

УДК 627.2:551.465

© И. Г. Кантарджи¹, В. В. Шарова¹, Чан Лонг Занг²

¹Московский государственный строительный университет, Москва

²Морской университет, Хайфонг, Вьетнам

kantardgi@yandex.ru

ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА КОРОТКИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ СТЕНКИ

Рассматриваются две проблемы, связанные с взаимодействием волн с относительно короткими вертикальными стенками: силовое воздействие на стенку и местный размыв донного грунта вокруг стенки. Задачи важны для обеспечения безаварийного строительства и эксплуатации морских сооружений. Применяются экспериментальные и численные методы исследования. Установлены существенные закономерности изучаемых процессов.

Ключевые слова: короткие волны, вертикальные стенки ограниченной длины, обтекание волнами, дифракция волн у стенки, силовое воздействие волн, локальный размыв у стенки, эксперименты, численные исследования.

При расчете оградительных портовых сооружений возникает задача расчета волновых нагрузок на относительно короткие стенки на этапе строительства, особенно если сооружение строится с моря.

Встречались ситуации, когда длина построенной стенки составляла всего несколько метров. В частности, при строительстве глубоководного мола Геопорта в Цемесской бухте, г. Новороссийск в силу сложных ветроволновых условий волновой нагрузке подвергались участки шпунтовой стенки длиной всего несколько шпунтин [1]. Волнозащитная стенка строится из стального двутаврового шпунта сечением 1190×796 мм. Длина глубоководного участка оградительного мола — 680 м, глубина в месте установки — около 25 м. Мол строится с моря для защиты уже существующих причалов.

Известно [2, 3], что для обтекаемых преград волнами существуют два основных режима обтекания. Первый относится к так называемым малым преградам, влиянием которых на волновое поле можно пренебречь. Второй режим — обтекание с дифракцией и отражением от преграды или относительно большие преграды требует учета влияния преграды на волновой режим. Отнесение расчетной ситуации к первому или второму режиму обтекания определяется отношением поперечного характерного размера преграды d к длине волн λ . Принято считать [2], что при $d/\lambda < 0.2$ дифракцией можно пренебречь, а при $d/\lambda > 0.2$ дифракция важна.

Для изучения условий обтекания волнами защитной стенки различной длины авторами были проведены экспериментальные исследования [4]. Целью проведенных экспериментов являлось исследование взаимодействия набегающего волнового потока со стенкой разной длины, фиксация с помощью фото и видеоаппаратуры эволюции волновой картины в окрестности стенки, выяснение соотношений длин волн и стенки, при которых имеет место дифракция волн вокруг преграды. В результате анализа данных экспериментов установлено, что при соотношении $L/\lambda \approx 0.2^8$ меняется физический характер обтекания волнами стенки.

В настоящей работе этот анализ проводится с использованием численной модели взаимодействия волн со стенкой разной относительной длины. Предполагается, что стенка является абсолютно жесткой. Для анализа результатов численных опытов ис-

пользуется сравнение с аналитическими расчетами по модели обтекания волнами относительно коротких стенок.

Другой практически важной задачей воздействия волн на стенку является размыв дна в области стенки. Картина такого размыва различна для стенок конечной длины и для бесконечных стенок.

Длина стенки оказывает существенное влияние на формирование картины размыва. В зависимости от относительного параметра L/λ , где L — длина стенки, λ — длина набегающих волн, меняется характер взаимодействия волн со стенкой, и, следовательно, механизм размыва дна у стенки. Когда при $d/\lambda < 0.2$ волны обтекают преграду, увеличивается вихреобразование у стенки, и процесс обтекания волнами стремится к картине течения.

С увеличением параметра L/λ вследствие дифракции волн увеличиваются придонные скорости на краях стенки, что приводит к увеличению глубины ямы размыва в этих областях. На рис. 1 показано влияние дифракции волн у опоры прямоугольной и цилиндрической формы.

Картина местного размыва у прямоугольной опоры (рис. 1, а) была получена при $L/\lambda = 0.6$ и представляет собой вытянутую вдоль стены полосу с круговыми воронками на краях стенки, имеющих большую глубину.

Воронки размыва у цилиндрической опоры можно разделить на два типа [5]:

1. Круговые воронки, возникающие при $L/\lambda \leq 0.2$ (рис. 1, б). Образование таких воронок объясняется совместным действием неустойчивых вихрей и дифракционных донных скоростей.

2. Эллиптические воронки, возникающие при $L/\lambda > 0.2$ (рис. 1, в—д).

Образование эллиптической воронки с максимальной глубиной размыва у боковых образующих цилиндра (рис. 1, в, з) объясняется преобладающим влиянием дифракции. В случае, когда эллиптическая воронка вытянута поперек луча волны (рис. 1, д), механизм размыва полностью определяется дифракцией [5]. Считается, что дифракция имеет место, если $\lambda < L < 4\lambda$.

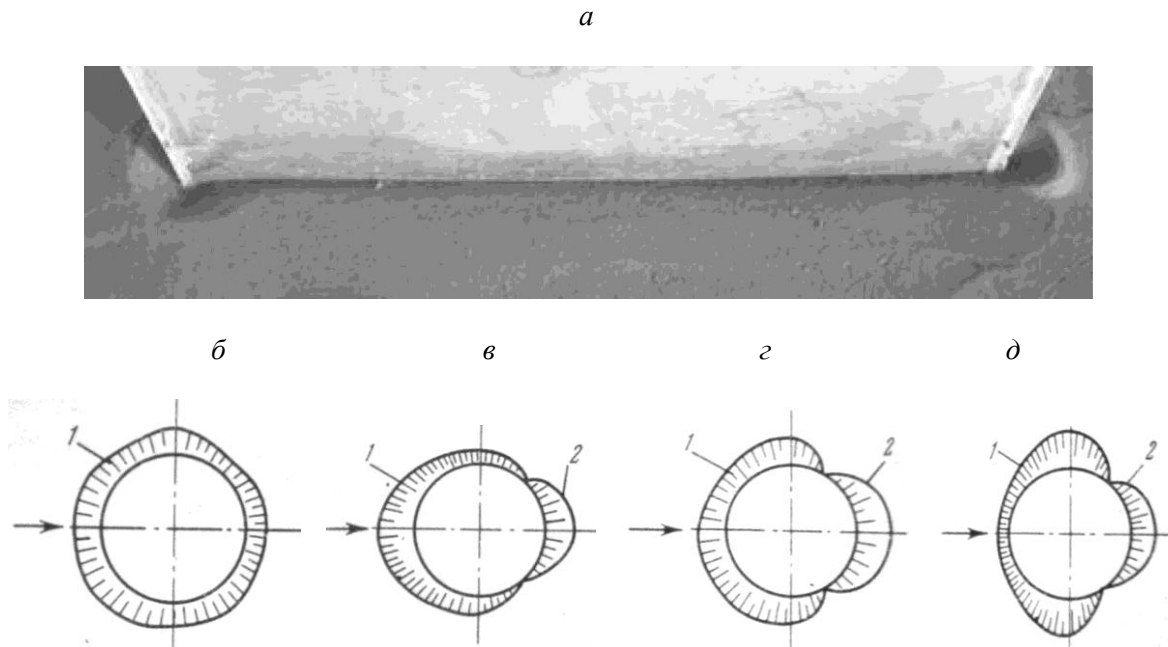


Рис. 1. Плановая картина местного размыва по результатам имеющихся экспериментов.

