ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАТАЯ

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ВЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

§ 19-1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Представим на рис. 19-1 не сильно натянутый горизонтальный шнур. Будем приводить левый конец этого шнура в движение рукой, как показано на рисунке стрелками. В этом случае можно добиться появления **волн** — изгибов шнура, гребень которых будет перемещаться со скоростью c в горизонтальном направлении. Скорость c здесь представляет собой скорость распространения возмущения, вызванного рукой на конце A шнура. В данном случае скорость распространения **возмущения** вовсе не вызывает **переноса вещества** (материала шнура): материал шнура не перемещается в горизонтальном направлении.

Рис. 19-1. Простейший частный случай возмущения состояния вещества (или формы тела)
c — скорость распространения возмущения

Как видно из рассмотренного примера, необходимо различать две разные скорости:

а) скорость c движения гребня волны, т. е. скорость распространения возмущений, другими словами, скорость распространения **изменения состояния вещества** или формы тела, и

б) скорость u перемещения самого вещества.

В приведенном примере имеем: $c \neq 0$, а $u = 0$.

Возьмем еще другой пример **возмущения**: камень, брошенный в покоящуюся воду, вызывает волны на свободной поверхности воды (рис. 19-2); гребни этих волн, постепенно затухающих, двигаются со скоростью c в радиальных (в плане) направлениях, причем в этом случае перенос вещества (воды) в горизонтальном направлении также почти не наблюдается.

Рассматривая в гл. 9 неустановившееся движение воды в открытых руслах, мы сталкивались с особыми волнами — «волнами перемещения», движение которых сопровождалось значительным переносом вещества (воды); при этом имели $c \neq 0$ и $u \neq 0$.

Можно сказать, что то или другое возмущение, вызванное в какой-либо среде и распространяющееся в ней волнами того или другого вида, движущимися со скоростью c, может иногда сопровождаться переносом вещества ($u \neq 0$); часто же этот перенос отсутствует или почти отсутствует ($u \approx 0$).

Существует много различного вида волн: сейсмические, звуковые, электромагнитные и т. п. Эти волны различной физической природы относятся к разным средам и могут носить различный характер. При изучении, например, гидравлического удара (см. гл. 9) мы сталкивались с волнами сжатия упругой среды (волнами повышенного или пониженного давления). Встречаются так называемые **внутренние волны**, т. е. волны, возникающие на поверхности

AB соприкасания двух жидкостей различного удельного веса γ, расположенных одна над другой (рис. 19-3) и движущихся с различными скоростями.

Ниже будем рассматривать только волны на свободной поверхности воды, вызванные ветром, т. е. так называемые ветровые волны. Помимо ветровых волн на свободной поверхности воды в результате, например, движения судна могут возникнуть так называемые корабельные волны, которых мы касаться не будем.

Теория ветровых волн показывает, что скорость их перемещения (скорость c) в общем случае зависит: а) от ускорения силы тяжести и б) от физических свойств жидкости (от так называемого поверхностного натяжения). При этом оказывается, что в частном случае достаточно больших ветровых волн зави-

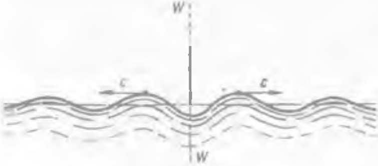

Рис. 19-2. Простейший частный случай возмущения свободной поверхности жидкости

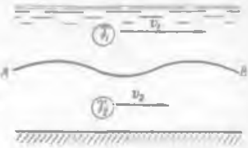

Рис. 19-3. Внутренние волны

симостью их параметров от физических свойств жидкости практически можно пренебречь; такие волны называются гравитационными. При относительно малых волнах представляется возможным практически пренебречь влиянием на их параметры силы тяжести и учитывать только физические свойства жидкости (поверхностное натяжение); такие волны называются капиллярными.

Далее будем рассматривать только гравитационные ветровые волны.

