)$$

где  $\kappa=0,4$  – константа Кармана,  $z_0$  – донная шероховатость, обозначающая условный уровень над дном, где скорость равна нулю. Величина  $z_0$  определяется через параметр шероховатости  $r$  как  $z_0=r/30$ . Динамическая скорость  $V_*$  выражается через напряжение донного трения  $\tau$  как  $V_* = \sqrt{\tau / \rho}$ . В свою очередь,  $\tau$  определяется на основании квадратичного закона сопротивления через усредненную по глубине скорость  $V$  как  $\tau = c_f \rho V^2$ . Поэтому можно записать:

$$V_* = \sqrt{c_f} V. \quad (5.8)$$

Средняя скорость  $V$  вычисляется путем интегрирования профиля (5.7) по глубине от  $z=z_0$  до  $z=h$ . Принимая во внимание, что  $z_0 \ll h$ , имеем

$$V = \frac{V_*}{\kappa} \left( \ln \frac{h}{z_0} - 1 \right). \quad (5.9)$$

Подстановка (5.9) в (5.8) позволяет определить коэффициент трения в зависимости от шероховатости дна и глубины:

$$c_f = \frac{\kappa^2}{[\ln(h/z_0) - 1]^2}. \quad (5.10)$$

Для применения данной зависимости к прибрежным течениям, действующим на фоне орбитальных волновых движений, необходима ее определенная корректировка. Дело в том, что присутствие волн вызывает эффект дополнительного перемешивания вблизи дна за счет турбулентности, генерируемой в волновом пограничном слое. Это схематически показано на левом графике рис. 5.3, где по оси  $x$  отложен коэффициент вертикального обмена  $V_z$ , а по оси  $z$  расстояние от дна. В результате в слое волнового перемешивания толщиной  $l_w$  наблюдается уменьшение градиента скорости и самой скорости течения, что отражено на правом графике рис. 5.3.

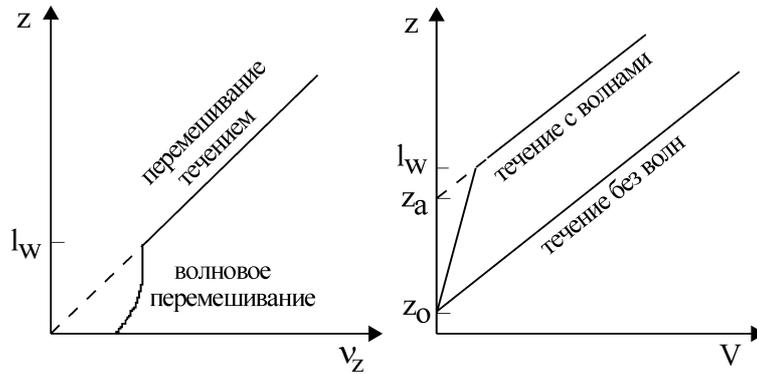


Рис.5.3. Вертикальное перемешивание и профиль скорости у дна при взаимодействии волн и течений.

Таким образом, влияние волн приводит к увеличению эффективной шероховатости дна до величины  $z_a$  так называемой кажущейся шероховатости. При этом зависимость (5.7) сохраняет силу при  $z \geq l_w$ , если в ней используется значение  $z_a$  вместо  $z_0$  (Nielsen, 1992). Это позволяет переписать формулу (5.10) применительно к прибрежным течениям в форме

$$c_f = \frac{c\kappa^2}{[\ln(h/z_a) - 1]^2}. \quad (5.11)$$

Корректировка с помощью коэффициента  $c$  здесь необходима в связи с неизбежными аппроксимациями при параметризации величины  $z_a$ .

Нильсен (Nielsen, 1992) приводит несколько эмпирических формул, выражающих отношение  $z_a/z_0$  в функции отношения орбитальной скорости к динамической скорости течения, а также параметра донной шероховатости  $r$ . В случае весьма значительной шероховатости при  $0.06 \leq r/a_m \leq 0.5$ , имеет место зависимость

$$\frac{z_a}{z_0} = 0.44 \frac{u_m}{V_*}. \quad (5.12)$$

Из нее видно, что в типичном случае, когда  $u_m / V = 10$  и  $u_m / V_* = O(10^2)$ ,  $z_a$  превышает  $z_0$  в десятки раз. Однако применение подобных формул требует знания характеристик течения, которые сами неизвестны априори.

С другой стороны, кажущаяся шероховатость, согласно П. Нильсену, связана с толщиной слоя волнового перемешивания как:

$$z_a = e^{-1} l_w. \tag{5.13}$$

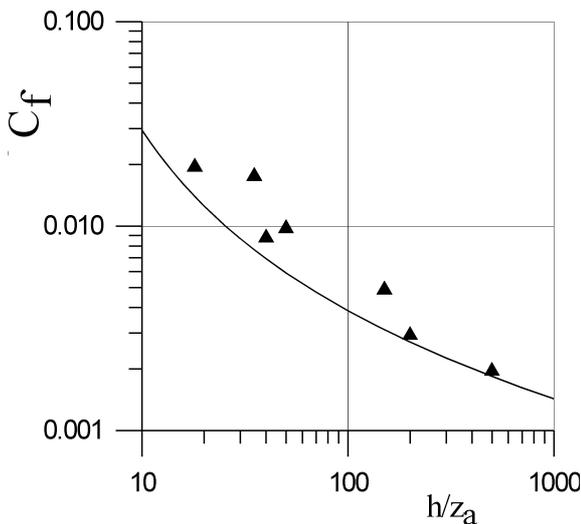
Величина  $l_w$ , как показано П. Нильсеном, зависит от ряда факторов, включая отношение скоростей течений и орбитальных движений, шероховатость дна, а также угол между направлениями течения и волн. Однако при всех условиях масштаб толщины слоя перемешивания должен быть того же порядка, что и толщина волнового пограничного слоя  $\delta_w$ . Поэтому в первом приближении можно полагать, что

$$z_a = e^{-1} \delta_w, \quad \delta_w = a_m \sqrt{f_w / 2}, \tag{5.14}$$

где  $f_w$  – коэффициент трения для волн,  $a_m$  – горизонтальный радиус волновых орбит.

Таким образом, процедура расчета коэффициента трения для течения  $c_f$  над песчаным дном включает несколько шагов. На первом из них определяется параметр шероховатости  $r$  (требуемые характеристики донных рифелей вычисляются по известным эмпирическим формулам (Косьян, Пыхов, 1991, Анцыферов, Ефремов, 1996). Далее рассчитывается коэффициент трения для волн  $f_w$  (например, по формуле Р. Нильсена (Nielsen, 1992)). Затем по (5.14) вычисляется кажущаяся шероховатость  $z_a$ , после чего из (5.11) находится значение  $c_f$ .

Коэффициент  $c$  в формуле (5.11) определялся на основе сопоставления результатов расчетов с имеющимися данными о скоростях вдольберегового течения, которые будут обсуждаться позже. Оптимальное среднее значение  $c$  составляет около 0,3. График зависимости (5.11) показан на рис.5.4.



**Рис.5.4.** Коэффициент донного трения для прибрежного течения. Теоретическая кривая отвечает зависимости (5.11), включающей кажущуюся шероховатость. Данные относятся к вдольбереговому течению (Thornton et al., 1995) и основываются на физической шероховатости.

В качестве иллюстрации здесь представлены также данные измерений коэффициента трения для вдольберегового течения, полученные И. Торнтоном и другими (Thornton et al., 1995) в ходе натурного эксперимента DUCK'94 на атлантическом побережье США.

Величины кажущейся шероховатости авторами не приводятся, и в данном случае вместо  $z_a$  используется наблюдаемая физическая шероховатость. Последняя обуславливалась донными формами на песчаном дне (рифелями и мегарифелями) и изменялась от 5-7 мм до 0,15 м. Расчетные и измеренные значения  $c_f$ , таким образом, не вполне сопоставимы, однако тенденции их изменений в основном совпадают.

Определения коэффициента трения для течения по изложенной методике вполне согласуются с оценками других авторов. Например, значения  $c_f$  для вдольберегового течения, измеренные Д.Дж. Шерманом и Б. Гринвудом (Sherman, Greenwood, 1984) в прибойной зоне на песчаном побережье озера Гурон, располагались в интервале от 0,008 до 0,02. Почти тот же диапазон  $c_f$  от 0,01 до 0,02 указывается В.К. Дебольским и другими (1994) для течений, наблюдаемых в лабораторных условиях.

#### 5.4. Коэффициент горизонтального обмена

Основными факторами бокового перемешивания в прибрежной зоне являются собственно волны и формируемая ими система прибрежных течений. Волновое перемешивание осуществляется как “организованными” движениями (включая орбитальные и подобные орбитальным, связанные с поверхностными роллерами) так и турбулентностью, генерируемой в основном при обрушении. Наблюдения за распространением пятна красителя показывают, что в начальной стадии процесса трассер быстро распространяется поперек прибойной зоны и лишь незначительно в продольном направлении. На следующей стадии в действие вступает механизм адвекции, осуществляющий распространение трассера внутри существующей системы циркуляции (Bowen, Inman, 1974).

Известны два способа количественной оценки горизонтального обмена. Один из них основан на измерениях диффузии трассера, а второй исходит из теоретической оценки коэффициента обмена, обеспечивающей возможность адекватного описания профиля вдольберегового течения. Как отмечают А. Боуэн и Д. Инман (Bowen, Inman, 1974), второй путь нередко оказывается более эффективным ввиду трудностей получения и интерпретации данных натурных измерений.