1 — круговая воронка; 2 — эллиптическая воронка.

а — размыв дна у прямоугольной опоры; б, в, з, д — размыв дна у цилиндрической опоры [5].

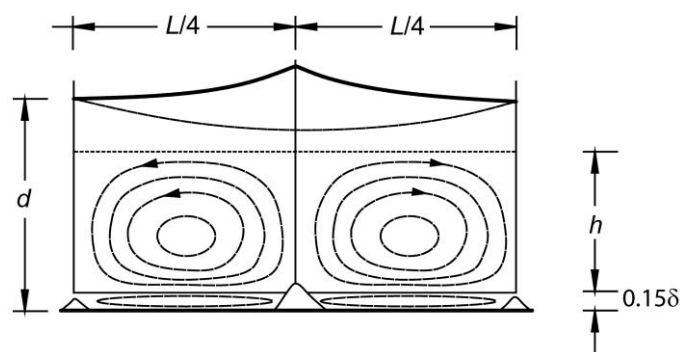


Рис. 2. Размыв дна при фронтальном подходе волны [7].

L — длина волн; d — глубина воды; h — толщина слоя, в котором частицы воды движутся в сторону, противоположную движению в придонном слое; δ — толщина придонного слоя.

Если размеры сторон значительно превышают длину волны, то сооружение представляет собой сплошную или «бесконечную» преграду. Кинематическая структура волн при взаимодействии с такими сооружениями вследствие интерференции существенно изменяется [6]. В частности, при фронтальном подходе волн образуются стоячие волны. Максимальный размыв возникает перед стенкой на расстоянии, равном $1/4$ длины волны. Область размыва параллельна лицевой грани сооружения. Распределение наносов при фронтальном подходе волн показано на рис. 2. В основном наносы собираются в пучностях, но небольшие накопления могут произойти и в узлах.

Эксперименты по определению силового воздействия волн на стенку. Опыты проводились в волновом лотке, основные размеры лотка: длина 20 м, ширина 1.2 м, высота стенок 1.5 м. Волны генерировались щитовым волнопродуктором, установленным в прямке у одной из торцевых стенок лотка.

Модель стенки закреплялась на трех датчиках усилий (рис. 3). Технические параметры датчиков усилий: диапазон рабочих температур от -40 до $+150$ °С; время опроса датчика 10 с; максимальное измеряемое значение силы 20 кгс; максимальное напряжение питания 10 В, точность 0.7 %.

При постоянном волновом режиме длина стенки составляла 20, 40, 60 и 80 см. В случае модели стенки шириной 80 см (рис. 3) видно, что волна обтекает стену с дифракцией и за стенкой образуется практически поперечная дифрагированная волна. Гребни волн характерно двухгорбые, что соответствует наложению двух систем волн.

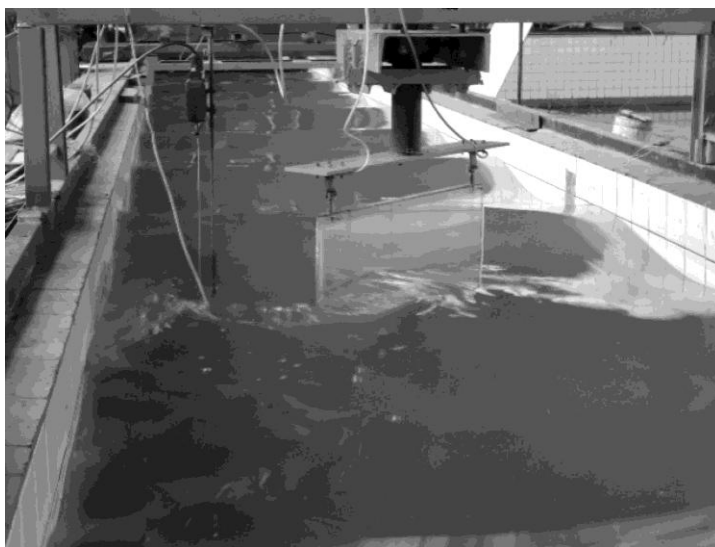


Рис. 3. Взаимодействие волн с моделью стенки шириной 80 см.

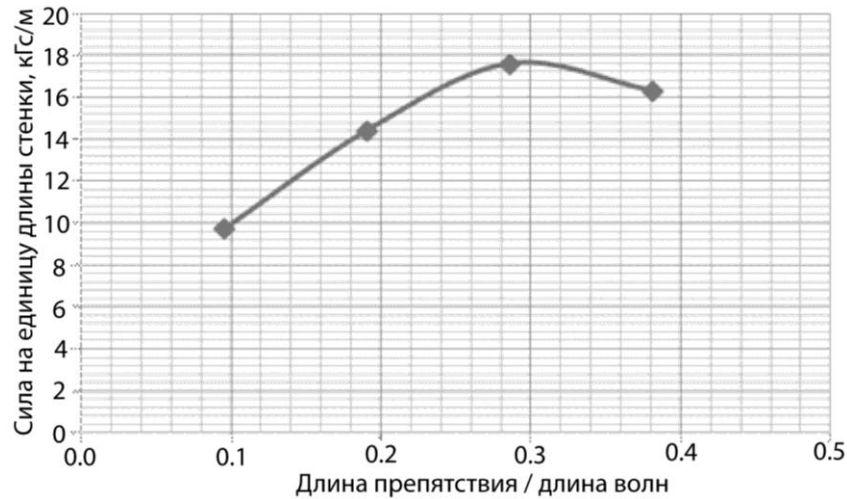


Рис. 4. Значение силы на единицу длины стенки в зависимости от отношения «длина препятствия/длина волн».

Измеренные значения максимальной силы на единицу длины стенки показаны на рис. 4. По горизонтальной оси отложено отношение длины проекции стенки на направление поперек волнового потока к длине волн. Измеренная длина волн в опытах составляла 1.56 м.

Таким образом, на основании опытов установлено, что суммарная волновая сила на стенку растет с ростом ее длины при постоянном волновом режиме, что естественно. Однако, величина волновой силы на погонный метр стенки растет с увеличением длины стенки до значения отношения длины поперечного препятствия к длине волн 0.28, а затем уменьшается (рис. 4). Можно предположить, что это связано с изменением характера взаимодействия волн с препятствием, переходом от обтекания без дифракции к обтеканию с дифракцией. При этом граница 0.28 близка к оценке по отношению поперечного размера препятствия к длине волн, принимаемой при разделении режимов обтекания и равной 0.2.