При изучении таких волн прежде всего необходимо выяснить причины их возникновения на поверхности воды. Решение этого вопроса основывается на сказанном выше о внутренних волнах: если имеем две разные жидкости (в данном случае – движущийся воздух и неподвижную или подвижную воду), то при относительном горизонтальном перемещении этих жидкостей граница AB между ними должна приобретать волнистый характер (рис. 19-3). Это можно пояснить и иначе: во время ветра к поверхности воды оказываются приложенными со стороны воздуха силы трения, которые порождают вначале возникновение небольших волн. После появления этих волн ветер начинает оказывать большее давление на надветренную сторону волны и меньшее давление на подветренную часть волны, причем волны постепенно растут по величине.

При достаточно большой глубине водоема ветровые волны характеризуются почти полным отсутствием переноса вещества (воды); в этом случае $c \neq 0$, а $u \approx 0$. При наличии же водоема с относительно небольшими глубинами скорость u может приобретать большую величину.

§ 19-2. ОСНОВНЫЕ КЛАССИФИКАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН. ТЕРМИНОЛОГИЯ

Различают следующие виды ветровых гравитационных волн:

1) вынужденные волны, т. е. волны, возникающие и находящиеся под воздействием ветра;

2) свободные волны или иначе зыбь, т. е. волны, имеющие место после прекращения ветра, или волны, вышедшие за зону действия ветра: на эти волны в рассматриваемый момент времени ветер не действует.

Иногда волны являются двухмерными (плоскими): гребни этих волн параллельны в плане.

Волны одинакового размера, следующие одна за другой, называются регулярными. Чередующиеся волны различного размера называются нерегулярными.

Представим на рис. 19-4 плоские (двухмерные) регулярные волны. На этом чертеже показано: $I-I$ — уровень покоя, т. е. свободная поверхность воды

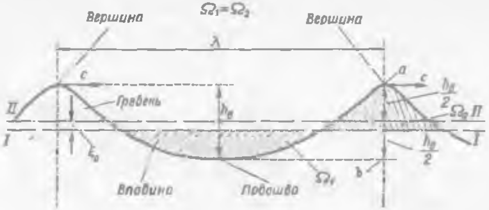

Рис 19-4. Элементы ветровых волн

$I-I$ — уровень покоя; $II-II$ — средняя волновая линия

при отсутствии волнения. $II-II$ — так называемая средняя волновая линия; $h_в$ — высота волны; как видно из рисунка, размеры $\frac{h_в}{2}$ определяют высотное положение линии $II-II$; λ — длина волны; c — скорость распространения волны, т. е. скорость перемещения гребня волны по горизонтали (без учета скорости течения воды).

Крутизной волны называется отношение $h_в/\lambda$; фронтом волны — линия вершин гребня в плане (в случае «плоских волн» фронты отдельных волн в плане параллельны); разгоном ветровой волны D — протяженность водной поверхности, охваченной ветром, который вызывает образование и развитие волн; периодом волны τ — время, по истечении которого повторяется весь процесс колебания водной поверхности в данном вертикальном сечении. В случае $u=0$ частица воды, находящаяся в точке a, за время τ опускается в положение b и затем снова поднимается в начальное свое положение (т. е. в точку a). Для так называемых прогрессивных волн (см. § 19-4) за время τ вершина волны перемещается на расстояние λ.

§ 19-3. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОДОЕМОВ И ИХ ПРИБРЕЖНЫХ ЗОН

Различают:

1) так называемые глубокие водоемы, глубиной

$$h \geq \frac{\lambda}{2}; \tag{19-1}$$

в этом случае дно водоема практически не оказывает влияния на волны; параметры волн не зависят от h;

2) так называемые мелкие водоемы, когда

$$h < \frac{\lambda}{2}; \tag{19-2}$$

в этом случае дно водоема ощутимо влияет на формирование волн, причем здесь скорость u уже оказывается не равной нулю.

Представим на рис. 19-5 прибрежную полосу какого-либо водоема, ограниченного пологим откосом ABC берега (наклонным к горизонту под углом менее 45°), причем линией $I-I$ покажем уровень покоя воды; точка B — урез воды.