Из соображений размерности кинематический коэффициент вихревой вязкости  $V_l$  может быть представлен произведением характерной скорости  $u'$  на линейный масштаб  $l$ . Н. Торнтон (Thornton, 1970), рассматривая горизонтальный обмен, обусловленный орбитальными движениями, принял в качестве  $u'$  и  $l$  амплитуду орбитальной скорости  $u_m$  и горизонтальный радиус волновых орбит  $a_m$ . В результате было получено выражение, которое в условиях мелкой воды указывает на пропорциональность  $V_l$  величине  $gH^2T/h$  ( $H$  и  $T$  – высота и период волн). В прибойной зоне с монотонно повышающимся дном имеем в первом приближении

$$H/h = \gamma_B = const, \quad (5.15)$$

и приведенное соотношение принимает вид:

$$v_l \sim gH_B T. \quad (5.16)$$

М. Лонге-Хиггинс (Longuet-Higgins, 1970) предположил, что главную роль в перемешивании играет турбулентность, генерируемая волнами. При условии возрастания масштаба турбулентных вихрей с увеличением расстояния от берега  $X$ , масштаб вихревой вязкости был определен М. Лонге-Хиггинсом как

$$v_l = N_x X \sqrt{gh}, \quad (5.17)$$

где  $N_x$  коэффициент порядка  $10^{-2}$ . При постоянном уклоне дна имеем  $h=X$  и, принимая во внимание (5.15), можно представить (5.17) в форме:

$$v_l = \frac{N_x}{\beta \gamma_B^{3/2}} H \sqrt{gH}. \quad (5.18)$$

Д. Инман и другие (Inman et al., 1971), исходя из предположения о том, что интенсивность перемешивания прямо пропорциональна количеству обрушающихся волн, одновременно находящихся в пределах ширины прибойной зоны  $X_B$ , оценили  $v_l$  как

$$v_l = \frac{H_B X_B}{T}, \quad (5.19)$$

и подкрепили свой вывод натурными наблюдениями за диффузией красителя. С учетом (5.15) результат (5.19) трансформируется в

$$v_l = \frac{1}{\beta \gamma_B} \frac{H_B^2}{T}. \quad (5.20)$$

А. Баттес (Battjes, 1975) связал коэффициент вихревой вязкости со скоростью диссипации энергии разрушающихся волн на единицу массы,  $D / \rho h$  и, используя в качестве масштаба  $l$  локальную глубину  $h$ , получил

$$v_l = (D / \rho h)^{1/3} l^{4/3} = (D / \rho)^{1/3} h. \quad (5.21)$$

В прибойной зоне с постоянным уклоном дна  $\beta = -dh / dx$  имеем

$$D / \rho = -(d / dx)(EC_g) / \rho = (5/16) \gamma_B^2 (gh)^{3/2} \beta, \quad (5.22)$$

что дает возможность представить (5.21) в виде:

$$v_l = \left( \frac{5}{16} \beta \gamma_B^{1/2} \right)^{1/3} H \sqrt{gH}. \quad (5.23)$$

Р. Дейгорд и Дж. Фредсе (Deigaard, Fredsoe, 1988) рассмотрели горизонтальный обмен импульсом, обусловленный поверхностными роллерами и получили зависимость для коэффициента обмена в виде:

$$v_l \approx 8h \sqrt{gh} \frac{(H/h)^3}{\sqrt{gT^2/h}}. \quad (5.24)$$

При использовании соотношения (5.15) приведенная зависимость трансформируется в

$$v_l \approx 8 \gamma_B \frac{H^2}{T}. \quad (5.25)$$

У. Путреву и А. Свенсен (Putrevu, Svendsen, 1997) показали теоретически, что горизонтальный обмен в прибрежной зоне в значительной мере определяется так называемым

дисперсионно-сдвиговым механизмом, который обусловлен взаимодействием течений, действующих во взаимно перпендикулярных направлениях или под углом друг к другу. Например, компенсационное противотечение, нормальное по отношению к берегу, служит важным фактором перемешивания по сечению параллельного берегу потока. Масштаб дисперсионного перемешивания, по мнению авторов, на порядок больше масштаба чисто турбулентного обмена. Соответствующий коэффициент вихревой вязкости оценивается как

$$v_l \approx (H/h)^4 h \sqrt{gh}, \quad (5.26)$$

или с учетом (5.4.1)

$$v_l \approx \gamma_B^{5/2} H \sqrt{gH}. \quad (5.27)$$

Таким образом, выделяются две формы параметризации коэффициента горизонтального обмена в прибойной зоне,

$$v_l \propto H \sqrt{gH} \quad \text{и} \quad v_l \propto H^2 / T. \quad (5.28)$$

Поскольку речь идет о масштабе  $V_l$ , то в качестве  $H$  может быть принята высота волн на входе  $H_0$  или в точке обрушения  $H_B$ . Вопрос о влиянии геометрии профиля дна (в частности, уклона) в данном случае не рассматривается.

Сравнение соотношений (5.28) с имеющимися данными наблюдений подтверждает тенденцию к увеличению  $V_l$  с ростом высоты волн, но не позволяет отдать предпочтение той или другой зависимости вследствие слишком большого разброса данных. Последний, однако, заметно уменьшается при включении вклада орбитальных движений, определяемого соотношением (5.16). Как выяснилось, более приемлемыми оказываются следующие зависимости:

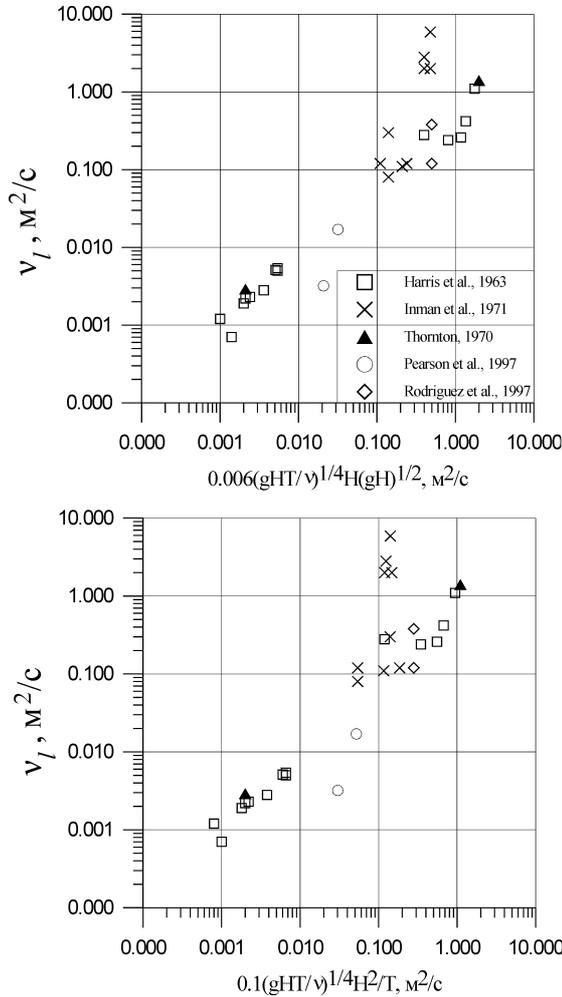
$$v_l = N_1 \left( \frac{gH_0 T}{\nu} \right)^m H_0 \sqrt{gH_0}, \quad (5.29)$$

$$v_l = N_2 \left( \frac{gH_0 T}{\nu} \right)^m \frac{H_0^2}{T}, \quad (5.30)$$

где для сохранения размерности присутствует молекулярная кинематическая вязкость воды  $\nu$ , равная  $10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  при  $20^\circ\text{C}$ , а  $N_1$ ,  $N_2$  и  $m$  – безразмерные постоянные.

На рис.5.5 зависимости (5.29) и (5.30) сравниваются с имеющимися данными лабораторных опытов (Harris et al., 1963; Thornton, 1970; Pearson et al., 1997) и природных наблюдений (Harris et al., 1963; Thornton, 1970; Inman et al., 1971; Rodriguez et al., 1997).

Первые группируются в левой нижней части графиков и относятся к регулярным волнам с высотой от 2 до 19 см и периодом порядка 1 с. Натурные данные, попадающие в правую часть графика, по большей части относятся к океанской зыби со среднеквадратичной высотой от 0,3 до 1,0 м и периодом 10-12 с. Исключение составляют результаты А. Родригеса с соавторами, полученные на Средиземном море ( $H_{rms} = 0,5 \text{ м}$ ,  $T_p = 5,5 \text{ с}$ ). Кроме того, часть наблюдений Д. Инмана с соавторами выполнена при одновременном действии зыби и короткопериодных ветровых волн. Параметры волн в этих случаях определялись как средневзвешенные пропорционально вкладу в полную энергию.



**Рис.5.5.** Коэффициент горизонтального обмена для прибрежного течения в функции двух различных комбинаций волновых характеристик.

таких  $V_l$  при расчетах вдольберегового течения приводит к нереалистичным значениям скоростей. Один из лабораторных результатов Дж. Пирсона также выпадает из общего ряда, но в противоположную сторону.