Расчет волновой силы на стенку в режиме обтекания. В предположении малости преграды по сравнению с длиной волн горизонтальная волновая сила, действующая на стенку, определяется следующим образом. Сила на элемент стенки высотой ds складывается из скоростного и инерционного компонента [8, 3]:

$$q = \rho C_v k_v^2 L_b \frac{|u|}{2} ds + \rho C_i k_v L b \frac{\partial u}{\partial t} ds, \quad (1)$$

где ρ — плотность воды; C_v — коэффициент скоростного сопротивления; C_i — коэффициент инерционного сопротивления; k_v — корректив скорости; L — длина стенки; L_b — проекция длины стенки на направление, поперечное лучу волн; b — толщина стенки; u — горизонтальная скорость волн на горизонте z ; t — время.

Физический смысл корректива скорости k_v состоит в поправке перехода от расчетных значений скорости и ускорения в данной точке пространства к средним значениям в пределах области жидкости, действующей на преграду. Для определения этого коэффициента получена [8] следующая формула:

$$k_v = \frac{2\lambda}{3\pi L_b} \sin \frac{3\pi L_b}{2\lambda}.$$

Таким образом, корректив скорости зависит от относительного размера преграды L_b/λ , при этом он уменьшается с ростом относительного размера преграды.

Входящие в уравнение (1) скоростной и инерционный коэффициенты сопротивления для плохообтекаемых преград определяются по экспериментальным данным. Так, для преграды прямоугольного сечения в [8] рекомендуется принимать для угла подхода 0° (нормально к боковой грани) и гладкой поверхности: $C_v = 1.60$, $C_i = 2.2$, а для угла подхода 30° — $C_v = 2.42$; $C_i = 2.2$.

Применение уравнения (1) зависит от используемой волновой теории, которая позволяет определить волновые скорости и ускорения. В СНиП [9] для определения нагрузок на обтекаемые преграды рекомендуется использовать нелинейную теорию волн Стокса в третьем приближении. Согласно этой теории ординаты взволнованной поверхности рассчитываются по формуле:

$$\eta = \begin{cases} A \cos \omega t + \frac{A^2 k}{4} \frac{\operatorname{ch} kd}{\operatorname{sh}^3 kd} (2 \operatorname{ch}^2 kd + 1) \cos 2\omega t + \dots \\ \dots + \frac{A^3 k^2}{64 \operatorname{sh}^6 kd} [4(2 \operatorname{ch}^2 kd + 8 \operatorname{ch}^4 kd - 19 \operatorname{ch}^3 kd + 9)] \cos \omega t + \dots \\ \dots + 3(1 + 8 \operatorname{ch}^6 kd) \cos 3\omega t, \end{cases}$$

где ордината взволнованной поверхности измеряется по оси z , ноль находится на уровне спокойной поверхности воды, ось направлена вниз, ω — частота волн, k — волновое число, d — глубина воды, A — амплитуда волн. Амплитуда нелинейных волн при заданной высоте волн H определяется совместным решением уравнений:

$$H = 2A(1 + M_2), \quad M_2 = \frac{A^2 k^2}{64 \operatorname{sh}^6 kd} (32 \operatorname{ch}^6 kd + 32 \operatorname{ch}^4 kd - 76 \operatorname{ch}^2 kd + 39),$$

а частота волн:

$$\omega = kc_0(1 + M_1), \quad M_1 = \frac{A^2 k^2}{16 \operatorname{sh}^4 kd} (8 \operatorname{ch}^4 kd - 8 \operatorname{ch}^2 kd + 9),$$

где c_0 — фазовая скорость волн.

Наконец, горизонтальные волновые скорости и ускорения в рамках этой теории равны:

$$\begin{aligned} u &= Akc_0 \frac{B_1}{\operatorname{sh} kd}, \\ B_1 &= \operatorname{ch} k(d - z) \cos \omega t + \frac{3}{4} \frac{Ak}{\operatorname{sh}^2 kd} \operatorname{ch} 2k(d - z) \cos 2\omega t + \dots \\ &\dots + \frac{3}{64} \frac{A^2 k^2}{\operatorname{sh}^6 kd} (13 - 4 \operatorname{ch}^2 kd) \operatorname{ch} 3k(d - z) \cos 3\omega t, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -Ak c_0 \frac{\omega B_3}{\operatorname{sh} kd}, \\ B_3 &= \operatorname{ch} k(d - z) \sin \omega t + \frac{3}{2} \frac{Ak}{\operatorname{sh}^3 kd} \operatorname{ch} 2k(d - z) \sin 2\omega t + \dots \\ &\dots + \frac{9}{64} \frac{A^2 k^2}{\operatorname{sh}^6 kd} (13 - 4 \operatorname{ch}^2 kd) \operatorname{ch} 3k(d - z) \sin 3\omega t. \end{aligned}$$

Полная горизонтальная волновая сила на стенку определялась интегрированием распределения удельной силы от дна до волновой поверхности.

Численное моделирование волновой нагрузки на стенку. Сравнение с результатами опытов. На настоящий момент проведено значительное количество исследований по условиям применения волноломов и молов в виде вертикальных стенок. При этом большая часть исследований сфокусирована на волновых воздействиях высокого импульсного давления, вызванного обрушением волн (с учетом или без учета воздушной среды) в момент столкновения с вертикальной стенкой. Обрушение волн в зоне мористее вертикальной стенки зависит от геометрии защитной постели и основания, расположенных перед лицевой стенкой волнолома. На практике при проектировании таких конструкций стараются избежать обрушения волн, используя возможно низкий уровень отметки основания [10].

К классическим методам, определяющим квазистатическую нагрузку, относятся метод Сенфлу (Sainflou, 1928), основанный на линейной теории, а также методы Мише—Рендгрена (Mishe—Rundgren, 1944, 1958) и Годы (Goda, 1985), учитывающие второй порядок амплитуды волны в выражении для давления в случае регулярных волн [10]. Обычно вертикальной силой волнового давления при условии расчета волнового воздействия на тонкую стенку пренебрегают.

Для численного моделирования волновых нагрузок на стенку использовалась нелинейно-дисперсионная волновая модель [11].

Нелинейная система уравнений, описывающая трансформацию волн в мелководной акватории, в безразмерных переменных записывается в виде [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial x} + \sqrt{\frac{g}{d_0}} T_0 f_w \frac{|W|U}{d + \eta} = \\ = \frac{d_0}{3gT_0^2} \left[d^2 \left(\frac{\partial^3 U}{\partial t \partial x^2} + \frac{\partial^3 V}{\partial t \partial x \partial y} \right) + \frac{1}{2} d \left(2 \frac{\partial d}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 d}{\partial x^2} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial x} \frac{\partial d}{\partial y} + \frac{\partial^2 d}{\partial x \partial y} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial^2 t}{\partial x} \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial y} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial x} + \sqrt{\frac{g}{d_0}} T_0 f_w \frac{|W|V}{d + \eta} = \\ = \frac{d_0}{3gT_0^2} \left[d^2 \left(\frac{\partial^3 U}{\partial t \partial x \partial y} + \frac{\partial^3 V}{\partial t \partial y^2} \right) + \frac{1}{2} d \left(\frac{\partial d}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial y} + \frac{\partial^2 d}{\partial x \partial y} \frac{\partial U}{\partial t} + 2 \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial y} \frac{\partial d}{\partial y} + \frac{\partial^2 d}{\partial y^2} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial d}{\partial y} \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial x} \right) \right], \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\eta + d)U + \frac{\partial}{\partial y} (\eta + d)V = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

В этих уравнениях: W — вектор осредненной по глубине скорости; d_0 — характерная глубина воды; T_0 — характерный период волн; g — ускорение свободного падения; f_w — коэффициент гидравлического сопротивления трения.