В связи со сказанным выше, следует считать, что левее вертикали W_1-W_1, где выдерживается соотношение (19-1), имеем условия «глубокого водоема»;

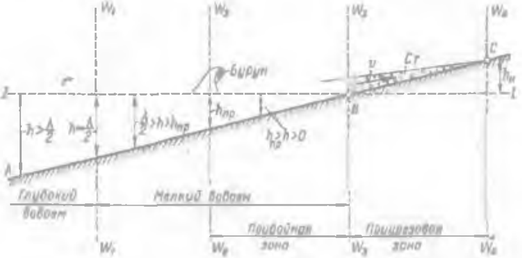

Рис. 19-5. Прибрежная зона водоема

$I-I$ — уровень покоя, $h_н$ — высота наката, $h_{пр}$ — «предельная глубина»

в пределах же между вертикалями W_1-W_1 и W_3-W_3, где имеет место соотношение (19-2), получаем условия «мелкого водоема».

Наблюдая развитие и деформацию волн в пределах «мелкого водоема», где волны под влиянием дна начинают переформировываться, можем заметить, что по мере приближения к берегу на участке между вертикалями W_1-W_1 и W_2-W_2 крутизна волн постепенно увеличивается. Наконец, когда глубина в водоеме оказывается равной некоторой предельной глубине $h_{пр}$ (см. вертикаль W_2-W_2), гребень волны, получающий все большую и большую крутизну, опрокидывается, причем образуется так называемый бурун, и волна несколько разрушается.

В пределах между вертикалями W_2-W_2 и W_3-W_3 волны, продолжая двигаться к берегу, периодически «забуруниваются»; при этом скорости u движения частиц воды все более и более возрастают. Участок мелководья, находящийся между вертикалями W_2-W_2 и W_3-W_3, называется прибойной зоной. Для определения предельной глубины $h_{пр}$, при которой волны начинают разрушаться, в литературе приводятся приближенные эмпирические формулы.

Помимо прибойной зоны, где волны начинают постепенно разрушаться, различают еще так называемую приурезовую зону, расположенную между вертикалями W_3-W_3 и W_4-W_4. В пределах этой зоны происходит окончательное разрушение волн и образование периодических накатов прибойного потока на откос берега в виде сильно аэрированной струи $C_т$

(см. рисунок). Кинетическая энергия струи C_T по мере ее поднятия по откосу постепенно уменьшается и затем вода, образующая данную струю, скатывается вниз. **Высота наката** $h_н$ в некоторых случаях представляет значительный практический интерес.

§ 19-4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ

Если в данную точку среды в один и тот же момент времени приходят две волны, то они соответствующим образом налагаются друг на друга, причем имеет место или увеличение их высоты, или снижение их высоты (волны гасят друг друга).

Рассмотрим частный случай этого явления, называемого интерференцией волн. Будем считать, что имеются регулярные плоские волны $1-2-3-4$ на глубокой воде, движущиеся к берегу, который представляет собой вертикаль-

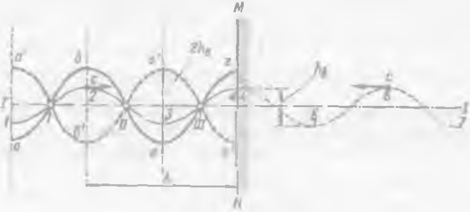

Рис. 19-6 Стоячие волны (сечение водной поверхности вертикальной плоскостью, ортогональной в плане к вертикальной стенке MN)

ную стенку $M-N$ (рис. 19-6). Дополнительно будем считать, что фронты рассматриваемых волн $1-2-3-4$ параллельны (в плане) береговой стенке $M-N$

Для простоты пояснения примем, что рассматриваемые волны обладают небольшой крутизной. Используя для решения задачи о таких волнах теорию волн малой амплитуды (см. стр. 373), можем получить расчетную линию свободной поверхности воды в виде синусоиды, причем уровень покоя $I-I$ и средняя волновая линия $II-II$ будут в этом случае совпадать (см. линию $I-I$ на рис. 19-6).