При исключении указанных наиболее заметно отклоняющихся значений  $V_l$ , параметры зависимостей (5.29) и (5.30) оцениваются как  $N_1 = 0.006$ ,  $N_2 = 0.1$  и  $m = 0.25$ . Последнее указывает на пропорциональность коэффициента горизонтального обмена произведению  $H_0^{7/4} T^{1/4}$ , согласно (5.29), или  $H_0^{9/4} / T^{3/4}$ , согласно (5.30). Таким образом, вопрос о влиянии периода пока не может быть однозначно решен на основании имеющихся данных. Не вполне ясен также характер пространственных изменений коэффициента обмена, хотя едва ли подлежит сомнению, что за пределами прибойной зоны он должен

При вычислениях по формулам (5.29) и (5.30) использовались среднеквадратичные значения высоты волн  $H_{rms}$ . Для возможности сравнения данных, относящихся к регулярным и нерегулярным волнам, их параметры необходимо было привести в соответствие. Согласно одной из точек зрения, высота регулярных волн может рассматриваться как аналог значительной высоты  $H_s$  нерегулярного волнения. В этом случае фиктивная среднеквадратичная высота регулярных волн может быть получена путем уменьшения их истинной высоты в  $\sqrt{2}$  раз, что и было сделано в данном случае. Заметим, что существует и другая точка зрения, рассматривающая в качестве аналога высоты регулярных волн значение  $H_{rms}$  соответствующего нерегулярного волнения. Какая из концепций более правомерна, по-видимому, зависит от типа рассматриваемой задачи.

Предложенные зависимости лучше аппроксимируют результаты лабораторных тестов, чем натурные данные, обнаруживающие значительный разброс. Особенно заметно отклоняется группа данных, полученных Д. Инманом с соавторами в Скриппсе. Зафиксированные там величины  $V_l = 3-6 \text{ м}^2/\text{с}$  кажутся слишком большими для волн с высотой всего около 0,4 м. Использование

уменьшаться. Впрочем, для большинства практических приложений оказывается достаточно использовать среднее масштабное значение  $V_l$ .

### 5.5. Вдольбереговое течение

В этом разделе идет речь о продольном течении, возникающем при косом подходе волн к берегу, т.е. энергетическом течении по терминологии И.Ф. Шадрина (1972). Оно служит одним из важнейших механизмов адвекции растворенного и взвешенного вещества в прибрежной зоне и играет главную роль в формировании потока наносов вдоль берега. Протяженность течения зависит от характера контура береговой линии и в условиях открытых морских побережий может измеряться десятками километров. Ширина потока определяется масштабом ширины прибойной зоны, в которой течение зарождается и откуда оно диффундирует в соседние области. При сильном шторме у отмелого берега течение может занимать прибрежную полосу шириной порядка 1 км.

Теория данного явления исходит из предположений о стационарности циркуляции ( $\partial / \partial t = 0$ ) и однородности условий вдоль берега ( $\partial / \partial y = 0$ ). В этом случае система уравнений прибрежной динамики (5.2) трансформируется следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho gh \frac{d\bar{\zeta}}{dx} + \frac{d}{dx}(S_{xx} + \hat{P}R_{xx}) &= 0, \\ \frac{1}{\rho} \frac{d}{dx}(S_{yx} + \hat{P}R_{yx}) + \frac{2}{\pi} c_f \frac{u_m}{h} (1 + \sin^2 \varphi) Q_y - \frac{d}{dx} \left( v_l \frac{dQ_y}{dx} \right) &= 0, \quad (5.31) \\ \frac{dQ_x}{dx} &= 0. \end{aligned}$$

Напомним, что  $Q_x = Uh$  и  $Q_y = Vh$  расходы воды в поперечном и продольном направлениях.

Первое уравнение системы (5.31) выражает баланс градиентов гидростатического давления и радиационного напряжения (с учетом вклада роллеров). Третье уравнение, отражающее условие сохранения массы, подразумевает равенство нулю полного потока воды по нормали к берегу, поскольку на берегу  $Q_x = 0$ .

Второе уравнение системы (5.31), которое в дальнейшем для краткости будем именовать просто уравнением (5.31), показывает, что движущей силой вдольберегового течения является поперечный градиент тангенциальной составляющей радиационного напряжения, который уравновешивается донным трением и боковым перемешиванием. Величина  $S_{yx}$  пропорциональна энергии волн, а изменения энергии в наибольшей мере обусловлены ее диссипацией при обрушении. Последнее, таким образом, и является главной причиной возникновения течения, которое концентрируется в прибойной зоне и затухает за ее пределами.

М. Лонге-Хиггинс (Longuet-Higgins, 1970) нашел теоретическое распределение скоростей течения для регулярных волн, распространяющихся под небольшим углом к берегу на мелкой воде над плоским наклонным дном. Коэффициент горизонтального обмена определялся с помощью соотношения (5.16). При указанных условиях уравнение (5.31) может быть трансформировано в

$$P \frac{d}{d\tilde{X}} \left( \tilde{X}^{5/2} \frac{d\tilde{V}}{d\tilde{X}} \right) - \tilde{X}^{1/2} \tilde{V} = \begin{cases} -\tilde{X}^{3/2} & 0 < \tilde{X} < 1 \\ 0 & 1 < \tilde{X} < \infty \end{cases} \quad (5.32)$$

Здесь используются безразмерные переменные  $\tilde{X} = X / X_B$ ,  $\tilde{V} = V / V_0$ , где  $X$  расстояние от берега,  $X_B$  ширина прибойной зоны, а  $V_0$  масштаб скорости на линии обрушения, определяемый как

$$V_0 = \frac{5\pi}{16} \gamma_B \frac{\beta}{c_f} \sqrt{gh_B} \sin \varphi_B. \quad (5.33)$$

Уравнение (5.32) подразумевает, что движущая сила течения увеличивается от берега к линии разрушения  $\tilde{X} = 1$  и сразу же за ней исчезает. Параметр  $P = (\pi\beta/\gamma_B)(N_x/c_f)$  характеризует отношение вкладов бокового перемешивания и донного трения. Величины  $N_x$  и  $c_f$  в общем одного порядка, поэтому при  $\gamma_B = 0.8$  имеем приблизительно  $P \approx 4\beta$ , что при типичных уклонах песчаных береговых склонов дает  $P$  порядка  $10^{-1}$ . Соотношение (5.33) показывает, что скорость течения прямо пропорциональна уклону дна, определяющему скорость диссипации, синусу угла подхода волн и квадратному корню из глубины обрушения, зависящей в основном от исходной высоты волн.

Полученное М. Лонге-Хиггинсом решение уравнения (5.32) в случае  $P \neq 2/5$  записывается в виде:

$$\tilde{V} = \begin{cases} B_1 \tilde{X}^p + A\tilde{X} & 0 < \tilde{X} < 1 \\ B_2 \tilde{X}^q & 1 < \tilde{X} < \infty \end{cases}, \quad (5.34)$$

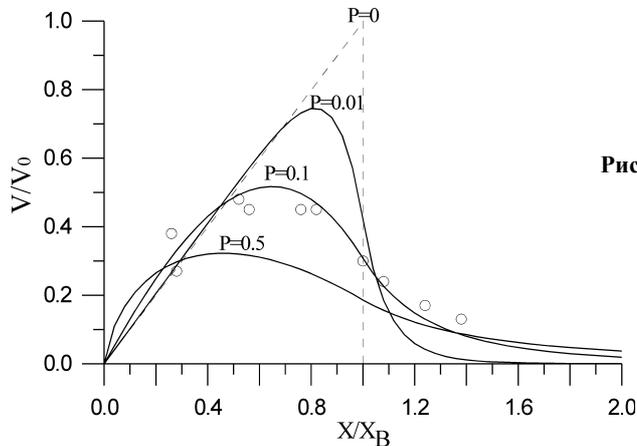
где

$$B_1 = [P(1-p)(p-q)]^{-1}, \quad B_2 = [P(1-q)(p-q)]^{-1}, \quad A = [1 - (5/2)P]^{-1},$$

$$p = -\frac{3}{4} + \left( \frac{9}{16} + \frac{1}{P} \right)^{1/2}, \quad q = -\frac{3}{4} - \left( \frac{9}{16} + \frac{1}{P} \right)^{1/2}.$$

Профили скорости течения, вычисленные по зависимости (5.34) при различных значениях параметра  $P$ , показаны на рис. 5.6. Треугольное распределение для  $P=0$  отвечает отсутствию бокового перемешивания. С ростом  $P$ , т.е. по мере усиления горизонтального обмена пик течения смещается к берегу, его максимальная скорость уменьшается, а ширина течения увеличивается и при  $P \geq 0.1$  приблизительно соответствует удвоенной ширине прибойной зоны. Для сравнения на рис.5.6 приведены также данные лабораторных тестов К. Галвина и Р. Иглсона (Galvin, Eagleson, 1965), отвечающие значениям  $P = 0.14 \div 0.16$ . Очевидно, теория хорошо описывает течение для регулярных волн над плоским дном.

В настоящее время известно множество математических моделей вдольберегового течения, разработанных с целью расширения рамок подхода М. Лонге-Хиггинса. Так



**Рис. 5.6.** Поперечный профиль вдольберегового течения над плоским наклонным дном по Лонге-Хиггинсу (Longuet-Higgins, 1970) при различных значениях параметра перемешивания  $P$ . Данные (Galvin, Eagleson, 1965) относятся к значениям  $P = 0.14-0.16$ .

П. Лю и Р. Далримпл (Liu, Dalrymple, 1978) получили решение для случая сильного течения ( $V/u_m = O(1)$ ), правда, без учета горизонтального обмена. Краус и Сасаки (Kraus, Sasaki, 1979) оценили влияние угла подхода волн на форму профиля течения.