Для решения системы уравнений (2), (3) необходимо задать начальные и граничные условия. Если расчетная область имеет вид прямоугольника с непроницаемыми боковыми стенками и береговой границей, то можно записать:

$$\begin{aligned} \text{при } t = 0: U(x, y) = V(x, y) = 0, \eta(x, y) = 0; \\ \text{при } x = 0, x = M: U = 0, \partial V / \partial x = 0; \\ \text{при } y = 0: U = 0, \eta = f(t, x); \\ \text{при } y = N: U = 0, V = 0. \end{aligned}$$

Здесь M — правая граница расчетной области; N — береговая граница; $f(t, x)$ — заданная функция.

Расчеты выполнялись численно методом конечных разностей по двухслойной явно-неявной схеме [11]. При расчетах шаг по времени Δt и шаги по пространственным

координатам Δx , Δy задавались из условий обеспечения устойчивости и гидродинамической аппроксимации схемы [11]: $\Delta t < \sigma$; $\Delta x < \sqrt{\sigma}$; $\Delta y < \sqrt{\sigma}$, где $\sigma = d_0/3gT_0^2$.

С помощью нелинейно-дисперсионной волновой модели проводились расчеты волнового поля и воздействий на стенку для следующих условий. Схема задачи показана на рис. 5, точки 1—4 находятся в центре соответствующих граней. Длина стенки равна 5, 15 и 40 м, соответственно номера вариантов численных опытов 1, 2 и 3, ширина стенки 1.2 м. Таким образом, стенка имеет ширину, сопоставимую с длиной короткой стенки. Глубина воды в месте установки стенки 25 м. Параметры волнения на подходе к стенке: высота волн 4.20 м; период волн 7.09 с; длина волн 76.0 м; угол подхода $\alpha = 30^\circ$.

Уравнение для распределения давления по глубине имеет вид:

$$p = -\rho g z + \rho g \frac{\operatorname{ch} k(d+z)}{\operatorname{ch} k d} \eta.$$

После интегрирования по глубине, при сохранении членов 1-го порядка малости, получается следующее выражение:

$$\int_{-d}^{\eta} p dz = \frac{1}{2} \rho g d^2 + \rho g \frac{\operatorname{th} k d}{k} \eta,$$

где второй член представляет волновую часть нагрузки на единицу ширины стенки.

Некоторые результаты моделирования представлены далее, при этом определялись следующие составляющие нагрузки в зависимости от фазы волн $\varphi = (360/2\pi)\omega t$ (рис. 10):

f_1 — суммарная волновая нагрузка на грань стенки со стороны точки 1;

f_2 — суммарная волновая нагрузка на грань стенки со стороны точки 2;

$F_1 = f_1 - f_2$;

f_3 — суммарная волновая нагрузка на грань стенки со стороны точки 3;

f_4 — суммарная волновая нагрузка на грань стенки со стороны точки 4;

$F_2 = f_3 - f_4$.

По результатам моделирования определялись также волновые уровни в окрестности стенки (рис. 6—9): $\eta = a \sin \omega t$ в точке 0 при отсутствии стенки ($a = 2.1$ м; $\omega = 2\pi/T = 2\pi/7.09$); $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \eta_4$ — отклонение поверхности воды в точках 1, 2, 3, 4.

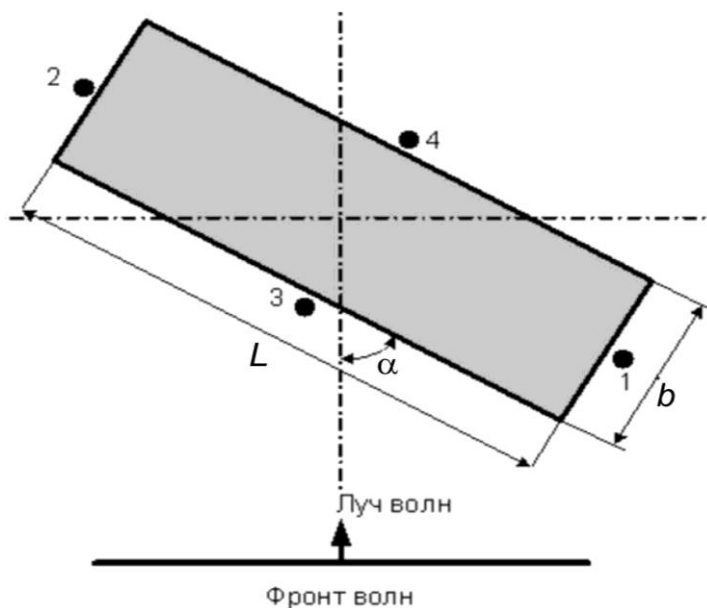


Рис. 5. Схема задачи к численным расчетам волновых нагрузок на стенку.

L, b — плановые размеры стенки, α — угол подхода волн к стенке.

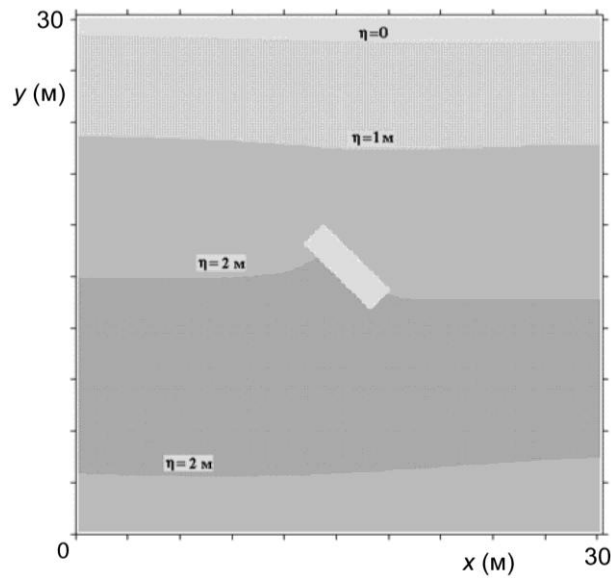


Рис. 6. Изолинии свободной поверхности воды ($\eta = \text{const}$) в окрестности стенки длиной $L = 5$ м при фазе волн $\varphi = 60^\circ$ по данным численного моделирования.