Набегая на стенку берега $M-N$, волны $1-2-3-4$ будут отражаться от этой стенки (как отражается, например, от твердой стенки волна гидравлического удара; см. гл. 9, где отмечалось, что от твердой стенки отражается волна того же знака, что и подошедшая к стенке).

В связи со сказанным, можем себе представить, что навстречу волнам $1-2-3-4$ движутся волны $4-5-6-7$ (выходящие как бы из стенки), причем волны $4-5-6-7$ налагаются на волны $1-2-3-4$.

Легко убедиться, что в результате такого наложения волн $4-5-6-7$ на волны $1-2-3-4$, мы получим волны *абвг*, которые по истечении времени $\tau/2$ должны обращаться в волны *а'б'в'г'*.

Волны *абвг* (или *а'б'в'г'*) называются **стоячими волнами** (или **сейшами**). Эти волны характеризуются следующим:

а) высота их в два раза больше волн, движущихся к стенке (волн $1-2-3-4$);

б) в результате интерференции волн по линиям $а'-а$, $б'-б$, $в'-в$, $г'-г$ образуются **пучности**;

в) длина стоячих волн остается той же, что и волн, движущихся к стенке (волн $1-2-3-4$);

г) узлы *I*, *II*, *III* стоячих синусоидальных волн являются неподвижными;

д) скорость c движения вершин гребней стоячих волн равна нулю ($c = 0$), т. е. вершины и подошвы этих волн не перемещаются по горизонтали. Поверхностные частицы воды *а*, *б*, *в*, *г* (см. рис. 19-6) в рассматриваемом случае движутся только по вертикали: то вниз, то вверх. Именно поэтому данные волны называются стоячими.

Необходимо, однако, учитывать, что в общем случае линия свободной поверхности воды при наличии волн оказывается отличной от синусоиды (см. ниже). В связи с этим в общем случае уровень покоя не совпадает со средней волновой линией, причем узлы, показанные на рис. 19-6, отсутствуют, точки же пересечения профиля волн с уровнем покоя перемещаются то вправо, то влево; при этом линии *а'—а*, *б'—б*, *в'—в*, *г'—г*, проведенные через вершины к подошвам волны, по-прежнему остаются неподвижными

В отличие от стоячих волн, волны, характеризуемые величиной скорости $c \neq 0$, называются п р о г р е с с и в н ы м и.

§ 19-5. ПРОГРЕССИВНЫЕ ВОЛНЫ НА ГЛУБОКОЙ ВОДЕ

При наличии условия (19-1) дно практически не влияет на формирование волн. Будем рассматривать двухмерные волны. Исследуя их, сталкиваемся со следующими тремя основными задачами, которые приходится решать:

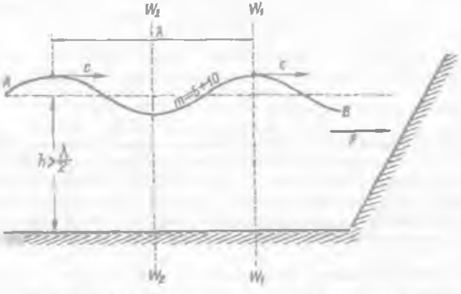

Рис. 19-7. Волны на глубокой воде (общая схема)

1) определение высоты $h_в$ и длины λ волн;

2) построение свободной поверхности AB воды (рис. 19-7) и определение скорости c перемещения гребня волн, а также периода волны τ;

3) выявление распределения гидромеханического давления по вертикалям $W_1 - W_1$ и $W_2 - W_2$ (см. рисунок). Последний вопрос (о распределении давления по вертикалям $W_1 - W_1$ и $W_2 - W_2$) необходимо решать в связи с определением силы давления воды P на то или другое сооружение, находящееся под воздействием волн.

1°. Определение высоты $h_в$ и длины λ волны. Величины $h_в$ и λ представляют наибольший практический интерес. Вместе с тем эти основные параметры волн приходится устанавливать при помощи относительно грубых эмпирических зависимостей. Например, в действующем в настоящее время нормативном документе СН-57—75, посвященном волновому воздействию на сооружения и берега, величины $h_в$ и λ предлагается устанавливать по особым, приводимым в этих нормах, приближенным графикам, носящим эмпирический характер.