И. Торнтон и Р. Гуза (Thornton, Guza, 1986), а также И.О. Леонтьев (1989) построили модели течения для нерегулярного волнения. Во второй из упомянутых работ было показано, что в условиях нерегулярных волн роль горизонтального турбулентного обмена в формировании профиля течения уменьшается, поскольку сам фактор нерегулярности выполняет ту же функцию сглаживающего механизма. Установлено также, что в условиях монотонно повышающегося дна течение концентрируется в основном между берегом и глубиной обрушения волн однопроцентной обеспеченности в системе.

Б. Эберсол и Р. Далримпл (Ebersole, Dalrymple, 1981), а также И.О. Леонтьев (1989) попытались учесть влияние подводного вала на распределение скорости и пришли к выводу о том, что течение достигает пика вблизи вершины вала, а в ложбине должен быть локальный минимум скорости. Этот вывод согласуется с данными наблюдений на Черном море, выполненных Н.А. Айбулатовым (1966) и О.В. Войцеховичем (1986). Вместе с тем, известны случаи, когда пик течения наблюдается в межваловой ложбине. Эта особенность, как показано Т. Липпманом с соавторами (Lippmann et al., 1995), может быть отчасти связана с влиянием роллеров, которые вызывают смещение пика скорости ближе к берегу. Кроме того, даже незначительная неоднородность условий вдоль берега, типичная для природных пляжей, обуславливает появление продольных градиентов среднего уровня, что в свою очередь вызывает развитие градиентных течений, оказывающих заметное влияние на распределение вдольбереговых скоростей. Попытки количественно оценить это влияние предпринимались И.Ф. Шадриным (1972), П. Комаром (Komar, 1975), а также А.Дж. Реньерсом с соавторами (Reniers et al., 1995).

Из наиболее современных следует отметить модель Д. Осецки и В. Дэлли (Osiecki, Dally, 1996), в которой приняты в расчет поверхностные роллеры и упоминавшийся выше дисперсионно-сдвиговый механизм перемешивания. В частности, коэффициент горизонтального обмена параметризуется в форме:

$$v_l = 0.5 \frac{h^2 (U^-)^2}{(v_B^2 + v_R^2)^{1/2}}, \quad (5.35)$$

где  $U^-$  – скорость противотечения, а величины  $V_B$  и  $V_R$  характеризуют вклады придонной турбулентности и роллеров в вертикальный турбулентный обмен. Приведенная зависимость означает, что усиление вертикального перемешивания, обусловленного роллерами, должно вызывать уменьшение горизонтального обмена. Последнее должно сопровождаться некоторым ростом скоростей течения. Авторы подтверждают этот вывод путем сравнения распределений скорости, вычисленных с учетом и без учета  $V_R$ , с данными лабораторных измерений в условиях плоского наклонного дна.

Практический метод расчета течения, применимый к условиям нерегулярного волнения над неравномерным дном, сложенным подвижными наносами, должен основываться на численном интегрировании уравнения (5.31). Для этого исходный профиль дна задается в цифровой форме: расчетный створ разбивается на ряд отрезков длиной  $\Delta x$ , оптимальное число которых, как показывает опыт, должно составлять несколько десятков, и на границах каждого отрезка задаются глубины. По заданным входным параметрам волн и профилю дна вначале вычисляются высоты волн и средний уровень по протяжению створа, затем в тех же точках определяются напряжения  $S_{yx}$  и  $R_{yx}$ , а также параметры донного трения (для заданных характеристик наносов). После этого интегрирование исходного уравнения при использовании той или иной численной схемы позволяет получить распределение скоростей течения по створу.

Обозначив первый член уравнения (5.31) как  $FY$ , а второй как  $FQ_y$ , будем иметь при постоянном  $V_l$ :

$$v_l \frac{d^2 Q_y}{dx^2} - FQ_y - FY = 0. \quad (5.36)$$

Это уравнение интегрируется методом прогонки (Пейре, Тейлор, 1986). Представив вторую производную в конечных разностях, можно записать (5.36) в виде:

$$aQ_{yi-1} + b_i Q_{yi} + cQ_{yi+1} = d_i, \quad (5.37)$$

где

$$a = c = \frac{v_l}{\Delta x^2}, \quad b_i = -\left(\frac{2v_l}{\Delta x^2} + F\right), \quad d_i = FY.$$

В качестве граничных условий примем равенство нулю расходов воды на внешнем краю створа ( $x=0, i=0$ ) и на берегу ( $x = X_C, i=I$ ), что дает

$$Q_{y0} = Q_{yI} = 0. \quad (5.38)$$

Каждое предыдущее значение ряда  $Q_{yi}$  связано с последующим рекуррентными соотношениями:

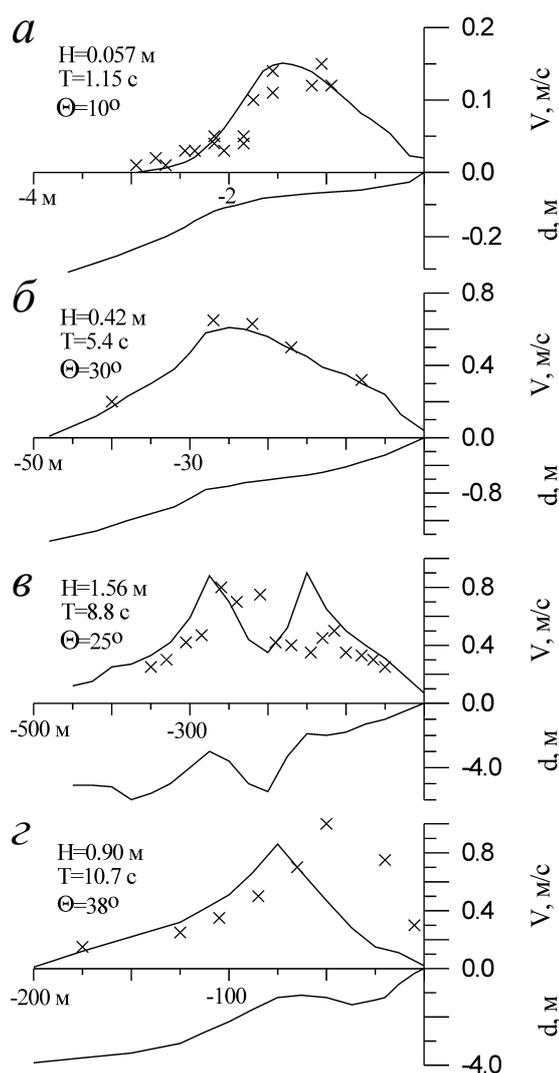
$$Q_{yi} = A_i Q_{yi+1} + B_i, \quad i = 1, \dots, I-1, \quad (5.39)$$

где коэффициенты определяются как

$$A_i = \frac{-c}{b_i + aA_{i-1}}, \quad B_i = \frac{d_i - aB_{i-1}}{b_i + aA_{i-1}}, \quad i = 1, \dots, I-1, \quad (5.40)$$

причем на основании условий (5.38)  $A_0 = 0$  и  $B_0 = Q_{y0} = 0$ . Таким образом, вначале по формулам (5.40) вычисляются коэффициенты  $A_i$  и  $B_i$ , а затем с помощью (5.39) – искомые значения  $Q_{yi}$ , при этом  $i$  изменяется от  $I-1$  до 1.

Далее приводятся результаты изложенной процедуры, которая в данном случае основывается на модели трансформации нерегулярных волн И.О. Леонтьева (2000), определении коэффициента трения по методике, изложенной в разделе 5.3 и оценке коэффициента горизонтального обмена по формуле (5.29). На рис. 5.7 вычисленные распределения вдольбереговых скоростей сравниваются с измеренными в волновом бассейне (а) и в природе (б, в, г) в условиях песчаного дна при нерегулярном волнении.



**Рис.5.7.** Сравнение расчетных профилей вдольберегового течения с измеренными в лаборатории (а - данные Badiei, Kamphuis, 1995) и в морских условиях (б - данные Rodriguez et al., 1994, в - данные Kuriyama, 1994, г - Lippmann et al., 1995).

В лабораторных тестах, выполненных П. Бадье и Дж. Камфуйсом (Badiei, Kamphuis, 1995), использовался мелкий песок с размером 0,12 мм. Для контроля изменений условий вдоль берега измерения скоростей проводились на трех створах, отстоящих друг от друга на 8 м, и на рис. 5.7а представлена вся совокупность полученных данных. Расчеты обнаруживают хорошее соответствие с наблюдениями.

То же можно сказать и в отношении результатов, показанных на рис. 5.7б. Данные здесь относятся к средиземноморскому побережью Испании в районе дельты реки Эбро (Rodriguez et al., 1994), сложенному мелко- и среднезернистым песком, размер которого был принят при расчетах равным 0,25 мм. Результаты промеров свидетельствуют об однородности прибрежной топографии на участке наблюдений.

Данные, представленные на рис. 5.7в, взяты из работы Куриямы (Kuriyama, 1994) и получены на тихоокеанском побережье Японии при использовании исследовательского пирса. Здесь доминирует среднезернистый песок (0,3 мм), а рельеф дна обладает значительной расчлененностью как по нормали (из-за подводных валов) так и вдоль берега. Последнее, по-видимому, связано с влиянием самого пирса, по створу которого глубины несколько больше, чем на соседних участках. Поэтому отклонения расчетных распределений скоростей от измеренных отча-

сти могут быть объяснены фактором неоднородности условий, провоцирующим развитие градиентных течений.