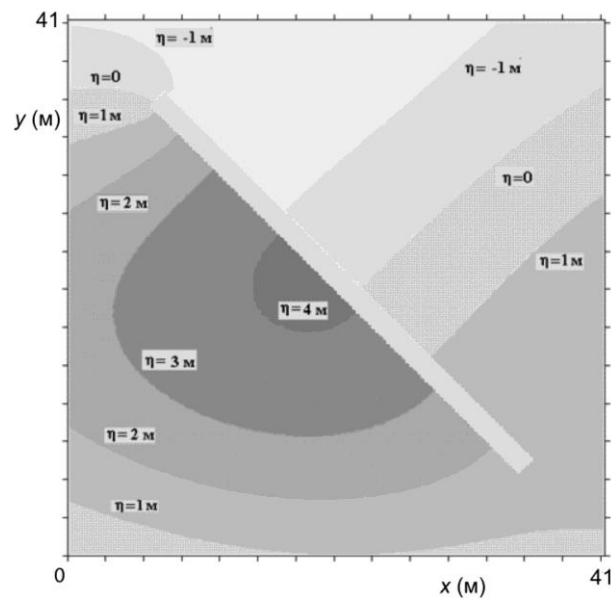


Рис. 7. Изолинии свободной поверхности воды в окрестности стенки длиной $L = 40$ м при фазе волн $\varphi = 60^\circ$ по данным численного моделирования.

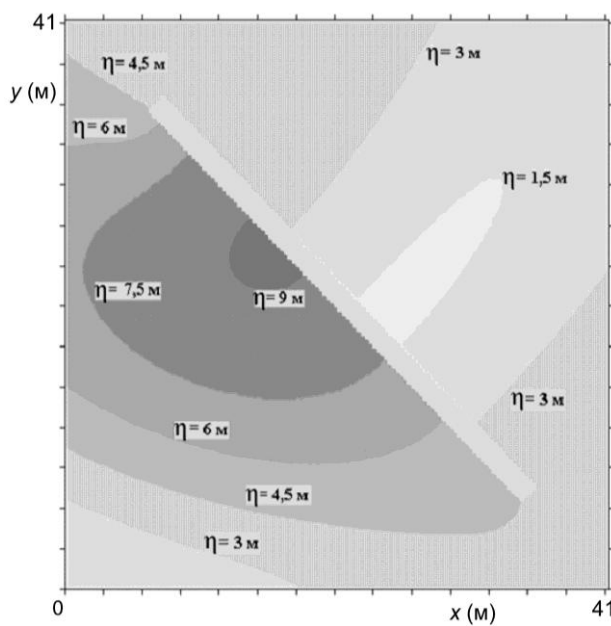


Рис. 8. Изолинии высот волн в окрестности стенки длиной $L = 40$ м при фазе волн $\varphi = 60^\circ$ по данным численного моделирования.

Координата точки приложения равнодействующей волновой нагрузки определяется по формуле

$$z_0 = \frac{(1 - \operatorname{ch} md)}{m \operatorname{sh} md},$$

где m — волновое число. В данном случае (при $m = 2\pi/\lambda = 2\pi/76 = 0.08267 \text{ м}^{-1}$; $d = 25 \text{ м}$) $z_0 \approx -9.4 \text{ м}$.

На рис. 6—8 показаны изолинии свободной поверхности и высот волн в окрестности стенки по результатам численных опытов с различными вариантами и при разных фазах подходящего волнения.

Анализ волновых картин в окрестности стенки, полученных в результате численного моделирования позволяет заключить следующее:

- для короткой стенки ($L = 5 \text{ м}$, $L/\lambda = 0.066$) практически отсутствует влияние преграды на поле волн (см. рис. 6);
- для стенки средней длины ($L = 15 \text{ м}$, $L/\lambda = 0.20$) картина волн представляет собой искаженную дифракционную;
- для длинной стенки ($L = 40 \text{ м}$, $L/\lambda = 0.53$) картина волн очевидно дифракционная (см. рис. 7, 8).

Результаты численного моделирования волновых нагрузок изображены на рис. 9, 10.

Можно сделать следующие выводы из полученных результатов. Для стенки длиной 5 м колебания волнового уровня перед стенкой и за стенкой имеют одинаковую амплитуду и только несколько сдвинуты по фазе (рис. 9, а). Этот результат равно относится к лицевой, тыловой грани и к торцевым граням.

Для стенки длиной 15 м картина аналогична, хотя сдвиг фаз для волнения на лицевых и тыловых гранях несколько возрастает, а высота волн в тылу стенки несколько уменьшается по сравнению с наветренными гранями (рис. 8, б). Для стенки же длиной 40 м сдвиг фаз достигает почти 180° , а высота волны за стенкой мала (рис. 9, в).

Такая картина волн вокруг стенки отражается в распределении сил. Для коротких стенок (5 и 15 м) силы на лицевую и тыловую грани синхронны, практически равны по амплитуде (рис. 10, а и б). Для стенки длиной 40 м волновые силы на лицевую и тыловую грани находятся практически в противофазе, что приводит к возрастанию суммарной нагрузки на стенку (рис. 10, в). Аналогичная картина наблюдается по силам на торцевых гранях.

Для дальнейшего анализа полезно выполнить расчет силы на стенку для условий численных опытов по аналитическому методу обтекания и сравнить результаты численных и аналитических расчетов. Расчеты выполнялись со следующими коэффициентами: $C_v = 2.42$, $C_l = 2.2$, рекомендованными действующими нормами для преграды квадратного сечения с гладкой поверхностью при угле подхода волн 30° .

Результаты расчетов в сопоставлении с результатами численных опытов показаны на рис. 11 и в табл. 1.

Таким образом, для короткой стенки $L = 5 \text{ м}$ сила, полученная по численным опытам и аналитическим расчетом, вполне удовлетворительно совпадают. Для стенок большей длины различие увеличивается значительно, причем, чем длиннее стенка, тем больше расхождение. Можно утверждать, что короткая стенка обтекается в режиме без дифракции. Этот вывод согласуется с результатами, ранее полученными с помощью экспериментальных исследований.