Как видно из этих графиков, величины $h_в$ и λ зависят от следующих факторов:

1) от скорости ветра, которая на различных высотах бывает различной: при использовании упомянутых графиков принято учитывать скорость ветра на высоте 10,0 м над водной поверхностью;

2) от продолжительности действия ветра; впрочем, иногда этот фактор не учитывается;

3) от величины разгона D волны.

Дополнительно в указанных нормах приводятся приближенные величины «крутизны волн». Считают, что:

а) для морей: $\dfrac{h_в}{\lambda} = \dfrac{1}{10} \div \dfrac{1}{20}$;

б) для больших водохранилищ: $\dfrac{h_в}{\lambda} = \dfrac{1}{10} \div \dfrac{1}{15}$.

Как видно, коэффициент откоса боковых поверхностей волн, согласно этим зависимостям, получается равным $m = 5 \div 10$.

Зная высоту $h_в$, при помощи приведенных соотношений можно найти величину λ. Для определения величин $h_в$, помимо упомянутых графиков, в литературе приводятся различные эмпирические формулы (например, формула Стивенсона, формула Андрианова и др.).

2°. Построение профиля волн и определение величин c и τ. Схема решения Герстнера. Существует много различных попыток решить вопрос о построении профиля волн для различных условий их образования и развития. Ограничимся здесь кратким пояснением так называемой теории трохоидальных волн, предложенной еще в 1802 г. Герстнером. Исходя из предварительно найденных величин $h_в$ и λ (см. п. 1°), данная теория позволяет (для случая глубокой воды, когда $h > \lambda/2$) построить профиль волны, а также определить величины c и τ и приближенно установить распределение гидромеханического давления p по вертикали (по глубине водоема).

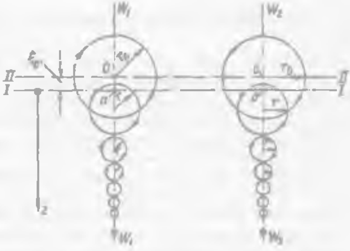

Рис. 19-8. Движение частиц воды по круговым орбитам, согласно Герстнеру

В основу своей теории Герстнер положил особую кинематическую модель (упрощенную расчетную схему), которая, однако, достаточно хорошо описывает действительность. Согласно этой модели, частицы воды при наличии волн движутся с постоянной угловой скоростью по круговым орбитам (рис. 19-8), причем радиус r этих орбит с глубиной уменьшается и на некоторой глубине практически доходит до нуля. Герстнер принял, что величина радиуса орбиты: а) для любой поверхностной частицы

$$r = r_0 = \frac{h_в}{2}; \tag{19-3}$$

б) для любой же частицы, заглубленной под уровнем покоя $I-I$ на величину z,

$$r = r_0 e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}. \qquad (19\text{-}4)$$

Исходя из такой кинематической модели и дополнительно используя закон изменения кинетической энергии и теорему количества движения, Герстнер и решил поставленную задачу. Он нашел:

а) скорость перемещения гребня волны c и период волны τ. Эти величины оказались выраженными через λ:

Рис. 19-9. Трохоида

$$c = \sqrt{\frac{g}{2\pi}\lambda}; \quad \tau = \sqrt{\frac{2\pi}{g}\lambda}; \qquad (19\text{-}5)$$

б) уравнение свободной поверхности воды при наличии волн (этого уравнения здесь не приводим).

Оказалось, что кривая свободной поверхности имеет вид т р о х о и д ы. Напомним, что трохоидой (укороченной циклоидой) называется кривая, описанная некоторой точкой m, лежащей внутри окружности, которая катится без скольжения по горизонтальной прямой линии $A-B$ (рис. 19-9).