Заметные расхождения обнаруживают также профили течений, показанные на рис. 5.7г. Распределение, измеренное на побережье Северной Каролины в ходе эксперимента DELILAN'90 (Lippmann et al., 1995), характеризуется пиком скорости в межваловой ложбине, тогда как теория предсказывает максимум скорости у гребня вала.

Таким образом, рассмотренная модель, основанная на постоянном значении коэффициента обмена, дает вполне адекватные результаты для монотонных профилей дна. Для склонов с подводными валами теория правильно определяет максимальные скорости течения, но не вполне удовлетворительно описывает их распределение. В этих условиях, очевидно, возрастает роль изменений вихревой вязкости в поперечном направлении. Однако известные модели, использующие переменный коэффициент обмена, также не в состоянии объяснить смещение пика течения в ложбину. Поэтому более вероятной причиной расхождений является неоднородность рельефа дна вдоль берега, характерная для зоны подводных валов. Заметим, что расчетные распределения скорости, основанные на оценке вихревой вязкости по формуле (5.30), почти не отличаются от приведенных на рис. 5.7.

Исследования вертикальной структуры вдольберегового течения, выполненные И. Торнтоном с соавторами (Thornton et al., 1995), свидетельствуют о том, что профиль скорости хорошо описывается логарифмической зависимостью (коэффициент корреляции в среднем равен 0,98). Эпюры вдольбереговых скоростей, измеренные И. Торнтоном с соавторами в ходе эксперимента DUCK'94 в различных точках профиля берегового склона, показаны на рис. 5.8. По вертикальной оси на графиках отложены расстояния от дна. Измерения выполнялись во время прилива, и реальные глубины были несколько больше средних. Авторы отмечают, что в ложбине, где доминирует придонная турбулентность, наблюдаемые распределения ближе к логарифмическим, чем над валом, где турбулентность обусловлена также обрушением волн. В целом течение довольно однородно в пределах среднего слоя, и его осредненная по глубине скорость, может служить достаточно репрезентативной характеристикой.

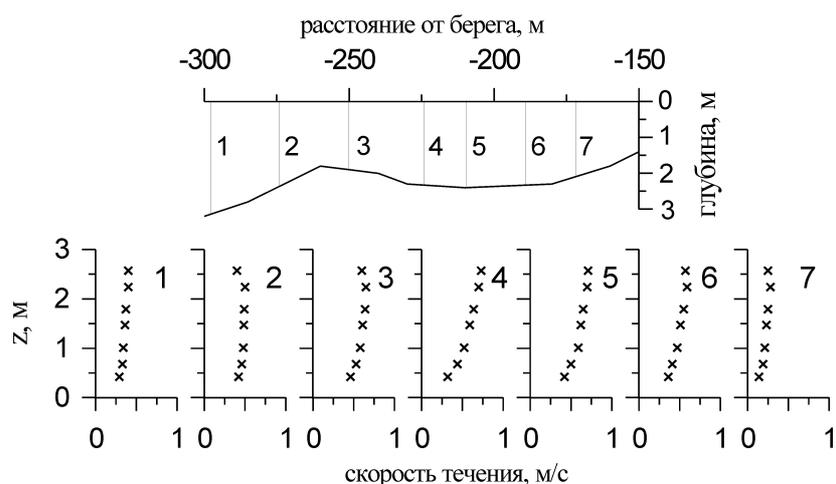


Рис.5.8. Вертикальные профили скоростей вдольберегового течения (по данным Thornton et al., 1995).

С вдольбереговым течением связано явление, известное под названием волн сдвига (shear waves). В результате одновременных измерений в различных точках по протяжению струи течения, Олтман-Шей с соавторами (Oltman-Shay, 1989) обнаружили вариации скорости, которые имели характер волн, распространяющихся вниз по течению. Их скорость была близка к половине максимальной скорости течения, а длина составляла порядка 100 м. А. Боуэн и Р. Холман (Bowen, Holman, 1989) объяснили это явление существованием горизонтального сдвига скорости течения (ее поперечного градиента), который порождает неустойчивость того же рода, что наблюдается в свободных потоках со сдвигом по вертикали. Наглядным проявлением волн сдвига являются меандры струи вдольберегового течения, перемещающиеся вниз по потоку.

Дейгорд с соавторами (Deigaard et al., 1994) на основе численных экспериментов продемонстрировали, что пульсации скорости и соответствующие напряжения Рейнольдса  $u'v'$ , связанные с волнами сдвига, вносят определенный вклад в горизонтальный обмен, сравнимый с вкладом других механизмов. Вызывая уменьшение поперечного градиента скорости, горизонтальный обмен служит стабилизирующим фактором, сдерживающим рост волн. Ту же роль играет и донное трение. В случае превышения коэффициентом трения некоторого порогового уровня волны сдвига полностью подавляются. Их влияние, как показано Дейгордом с соавторами, может проявляться также в уменьшении продольного потока наносов и морфологических изменениях профиля дна.

### 5.6. Компенсационное противотечение

Проблема противотечения, как и обсуждавшегося выше вдольберегового течения, традиционно рассматривается в рамках предположения о стационарности и однородности условий вдоль берега, когда полный поперечный поток воды равен нулю (см. третье уравнение системы (5.31)). Это означает, что стоков перенос масс к берегу  $M_w$ , концентрирующийся в верхнем слое, уравновешивается противоположным потоком  $M^-$ , создаваемым противотечением в среднем слое водной толщи (см. рис.5.1а). Его средняя по сечению скорость  $U^-$  для волн, распространяющихся по нормали к берегу, может быть записана как

$$U^- = -\frac{M_w}{\rho h_m} = -(1 + 2r\hat{P}) \frac{E}{\rho c_x h_m}, \quad (5.41)$$

где  $h_m$  – глубина среднего слоя,  $c_x$  – фазовая скорость волн,  $r$  – отношение энергии роллера к полной энергии волны  $E$ . Поскольку противотечение играет важную роль в водообмене и переносе взвешенного вещества в прибрежной зоне, представляет интерес определение вертикальной эпюры его скорости.

Движение невязкой жидкости постоянной плотности в вертикальной плоскости  $x, z$  описывается уравнениями движения Эйлера, которые с помощью условия неразрывности могут быть записаны в форме

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(p + \rho u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u w) &= 0, \\ \rho \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(p + \rho w^2) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u w) &= -\rho g. \end{aligned} \quad (5.42)$$

Пусть мгновенные скорости жидкости представляют сумму средних  $(U, W)$ , орбитальных  $(u, w)$  и турбулентных  $(u', w')$  составляющих, причем  $U^2 \ll u^2$  и  $W^2 \ll w^2$ . Выполним осреднение по времени (за период волн), имея в виду, что средние значения типа  $Uu$ ,  $Uu'$  и  $uu'$  равны нулю. Проинтегрируем второе уравнение в (5.42) по  $z$ , полагая  $p=0$  при  $z = \bar{\zeta}$ . Так как вклад осредненного по времени третьего члена при периодическом волновом движении относительно мал (Филлипс, 1980), то будем иметь

$$\bar{p} = \rho g (\bar{\zeta} - z) - \rho (\overline{w^2} + \overline{w'^2}). \quad (5.43)$$

Последнее означает, что среднее давление при наличии вертикальных скоростей уменьшается по сравнению с гидростатическим. С учетом (5.43) первое уравнение системы (5.42) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2} - \overline{w^2}) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2} - \overline{w'^2}) + g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uw} + \overline{u'w'}) = 0. \quad (5.44)$$

При условии изотропной турбулентности  $\overline{u'^2} \approx \overline{w'^2}$ , и второй член исчезает. Параметризуя турбулентное напряжение Рейнольдса  $\overline{u'w'}$  с помощью коэффициента вертикальной турбулентной вязкости  $V_z$ , получим исходное уравнение для определения эпюры средней скорости:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2} - \overline{w^2}) + g \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uw}) + \frac{\partial}{\partial z} \left( V_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) = 0, \quad (5.45)$$

Используя приближение мелкой воды, далее будем считать величины  $u$ ,  $w$  и  $V_z$  неизменными по глубине, а  $w^2$  пренебрежимо малой по сравнению с  $u^2$ .

Первый член в (5.45) представляет вклад радиационного напряжения. Будучи проинтегрирован по глубине, он уравнивается градиентом гидростатического давления, обусловленного наклоном среднего уровня (второй член в (5.45)). Однако на каждом отдельном горизонте баланс сил включает вклад сдвиговых напряжений Рейнольдса, связанных как с орбитальными движениями, так и с турбулентностью (третий и четвертый члены в (5.45)). Изменения напряжений по глубине отражаются на стратификации течений в водной толще. Так, результатом дисбаланса между градиентами радиационного напряжения и давления при обрушении волн оказывается увеличение потока к берегу в верхнем слое и усиление противотечения в нижележащей области.

Напряжение Рейнольдса  $\overline{uw}$ , обусловленное орбитальными движениями, не равно нулю в случае наклонного дна и, согласно Ф. Риверо и А. Санчес-Арчила (Rivero, Sanchez-Arcilla, 1995), изменяется в толще воды в соответствии с зависимостью:

$$\overline{uw} = -\frac{1}{2} u_m^2 \frac{dh}{dx} - \frac{1}{4} \frac{du_m^2}{dx} z, \quad (5.46)$$

где вертикальная координата  $z$  отсчитывается вверх от дна. Если дно повышается ( $dh/dx < 0$ ) а диссипация энергии незначительна, то  $du_m^2/dx > 0$ , и величина  $\overline{uw}$  уменьшается от дна к поверхности воды. При заметной диссипации  $du_m^2/dx < 0$  и напряжение  $\overline{uw}$  возрастает с удалением от дна.