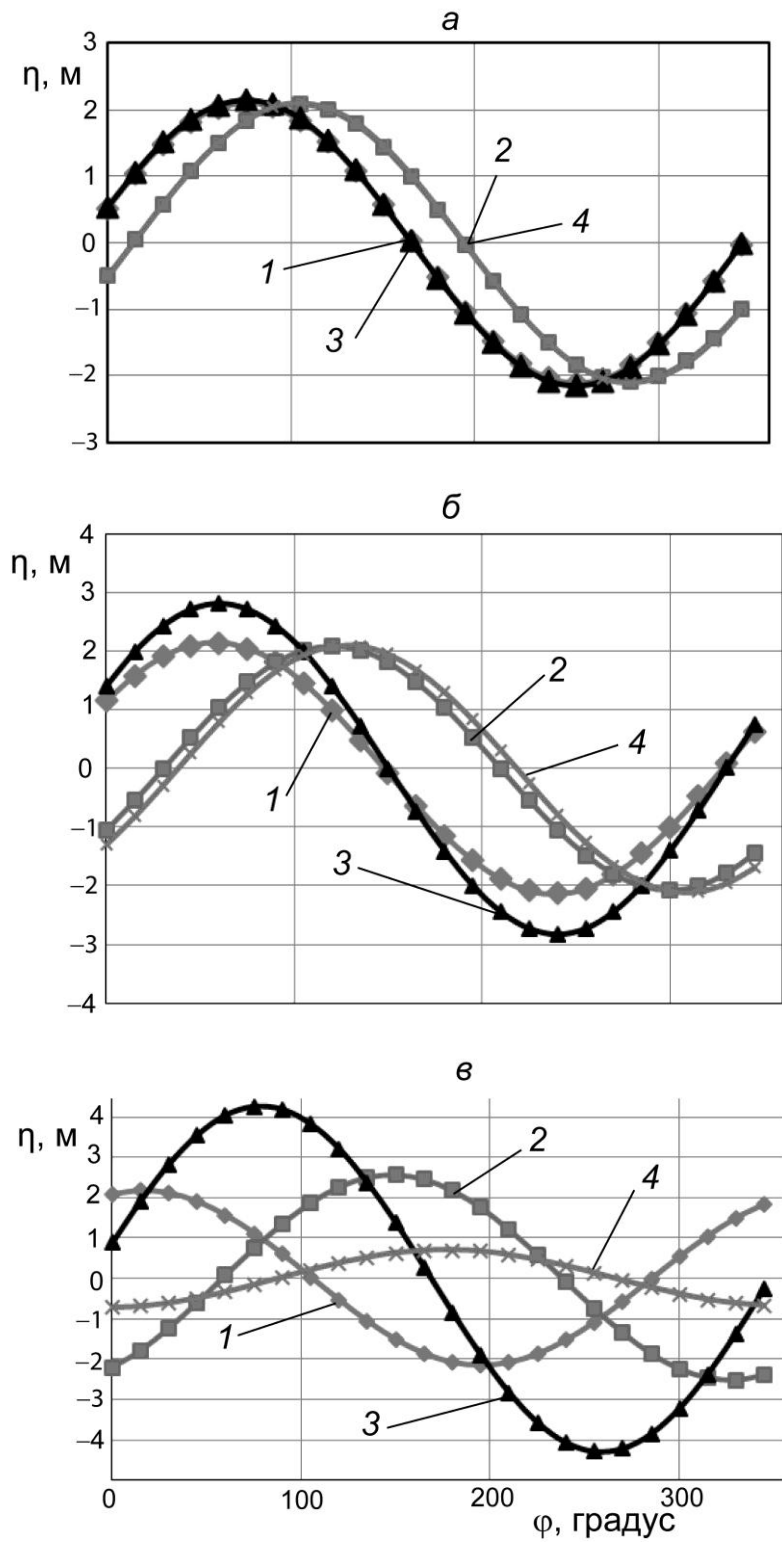


Рис. 9. Волновая поверхность у стенки.

1 — η_1 ; 2 — η_2 ; 3 — η_3 ; 4 — η_4 .

a — $L = 5$ м; *б* — $L = 15$ м; *в* — $L = 40$ м.

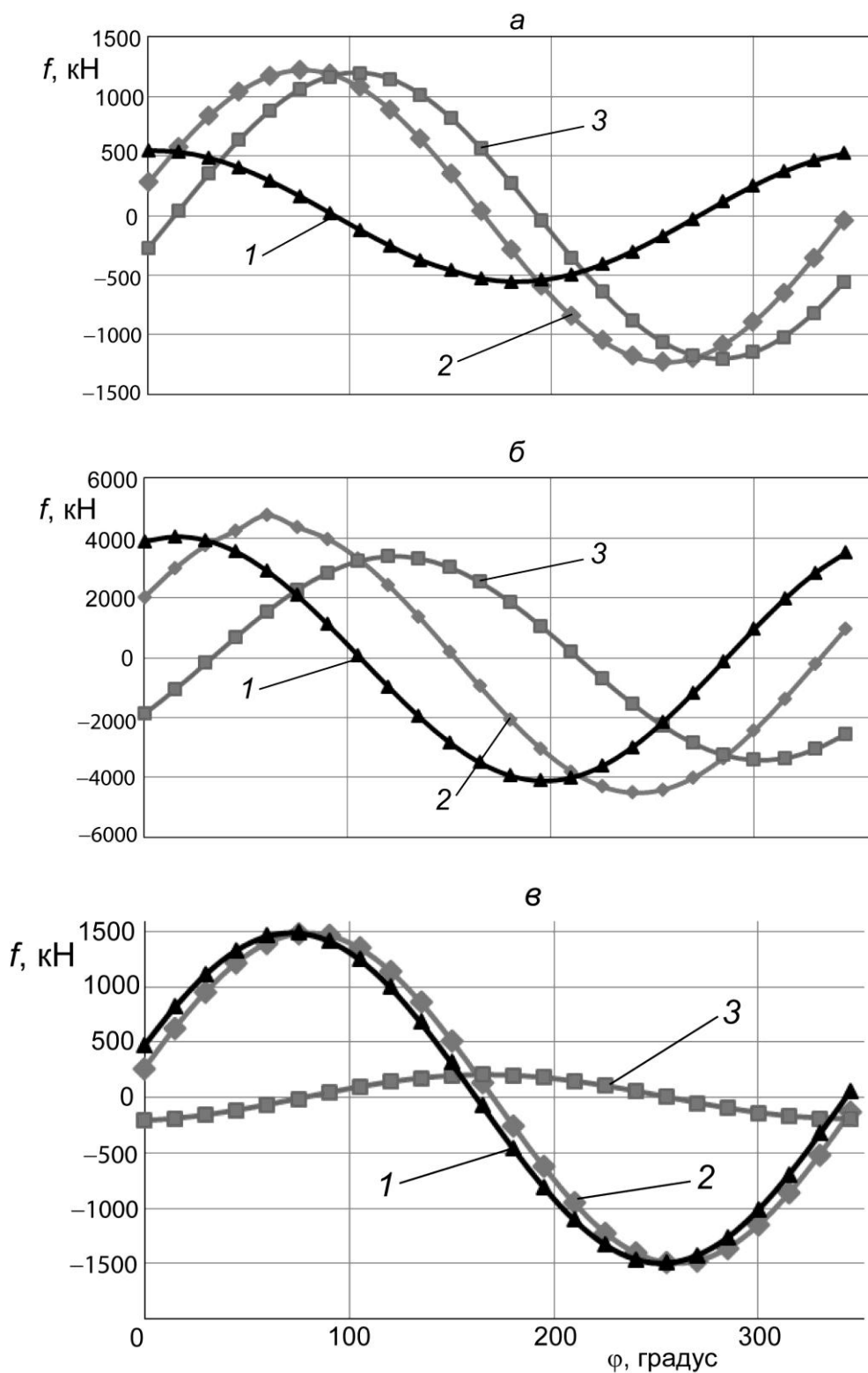


Рис. 10. Волновые силы на лицевую и тыловую грани стенки.
 1 — $F_2 = f_3 - f_4$; 2 — f_3 — на лицевую грань; 3 — f_4 — на тыловую грань.
a — $L = 5$ м; *б* — $L = 15$ м; *в* — $L = 40$ м.