Из решения Герстнера вытекает, что любая частица воды при отсутствии волнения (находясь в покое) лежит всегда ниже центра орбиты, по которой она вращается во время волнения, на величину

$$\xi = \frac{\pi r^2}{\lambda}. \qquad (19\text{-}6)$$

Для поверхностных частиц величина ξ, согласно зависимостям (19-3) и (19-6), оказывается

$$\xi = \xi_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} = \frac{\pi h_в^2}{4\lambda} \approx (0{,}04 \div 0{,}08)\, h_в, \qquad (19\text{-}7)$$

причем здесь под величиной ξ_0 следует понимать также превышение линии $II-II$ центров орбит поверхностных частиц над линией $I-I$, т.е. уровнем покоя (рис 19-8).

С тем, чтобы более наглядно представить кинематическую модель Герстнера, обратимся к рис. 19-10, на котором изображены две схемы: схема *а*, отвечающая некоторому моменту времени $t = t_1$, и схема *б* — некоторому моменту времени $t = t_2 = t_1 + \Delta t$. На этих схемах показаны средние волновые линии $II-II$ (т.е. линии центров орбит поверхностных частиц), а также круговые орбиты, по которым вращаются поверхностные частицы m (m_1, m_2, m_3 ...).

Предположим, что в момент времени t_1 поверхностные частицы m расположены так, как то указано на схеме *а*. Ясно, что при этом свободная поверхность воды изобразится линией A_1-B_1, проведенной через частицы m_1, m_2, m_3, ..., вершина же волны в данный момент времени будет лежать на вертикали W_2-W_2.

Далее будем считать, что за время Δt все рассматриваемые поверхностные частицы m, вращаясь по своим орбитам, повернулись на один и тот же угол θ (см. схему *б*). Очевидно, что после этого свободная поверхность воды примет вид кривой A_2-B_2, показанной на схеме *б*, причем вершина волны переместится и окажется расположенной на вертикали W_3-W_3.

Из сказанного ясно, что скорость перемещения гребня волны может быть представлена в виде

$$c = \frac{l}{\Delta t}, \tag{19-8}$$

где l – горизонтальное расстояние между вертикалями $W_2 - W_2$ и $W_3 - W_3$.

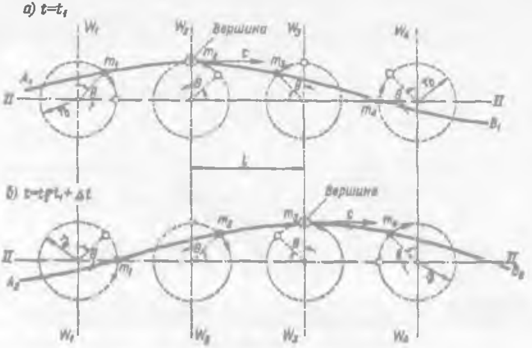

Рис. 19-10. Кинематическая схема деформации свободной поверхности, согласно Герстнеру

За следующий отрезок времени Δt вершина волны переместится от вертикали $W_3 - W_3$ до вертикали $W_4 - W_4$ и т. д.

Как видно, согласно теории Герстнера, частицы воды движутся по замкнутым орбитам, в связи с чем скорости u (переноса вещества – воды) оказываются равными нулю (если пренебречь горизонтальными перемещениями частиц жидкости в пределах диаметра их орбит). Необходимо, однако, отметить, что более точные теоретические исследования в дальнейшем показали, что в действительности орбиты, по которым вращаются частицы жидкости, являются незамкнутыми кривыми, в связи с чем скорость u приобретает некоторую величину (хотя и небольшую, но не равную нулю).

3°. **Эпюры волнового давления.** Представим на рис. 19-11 свободную поверхность воды и две вертикали $W' - W'$ и $W'' - W''$. По-прежнему уровень покоя и среднюю волновую линию представим соответственно линиями $I - I$ и $II - II$.

Как известно, при отсутствии волнения эпюры распределения гидромеханического давления по вертикали $W' - W'$ и $W'' - W''$ будут иметь вид «гидростатических треугольников» $a_1b_1c_1$ и $a_2b_2c_2$.