Принимая во внимание соотношение (5.46) и равенство  $\overline{u^2} = (1/2)u_m^2$ , перепишем уравнение (5.45) в виде

$$\frac{d}{dz} \left( v_z \frac{dU}{dz} \right) = -G, \quad G = g \frac{d\bar{\zeta}}{dx} + \frac{1}{4} \frac{du_m^2}{dx} \quad (5.47)$$

и проинтегрируем его по  $z$ . В качестве одного из граничных условий примем значение напряжения  $\tau_t$  на верхнем краю среднего слоя (на уровне волновых ложбин,  $z=h_m$ ), а второго значение средней скорости  $U_B$  на верхнем краю донного пограничного слоя (при  $z = \delta_w$  или  $z \approx 0$ , так как  $\delta_w \ll h_m$ ).

Первое интегрирование дает распределение касательного напряжения по вертикали,

$$v_z \frac{\partial U}{\partial z} = G(z - h_m) + \frac{\tau_t}{\rho}, \quad (5.48)$$

а второе приводит к выражению профиля средней скорости:

$$U(z) = \frac{1}{v_z} \left[ Gh_m \left( \frac{z^2}{2h_m} - z \right) + \frac{\tau_t}{\rho} z \right] + U_B. \quad (5.49)$$

Наконец, использование осредненной по глубине скорости противотечения  $U^-$ ,

$$U^- = \frac{1}{h_m} \int_0^{h_m} U dz \quad (5.50)$$

позволяет выразить величину  $G$ , включающую градиент среднего уровня, через параметры течения:

$$Gh_m = 3 \frac{v_z}{h_m} (U_B - U^-) + \frac{3}{2} \frac{\tau_t}{\rho}. \quad (5.51)$$

Основываясь на экспериментальных данных (Okayasu, Katayama, 1992), глубину среднего слоя  $h_m$  для нерегулярных волн можно аппроксимировать как

$$h_m = h - (1/3)H \quad (5.52)$$

( $h$  – глубина от штилевого уровня).

При введении безразмерных глубин,

$$\tilde{z} = z/h, \quad \tilde{h}_m = h_m/h, \quad (5.53)$$

уравнение эпюры скорости (5.49) переписывается в виде

$$U(\tilde{z}) = \frac{h}{v_z} \left[ Gh_m \left( \frac{\tilde{z}^2}{2\tilde{h}_m} - \tilde{z} \right) + \frac{\tau_t}{\rho} \tilde{z} \right] + U_B. \quad (5.54)$$

Напряжение на уровне волновых ложбин  $\tau_t$  возникает благодаря роллерам и обусловлено средним напряжением  $\tau_r$  на границе между роллером и передним склоном волны. Последнее эквивалентно отношению  $D/c_x$ , где  $D$  – скорость диссипации энергии при обрушении волн, а  $c_x$  – фазовая скорость. Согласно Стиву и Де Вриенду (Stive, De Vriend, 1984), величина  $\tau_t$  в общем случае может быть выражена как

$$\tau_t = -\frac{D}{c_x} - \frac{d}{dx}(\widehat{P}R_{xx}), \quad (5.55)$$

где  $R_{xx}$  нормальная составляющая потока импульса роллеров.

Что же касается придонной скорости переноса  $U_B$ , то она может быть оценена на основе концепции И.О. Леонтьева (1999), согласно которой дрейф у дна определяется разностью между фактической скоростью диссипации энергии и некоторым пороговым ее значением  $D^*$ . Масштабом последнего служит средний градиент потока энергии  $EC_g$  на расстоянии  $X$  от данной точки до берега. Таким образом,

$$U_B = \alpha \frac{D^* - D}{D^*} \frac{u_m^2}{C}, \quad D^* = \frac{EC_g}{X}, \quad (5.56)$$

где коэффициент  $\alpha$  в условиях гладкого дна и интенсивного транспорта наносов равен 1, а при наличии на дне развитых рифелей принимает значение 0,2. В зоне обрушения волн  $=1$ ,  $D > D^*$ , и дрейф у дна направлен от берега в море ( $U_B < 0$ ).

Коэффициент вертикальной турбулентной вязкости  $v_z$  значительно меньше коэффициента горизонтального обмена  $v_l$ . Линейным масштабом  $l$  в данном случае служит локальная глубина, причем экспериментально установлено, что  $l \approx 0.2h$  (Svendsen et al., 1987). При определении характерного масштаба скорости  $u'$  следует принять во внимание, что турбулентность генерируется как орбитальными движениями, так и роллерами. Поэтому величину  $u'$  можно разложить на две составляющие,

$$u' = u'_w + u'_{br}, \quad (5.57)$$

где  $u'_w$  связана с масштабом орбитальной скорости  $u_m$ , а  $u'_{br}$  со скоростью диссипации энергии  $D$ . Из соображений размерности  $u'_{br}$  должна быть пропорционально  $(D/\rho)^{1/3}$ . Таким образом, имеем

$$v_z = b_1 h [b_2 u_m + b_3 (D/\rho)^{1/3}], \quad (5.58)$$

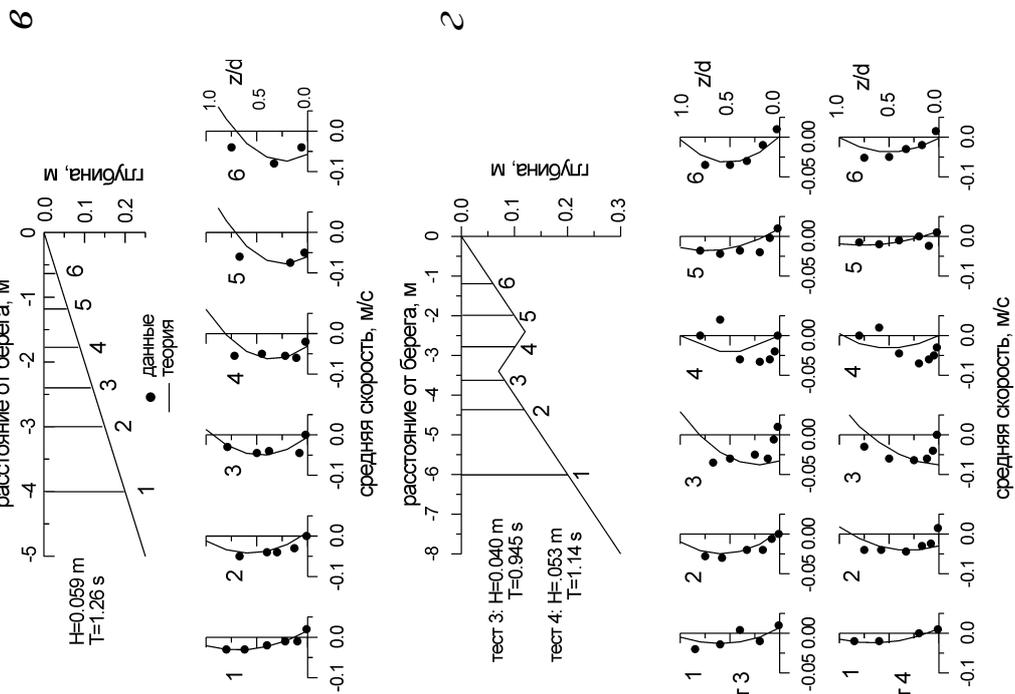
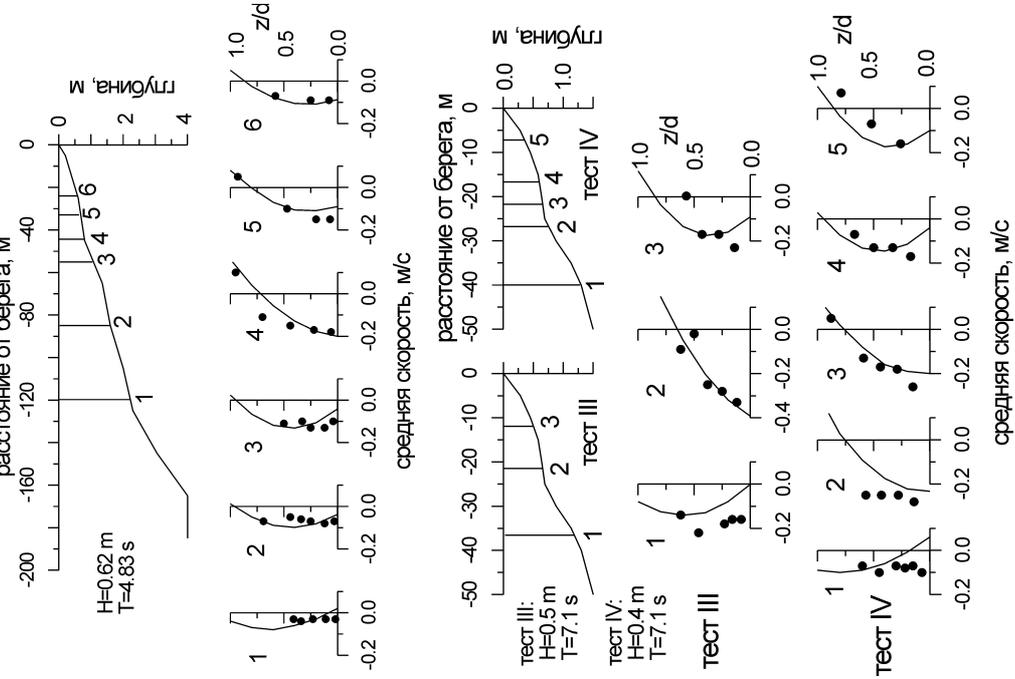
где коэффициенты  $b_1$ ,  $b_2$  и  $b_3$  должны быть порядка  $10^{-1}$ .