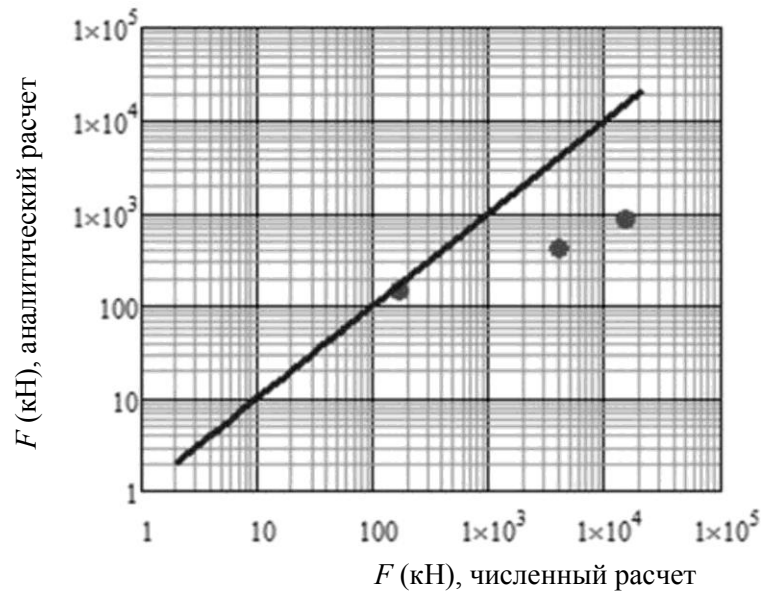


Рис. 11. Сравнение сил по численной модели и аналитическим расчетам (точки).

Таблица 1

**Горизонтальная волновая сила,
действующая на стенку для условий численных опытов**

№	Длина стенки, L (м)	Сила по численному расчету, кН	Сила по аналитическому расчету, кН
1	5	167.7	148.9
2	15	4057.2	425.8
3	40	14902.0	838.1

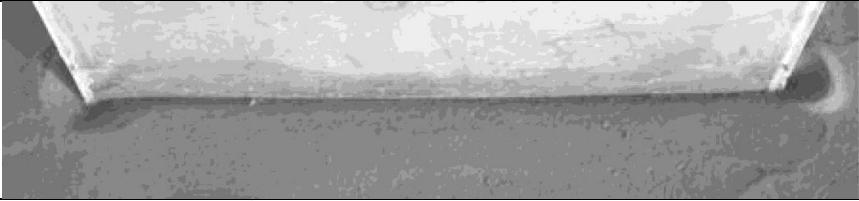
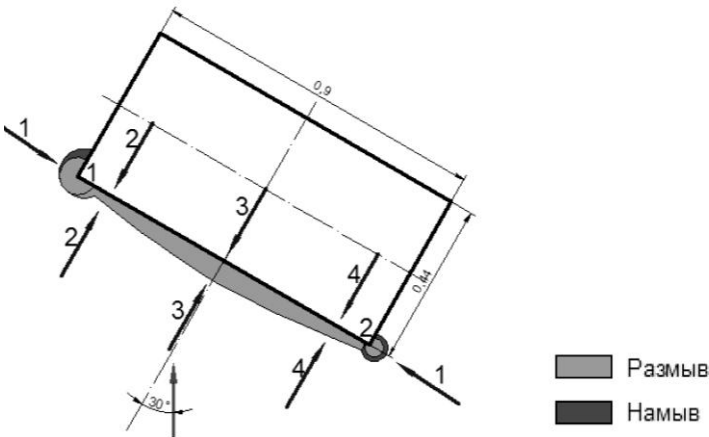
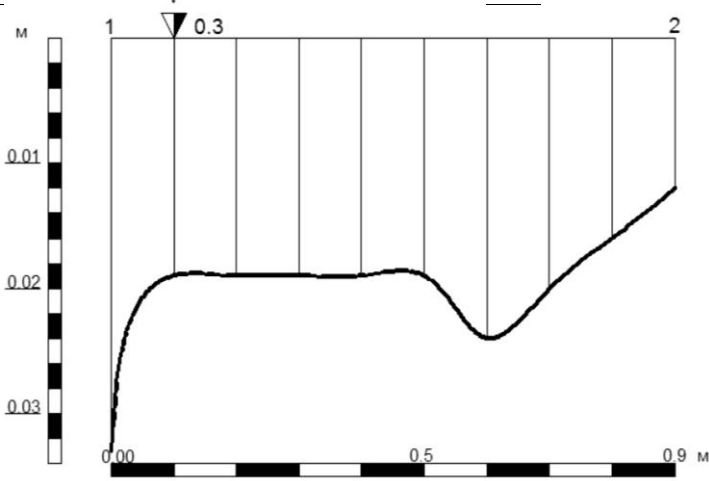
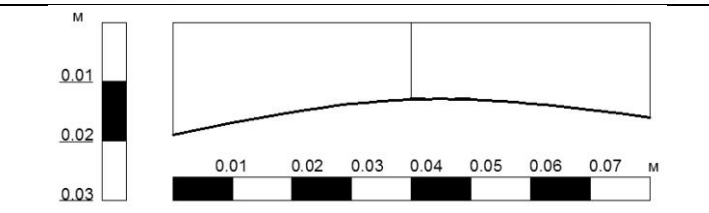
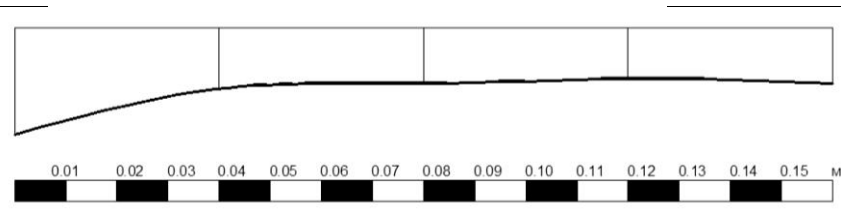
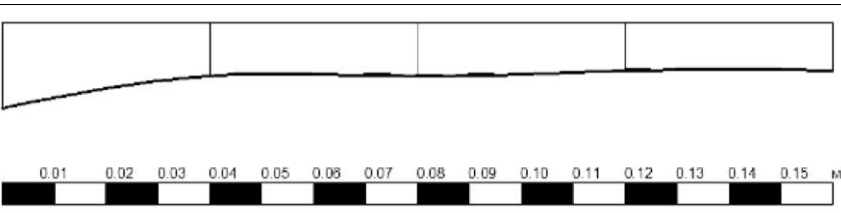
Экспериментальные исследования размыва у стенки под действием косоподходящих волн. Местный размыв достаточно подробно исследовался для обтекаемых волнами и течениями препятствий типа вертикальной опоры или кессона [12—14]. Для короткой вертикальной стенки под волнами такая задача практически не изучалась.

В случае подхода волн к сооружению под углом образуются волны, которые принято называть «волны с короткими гребнями». Размыв от влияния таких волн на гидротехнические сооружения еще полностью не изучен. Поэтому для выявления закономерности формирования ямы размыва была проведена серия опытов в отраслевой лаборатории МГСУ. Схема лабораторной установки показана на рис. 12. Стенка устанавливалась на размываемое основание из песка средней крупностью $d_{50} = 0.4$ мм под углами 15, 30 и 45° к поперечной оси канала.

Воронка размыва представляла собой вытянутую вдоль стены полосу. Максимальная глубина размыва, в отличие от картины стоячих волн, наблюдалась непосредственно у стены. Образование такой воронки размыва можно объяснить возникновением вдоль стенки течения, вызванным косоподходящими волнами. Результаты эксперимента представлены в табл. 2 для подхода волны к стенке под углом 30°.