При наличии волн вид этих эпюр изменится:

а) для вертикали $W' - W'$ (проведенной через вершину волны) вместо треугольника $a_1b_1c_1$ получим фигуру $a'_1b'_1c_1$; здесь кривая $a'_1b'_1$ должна асимптотически приближаться к прямой a_1b_1;

б) для вертикали $W'' - W''$ (проведенной через подошву волны) вместо треугольника $a_2b_2c_2$ получим фигуру $a''_2b''_2c_2$; здесь кривая $a''_2b''_2$ должна асимптотически приближаться к прямой a_2b_2.

Как видно, волнение воды на поверхности практически не влияет на величину гидромеханического давления в точках, расположенных достаточно глубоко под уровнем покоя (например, на глубине $h > \lambda/2$).

Заштрихованные на рис. 19-11 фигуры называются эпюрами волнового давления. Эпюра волнового давления $a_1'b_1'a_1$, показывающая, насколько увеличиваются гидромеханические давления для данной вертикали $W'-W'$ при прохождении через нее вершины волны, является положительной; аналогичная эпюра $a_2''b_2''a_2$, показывающая уменьшение гидромеханических давлений для вертикали, проведенной через подошву волны, является отрицательной.

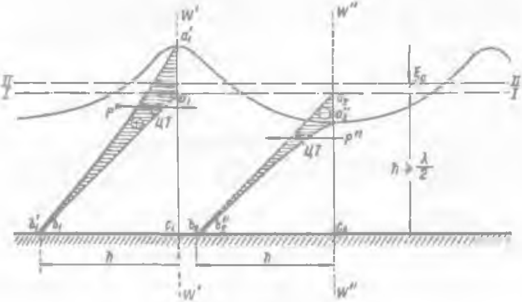

Рис. 19-11. Эпюры положительного и отрицательного волнового давления (случай глубокой воды)

Сопоставляя эпюры $a_1'b_1'a_1$ и $a_2''b_2''a_2$, видим, как в данной точке водного пространства колеблется гидромеханическое давление при прохождении гребней волн через вертикаль, отвечающую рассматриваемой точке.

Интегрирование соответствующих дифференциальных уравнений, составленных Герстнером, дает возможность построить линии $a_1'b_1'$ и $a_2''b_2''$, т. е. построить эпюры волнового давления.

Считают, что на глубине $h = \lambda/2$ кривые $a_1'b_1'$ и $a_2''b_2''$ практически сливаются со своими асимптотами a_1b_1 и a_2b_2.

§ 19-6. ВОЛНЫ НА МЕЛКОЙ ВОДЕ

Эти волны получаются, когда $h < \lambda/2$. Буссинеск, теоретически исследуя случай ограниченной глубины водоема (случай «мелкого водоема»), получил для него не круговые орбиты, по которым движутся во время волнения частицы жидкости, а эллиптические орбиты (большая ось которых горизонтальна). Используя, в частности, некоторые данные теории так называемых потенциальных волн малой высоты, Буссинеск получил соответствующие расчетные зависимости. Ему удалось построить кривую свободной поверхности, которая получилась в виде эллиптической трохоиды. Буссинеск также нашел распределение давлений p по вертикалям при наличии мелкой воды. Эпюра положительного волнового давления, согласно Буссинеску, получила вид, изображенный на рис. 19-12. Величина f, указанная на чертеже, в этом случае оказалась равной:

$$f = \frac{h_в/2}{\operatorname{ch} \dfrac{2\pi h}{\lambda}}. \tag{19-9}$$

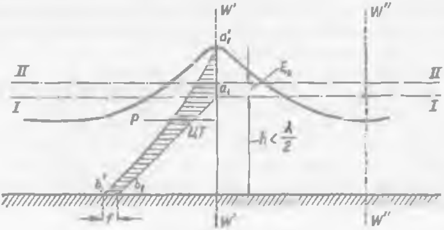

Рис. 19-12. Эпюра положительного волнового давления в случае мелкой воды

При относительно больших h величиной f здесь можно пренебречь. Разумеется, для вертикали $W''-W''$, проведенной через подошву волны, будет иметь место отрицательная эпюра волнового давления.