Верификация описанной модели осуществлялась на основе опубликованных лабораторных и натурных данных, полученных для условий нерегулярного волнения при различных типах дна. В результате калибровки оптимальными были признаны следующие значения постоянных коэффициентов:

$$b_1 = 0.2, \quad b_2 = b_3 = 0.1. \quad (5.59)$$

На рис.5.9а,б, в эпюры скоростей течения, вычисленные по зависимости (5.54), сравниваются с измеренными в волновых лотках различного масштаба, а на рис.5.9г приведены результаты сравнения с натурными данными. На всех рисунках показаны профили дна и расположение соответствующих вертикалей, где устанавливались датчики скорости, а также даны входные параметры волн (среднеквадратичная высота и период спектрального максимума). Эпюры скоростей для удобства сравнения представлены в функции безразмерной глубины  $z/h$ .

В качестве главной тенденции, которая следует из данных наблюдений и воспроизводится теорией, можно отметить концентрацию противотечения в придонных горизонтах в зоне разрушения волн и смещение его в верхние слои при выходе за пределы прибойной зоны. Скорость течения при этом резко уменьшается.



**Рис.5.9.** Сравнение расчетных распределений скоростей противотечения с измеренными в лаборатории (а, б - гладкое дно, данные Okayasu, Katayama, 1992), (в - песчаное дно, данные Sanchez-Arcilla et al., 1993) и в морских условиях (г - песчаное дно, данные Rodriguez et al., 1994).

Рис.5.9а и б отражают результаты опытов А. Окаясу и Х. Катаяма (Okayasu, Katayama, 1992), выполненных над неподвижным гладким дном для профилей двух типов - монотонного и с подводным валом. Нижняя точка измерений располагалась на расстоянии всего 2 мм от дна. Примечательную особенность на профиле с валом (см. рис. 5.9б) представляет довольно резкий переход противотечения в нижнюю часть водной толщи на участке понижения дна (вертикаль 4). Теория, к сожалению, не воспроизводит это явление.

Рис.5.9в представляет результаты теста LIP 1D-test 1A, выполненного в рамках международного эксперимента "Delta Flume'93" (Sanchez-Arcilla et al., 1993). Высота волн во время опыта превышала 0,6 м, дно было сложено песком со средним размером 0,2 мм.

На рис. 5.9г показаны результаты натурных измерений А. Родригеса с соавторами (Rodriguez et al., 1994), проведенных на средиземноморском побережье Испании в условиях песчаного дна (размер песка около 0,25 мм) при среднеквадратичной высоте волн около 0,5 (тест III) и 0,4 м (тест IV). Отклонения теории здесь особенно заметны в более глубоководной части профиля, что может быть отчасти связано с нарушением условия нулевого полного потока (5.41) в трехмерном течении. Вместе с тем, в районах интенсивного обрушения волн (20-30 м от берега) порядок предсказанных скоростей и характер их изменений в целом согласуются с данными измерений.

Следует отметить, что теоретические распределения весьма заметно реагируют на изменения локального уклона дна. Поэтому неточности в определении глубин на профиле, неизбежные при полевых наблюдениях, могли существенно повлиять на результаты расчетов.

Для определения чувствительности модели к изменениям вихревой вязкости были проведены численные тесты при различных сочетаниях коэффициентов  $b_2$  и  $b_3$ , которые в соответствии с (5.58) характеризуют вклады орбитального движения и обрушения волн в величину  $V_z$ . Как оказалось, теоретические результаты слабо зависят от того, каким механизмом создается вихревая вязкость. Иначе говоря, при правильно выбранном масштабе форма параметризации  $V_z$  не играет большой роли. Вместе с тем существенное значение имеет характер изменений  $V_z$  по профилю берегового склона. Формула (5.58) подразумевает максимум коэффициента вязкости в прибойной зоне. Использование иных зависимостей, например,  $v_z \approx 0.01h\sqrt{gh}$  (Stive, Wind, 1986), не обеспечивает адекватных результатов.

Среди других опубликованных моделей противотечения следует отметить модель М. Стива и Х. Де Вриенда (Stive, De Vriend, 1987), также построенную для нерегулярных волн. Результирующая переносная скорость в каждой точке берегового склона здесь определяется как сумма двух составляющих, обусловленных соответственно не разрушенными и разрушающимися волнами. Вклад первых оценивается по формуле М. Лонге-Хиггинса (Longuet-Higgins, 1953), подразумевающей дрейф в сторону берега. Течение, связанное с разрушающимися волнами, направлено в противоположную сторону и определяется путем совместного решения уравнения баланса импульса в среднем слое (5.45) и аналогичного уравнения для пограничного слоя. При этом используется условие прилипания на дне и учитывается напряжение сдвига на верхнем краю среднего слоя (5.55). В

качественном отношении результаты М. Стива и Х. Де Вриенда довольно близки к тем, которые следуют из модели, изложенной выше.

### 5.7. Разрывное течение

Предположение о квази-однородности условий вдоль берега, как уже было показано, позволяет значительно упростить уравнения прибрежной динамики (5.2), и свести горизонтальную циркуляцию, по сути, к одномерной модели вдольберегового течения, поскольку поперечный результирующий поток воды всюду равен нулю. Однако в случае разрывного течения такое допущение не применимо, поскольку осредненное по глубине движение включает как продольную, так и поперечную составляющие, величины которых могут быть вполне соизмеримы. В этих случаях количественное описание горизонтальной циркуляции должно основываться на полной системе уравнений динамики (5.2).

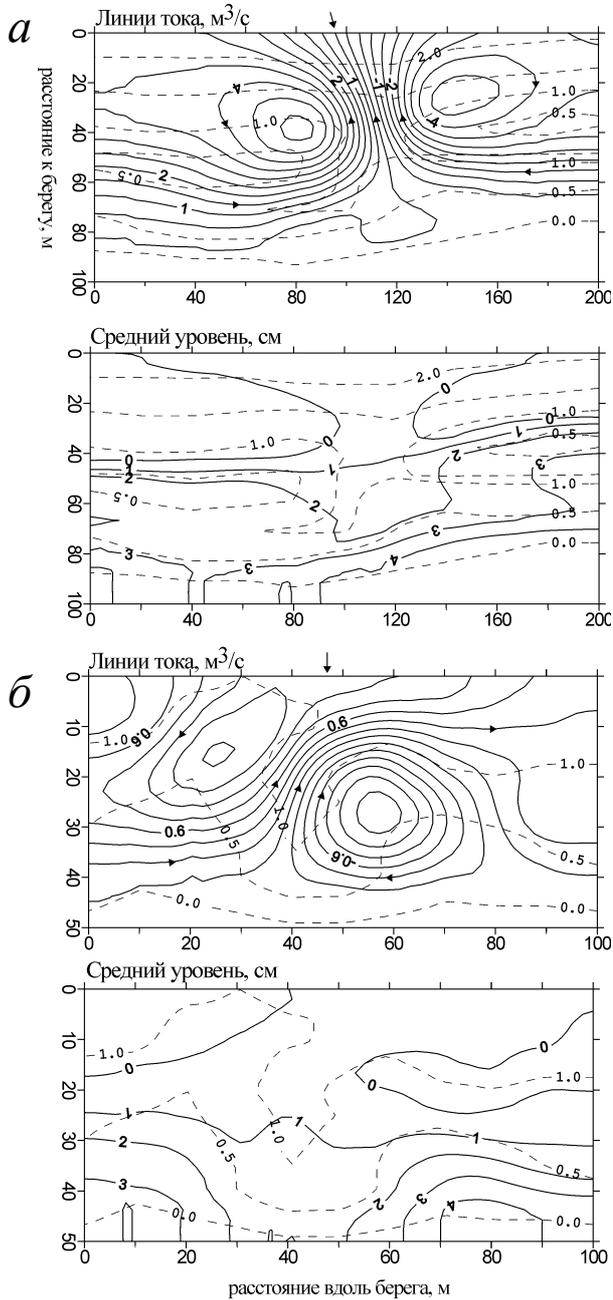
В настоящее время создан целый ряд моделей прибрежной циркуляции, которые различаются как по способам параметризации отдельных механизмов (включая обрушение волн, донное трение, горизонтальный обмен и др.) так и по базовым концепциям. Так, в последнее время развиваются модели, использующие уравнения Буссинеска вместо концепции радиационных напряжений (Sorensen et al., 1994). Параллельно разрабатываются квази-трехмерные (De Vriend, Stive, 1987, Van Dongeren et al., 1994) и полностью трехмерные модели (Pechon, Teisson, 1994), в той или иной мере включающие в расчет влияние вертикальной структуры течений. Обзор подобных исследований приведен в работе А. Свенсена и У. Путреву (Svendsen, Putrevu, 1995).

Сложные модели требуют очень больших объемов вычислений, что в результате резкого увеличения компьютерного времени делает их весьма дорогостоящими для массовых расчетов. Упрощенные схемы более экономичны, но могут оказаться недостаточными для адекватного отображения реальной циркуляции. Выбор оптимального соотношения между информативностью модели и возможностью ее практического применения, очевидно, зависит от типа рассматриваемой задачи, и универсальное решение здесь едва ли возможно.