Таблица 2

Результаты опытов по размыву у стенки от косоподходящих волн

Размыв от воздействия косоподходящих волн на вертикальную стенку	
Схема размыва	
Разрез 1-1	
Разрез 2-2	
Разрез 3-3	
Разрез 4-4	

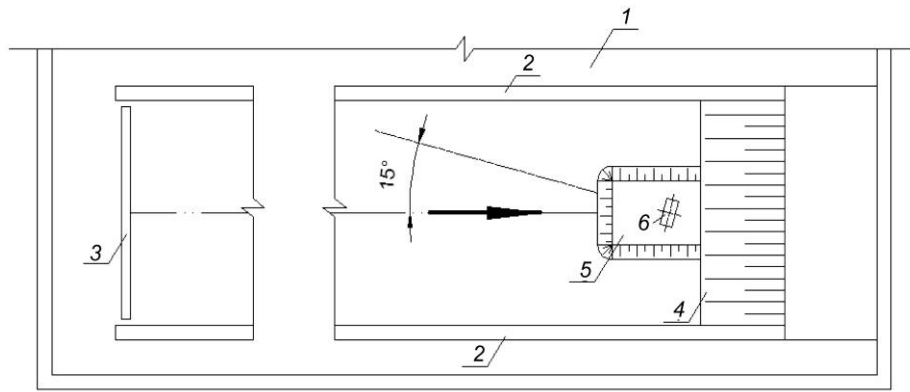


Рис. 12. Схема лабораторной установки.

1 — мелководный бассейн, 2 — стенки волнового канала, 3 — щитовой волнопродуктор, 4 — гаситель, 5 — песчаная площадка, 6 — модель стенки.

В таблице показана форма воронки размыва, а также поперечные и продольные профили ямы размыва, которые были получены в результате проведенного эксперимента. Измерения проводились с помощью лазерного нивелира. Сначала была измерена геометрия воронки размыва. Затем делались промеры глубин вдоль стенки от точки 1 к точке 2 (разрез 1-1, табл. 2), и в поперечном направлении от стенки (разрез 2-2 — разрез 4-4). Видно, что в центральной части воронка размыва вытянута вдоль стены, на краях стенки наблюдаются участки большей глубины, вызванные влиянием дифракции волн. На разрезе 1-1 видно, что вдоль стены существует участок с постоянной глубиной, равной 2 см. Можно предположить, что размыв на этом участке происходит от воздействия косоподходящих волн. Увеличение и уменьшение глубины на других участках вызвано влиянием боковых граней стенки. Из поперечных разрезов (разрез 2-2 — разрез 4-4, табл. 2) видно, что максимальная глубина размыва наблюдается непосредственно около стенки и равна 2 см. Для наглядности горизонтальный и вертикальный масштабы на разрезах не совпадают.

* * *

Таким образом, суммарная волновая сила на стенку растет с ростом ее длины при постоянном волновом режиме, что естественно. Однако величина волновой силы на погонный метр стенки растет с увеличением длины стенки до значения отношения длины поперечного препятствия к длине волн 0.28, а затем уменьшается. Можно предположить, что это связано с изменением характера взаимодействия волн с препятствием, переходом от обтекания без дифракции к обтеканию с дифракцией. При этом граница 0.28 близка к оценке по отношению поперечного размера препятствия к длине волн, принимаемой при разделении режимов обтекания и равной 0.2. В общем случае механизм размыва около вертикальной стенки зависит от относительного поперечного размера опоры (от параметра L/λ), от формы опоры, от характеристик, взаимодействующих с опорой волн, от угла подхода волн и от грунтов размываемого основания. В зависимости от относительной длины опоры (от параметра L/λ) механизм размыва можно условно разделить на два типа, которые существенно отличаются друг от друга:

- размыв у стенки конечной длин;
- размыв у сплошной «бесконечной» преграды.

Каждый тип размыва также зависит от перечисленных выше параметров, с изменением хотя бы одного из этих параметров механизм размыва меняется. Предполагается продолжение экспериментов с расширением диапазонов условий размыва с целью накопления опытных данных.

Проведенные в настоящей работе исследования поддержаны РФФИ, проект №13-05-00955.

Литература

1. Чан Л. З., Кантаржи И. Г. Волновые нагрузки и устойчивость экранирующей стенки портового мола в период строительства // Вестник МГСУ. 2011. № 8. С. 104—111.
2. Бреббиа К., Уокер С. Динамика морских сооружений. Л.: Судостроение, 1983.
3. Дин Р. Г., Харлеман Д. Р. Ф. Взаимодействие между волнами и береговыми сооружениями // Гидродинамика береговой зоны и эстуариев. Л.: Гидрометеиздат, 1970. С. 167—228.
4. Чан Л. З., Кантаржи И. Г. Экспериментальные исследования обтекания волнами вертикальной стенки конечной длины // Вестник МГСУ. 2012. № 7. С. 101—108.
5. Халфин И. Ш. Воздействие волн на морские нефтегазопромысловые сооружения. М.: Недра, 1990.
6. Рогачко С. И., Пиляев С. И. Воздействие волн и льда на морские нефтегазопромысловые сооружения континентального шельфа. М.: Московский государственный строительный университет, 2002.
7. *Silvester Richard, Hsu John R. C. Coastal Stabilization.* PTR Prentice Hall. Inc. Englewood Cliffs. New Jersey. 1993.
8. Лаппо Д. Д., Стрекалов С. С., Завьялов В. К. Нагрузки и воздействия ветровых волн на гидротехнические сооружения. Л.: ВНИИГ, 1990.
9. СНиП 2.06.04-82*. Нагрузки и воздействия на гидротехнические сооружения (волновые, ледовые и от судов). М.: ГОССТРОЙ СССР, 1989.
10. *De Jong R. Spectral simulation of non-breaking wave forces up to the second order on immobile vertical walls.* TU Delft, 2001.
11. Шахин В. М., Шахина Т. В. Метод расчета дифракции и рефракции волн // Океанология. 2001. Т. 41, № 5. С. 674—679.
12. *Rostaminia V., Chagini V. Study of Reflection and Transmission Coefficients of Waves from Perforated Plates and Introducing Simensionless Parameter « θ »* // Proc. of Int Conf. COPEDEC VII. 2008. Dubai, UAE. P.112.
13. *Haerens P., Bolle A., Aracil F. Scour Development around Jacket Foundation on a sandy Seabed — an Analysis if the Temporal Evolution* // J. Coastlab 2012. Proc. of the 4th Int. Conf. of the Applic. of Phys. Model. to Port and Coastal Protection. Ghent, Belgium. P. 43—44.
14. *Baelus L., Troch P., Loosveldt N., Vannieuwenhuyse K., de Vos L., Bolle A. Extended Validation of Dynamic Formula for Scour Protection around Monopiles* // J. Coastlab 2012. Proc. of the 4th Int. Conf. of the Applic. of Phys. Model. to Port and Coastal Protection. Ghent, Belgium. P. 45—46.

Статья поступила в редакцию 05.12.2013 г.