§ 19-7. ВОЛНЫ НА ПОЛОГОМ ОТКОСЕ. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При рассмотрении пологого откоса берега (см. рис. 19-5) приходится, в частности, интересоваться следующими вопросами:

Рис. 19-13. Эпюра нормального давления воды на поверхность пологого откоса при волнении
($I-I$) – уровень воды при отсутствии волн («уровень покоя»)

1) высотой наката волны на откос $h_н$ (рис. 19-5). Для определения величины $h_н$ в литературе приводятся чисто эмпирические формулы. Из этих формул видно, что величина $h_н$, в частности, зависит от шероховатости откоса;

2) средней скоростью v движения воды по откосу; здесь также имеются соответствующие эмпирические формулы;

3) давлением, действующим со стороны потока на поверхность откоса. Это давление выражается эпюрой, схема которой представлена на рис. 19-13.

Ординаты этой эпюры могут быть установлены на основании соответствующих эмпирических данных (см. например. СН-57–75).

В заключение необходимо отметить, что дальнейшее развитие, а также соответствующие указания о практическом применении теории волн освещаются в ряде специальных курсов (в курсе «Гидротехнические сооружения», курсе «Порты и портовые сооружения» и др.).

Существенными вопросами, которых мы выше вовсе не касались, являются, во-первых, вопрос о распространении волн в пределах акваторий, защищаемых со стороны моря соответствующими оградительными сооружениями, и, во-вторых, вопрос о так называемой переработке берегов волнами (в результате которой берег, образованный, например, песчаным грунтом и не покрытый каким-либо креплением, получает определенное очертание после размыва его волнами). Что касается вопроса о волновом давлении на различные сооружения, то практически этот вопрос в большинстве случаев решается на основании различных приближенных соображений, основанных отчасти на чисто эмпирических данных, отчасти же на данных теории Герстнера, причем исходными расчетными параметрами здесь являются только величины $h_в$ и λ (устанавливаемые, как было отмечено выше, при помощи эмпирических зависимостей).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

19-1. Богомолов А. П., Михайлов К. А. Гидравлика. – М.: Стройиздат. 1972.

19-2. Нагрузки и воздействия на гидротехнические сооружения (волновые, ледовые и от судов) Нормы проектирования. СН-57-75. – М.: Стройиздат, 1975.

19-3. Порты и портовые сооружения/Н. Н. Джунковский, А. А. Каспарсон, Г. Н. Смирнов и др. – М.: Стройиздат. ч. I. 1964; ч. II. 1967.

ГЛАВА ДВАДЦАТАЯ [1]

ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ ЖИДКОСТИ

§ 20-1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ. ЗАМЕЧАНИЯ О НЕНЬЮТОНОВСКИХ И АНОМАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Двухфазными (бифазными) потоками жидкости обычно называют потоки, содержащие: а) или частицы твердого тела, находящиеся *во взвешенном* состоянии; удельный вес твердого тела здесь может быть как больше, так и меньше удельного веса жидкости; б) или капли другой более легкой или более тяжелой жидкости; в) или, наконец, пузыри газа, в частности, пузыри, заполненные воздухом или парами данной жидкости.

С двухфазными потоками жидкости в практике гидротехнического строительства приходится встречаться достаточно часто, например при рассмотрении потоков воды, содержащих взвешенные частицы грунта (так называемые взвешенные наносы) или кристаллы льда, шугу, или при рассмотрении потоков воды, содержащих пузыри воздуха (аэрированных потоков), и т. п. Двухфазные потоки получаются в случае *гидротранспорта*, когда транспорт, например, грунта осуществляется методами гидромеханизации.

Иногда двухфазные, так же как и некоторые однофазные (см. § 1-2) и многофазные потоки, могут представлять собой потоки:

1) или так называемой *неньютоновской жидкости*, для которой продольные касательные напряжения трения τ выражаются (для прямолиней-

[1] Данная глава составлена при участии М. Я. Крупника.