В дальнейшем будем основываться на версии модели, предложенной И.О. Леонтьевым (Леонтьев, 2000; Leont'yev, 1999). Система уравнений (5.2), представленная в конечных разностях, численно интегрируется в пределах прямоугольной области, перекрывающей интересующий нас участок прибрежной акватории, в результате чего определяются локальные расходы воды  $Q_x = Uh$ ,  $Q_y = Vh$  и распределение среднего уровня  $\bar{\zeta}(x, y)$ . Используется равномерная пространственная сетка с постоянным размером шагов  $\Delta x$  и  $\Delta y$  по соответствующим осям координат. При интегрировании применяется неявная экономичная схема, основанная на методе Дж. Маа (Маа, 1990).

На внешней (морской) границе рассматриваемой области средний уровень и значения расходов воды предполагаются равными нулю. Это подразумевает, что данная граница выбирается на достаточном удалении от области максимума течений, т.е. по меньшей мере, за пределами прибойной зоны.

На открытых боковых границах предполагается отсутствие продольных градиентов расходов и среднего уровня. В случае замкнутого бассейна условиями на боковых стенках, очевидно, должны служить равенства нулю вдольбереговых расходов. На береговой линии исчезают как нормальный, так и продольный расходы воды.



**Рис.5.10.** Моделирование разрывных течений для условий наблюдений Айбулатова (1990) на Черном море (а) и Соу (Souc, 1972) на атлантическом побережье США (б). Начальные параметры волн: а  $H_{rms}=0,35$  м,  $T_p=5,4$  с,  $\Phi=10^\circ$ ; б  $H_{rms}=0,35$  м,  $T_p=5,0$  с,  $\Phi=0^\circ$ .

Рис.5.10 отражает результаты моделирования реальных ситуаций, в которых были зафиксированы разрывные течения (Айбулатов, 1990, Souc, 1972). Прерывистые линии на графиках обозначают контуры дна (глубины даны в метрах, нулевой контур отвечает береговой линии), а сплошные соответствуют либо линиям тока, либо контурам среднего уровня. Линии тока представляют сечения функции тока  $\Psi$ , которая в данном случае определена как

$$\psi = \int_{X_C}^x V h dx \quad (5.60)$$

и, таким образом, выражает продольный расход воды, проходящий через поперечное сечение между берегом ( $x = X_C$ ) и данной точкой створа  $x$ . Маркировка линий тока дана в кубометрах в секунду. Направления волн и течений показаны стрелками. Изолинии уровня даны в сантиметрах.

Н.А. Айбулатов (1990) проводил свои наблюдения с помощью трассера на Балтийском море при слабом волнении, подходящем к берегу под небольшим углом ( $H_{rms}=0,35$  м,  $T_p=5,4$  с,  $\Phi=10^\circ$ ). Контуры дна (см. рис. 5.10а) указывают на существование параллельного берегу подводного вала с разрывом посередине, к которому и приурочена струя оттока, образованная встречными питающими градиентными течениями. Наблюденные скорости последних достигали 0,5 м/с, а максимальная скорость оттока превышала 0,6 м/с.

Как видно из распределения линий тока, показанных на рис. 5.10а, в качественном плане модель хорошо воспроизводит описанную ситуацию. Контуры поверхности среднего уровня (нижний график на рис. 5.10а) указывают на ее возвышение в зонах между валом и берегом и депрессию напротив разрыва, куда устремляются градиентные течения. Мористее вала наоборот, уровень ниже, чем по створу разрыва, что обуславливает растекание течения в обе стороны.

В количественном отношении результаты менее удовлетворительны. Расчетные скорости оттока получаются сравнительно небольшими (не более 0,3 м/с), хотя скорости градиентных течений довольно близки к реальным (до 0,4 м/с).

Исследование И. Сону (Sonu, 1972) выполнялось при сходных волновых условиях ( $H_{rms}=0,35$  м,  $T_p=5,0$  с,  $\Phi=0^\circ$ ) на атлантическом побережье США, причем применялись не только трассеры, но также поплавки нейтральной плавучести и электромагнитные датчики скорости. Подводный рельеф (см. рис. 5.10б) характеризовался наличием относительно узкого глубокого канала с извилистыми плановыми очертаниями, расположенного между двумя мелководными участками. Скорость разрывного течения, приуроченного к каналу, в рассматриваемом случае была около 0,5 м/с, хотя в определенные фазы прилива при усилении волнения она могла достигать до 2 м/с. Течения к берегу и градиентные течения, направленные к каналу, имели скорости 0,15 и 0,3 м/с соответственно.

Расчетные распределения линий тока, показанные на рис. 5.10б, вполне согласуются с наблюдавшейся картиной циркуляции. Отмечается заметное превышение среднего уровня на мелководных пологих участках по сравнению с его значением в разрывном канале (нижний график на рис. 5.10б). Однако предсказанные скорости оттока снова оказываются значительно меньше действительных (0,2 м/с), хотя скорости потоков к берегу и градиентных течений совпадают с указанными выше.

Говоря о возможных причинах указанных расхождений, следует отметить, что разрывное течение, в отличие от сравнительно однородных по глубине вдольбереговых потоков, обнаруживает заметную вертикальную стратификацию. В районе так называемого “горла”, где течение имеет наименьшую ширину и достигает наибольшей силы, максимум скорости, по мнению В.В. Лонгинова (1963), располагается ближе ко дну. Косвенным признаком этого является морфологический след течения в виде созданного им разрывного канала. Инструментальные измерения вертикального профиля течения, выполненные И. Сону (Sonu, 1972), охватывают только нижнюю половину водной толщи (рис.5.11) и не позволяют уверенно судить о положении пика скорости. Вместе с тем они свидетельствуют о том, что на начальных участках действительно возможно усиление течения с приближением ко дну. По мере удаления от “горла”, максимум скорости перемещается в верхние горизонты (Шепард, Инман, 1951), что, как замечает В.В. Лонгинов (1963), является общим свойством всех течений оттока при возрастании глубин. Таким образом, скорости, фиксируемые при наблюдениях с помощью трассера или поплавков, могут заметно превышать осредненные по глубине величины, определяемые на основе расчетов.

Из наблюдений также следует, что разрывное течение пульсирует во времени, причем период пульсаций определяется периодом волновых групп (Шепард, Инман, 1951, Sonu, 1972). Группе высоких волн соответствует уменьшение скорости (иногда полный реверс течения) и подъем уровня у берега. За этим следует быстрое усиление оттока, достигающее максимума при прохождении группы низких волн. В результате отклонения максимальных скоростей от средних по времени значений могут быть очень велики, что осложняет интерпретацию данных наблюдений за течениями.

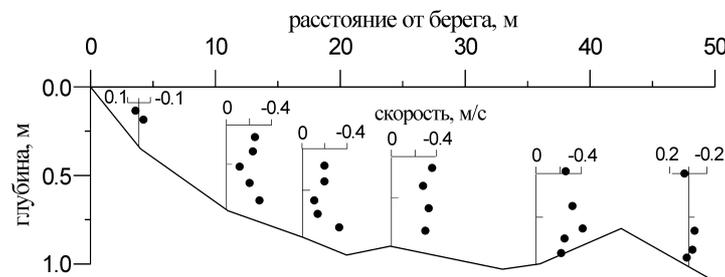


Рис. 5.11. Вертикальные профили скоростей в разрывном течении (по данным Sonu, 1972).

Наконец, тот факт, что модель недооценивает силу разрывного течения, может свидетельствовать о том, что интенсивность горизонтального обмена в окрестностях струи оттока на самом деле меньше, чем предполагается при расчетах. Напомним, что коэффициент обмена в модели принимается постоянным. Возможно, в разрывном канале, где волны почти не разрушаются, данный коэффициент должен быть меньше, чем на соседних участках.

В последние годы опубликованы весьма интересные результаты исследований разрывных течений, основанные на экспериментах в волновом бассейне и численном моделировании. Лабораторные тесты М. Халлера и др. (Haller et al., 1997), выполненные с нерегулярными волнами малого масштаба ( $H_{rms}=0,048$  м,  $T_p=1$  с) над жестким дном с искусственным подводным валом, рассеченным рядом разрывных каналов, выявили две системы циркуляционных ячеек. Главная из них соответствует описанной выше. Вторичная же сравнительно слабая система располагалась у самого уреза и характеризовалась вращением в противоположном направлении. Возникновение ее связано с относительным превышением уровня на урезе по створу разрывного канала (благодаря большему наклону дна). Обнаружены низкочастотные осцилляции в струе течения с периодом около  $20T_p$ .

Численное моделирование, выполненное И. Свенсенем и К. Хаасом (Svendsen, Haas, 1999), основывается на упоминавшейся ранее квази-трехмерной модели А. Ван Донгерена с соавторами (Van Dongeren et al., 1994), для которой вначале было выполнено тестирование по данным М. Халлера и других. Авторы в первую очередь интересовала взаимосвязь между разрывным течением и компенсационным противотечением. Было установлено, что первыми выносятся не более одной трети (обычно значительно меньше) объема воды, поступающей к берегу за счет стока переноса в волнах. Остальное количество компенсируется противотечением, которое действует в относительно широкой области подводного вала между разрывными каналами. Как показали расчеты, каждое разрывное течение представляет довольно замкнутую систему, влияние которой ощущается на сравнительно небольшом протяжении вдоль берега, не превышающем 4-6-кратной ширины разрыва. Эти результаты свидетельствуют о том, что роль разрывных течений в динамике береговой зоны часто преувеличивается, и подтверждают мнение И.О. Леонтьева (1974) о противотечении, как об общем фоне, на котором эпизодически проявляются разрывные течения.