

УДК 550.345

*И.С.Нуднер<sup>1</sup>, В.В.Максимов<sup>1</sup>*

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛН ЦУНАМИ НА МОРСКИЕ ГИДРОТЕХНИЧЕСКИЕ СООРУЖЕНИЯ**

Дан краткий анализ исследований по воздействию волн цунами на преграды, идеализирующие основные типы морских гидротехнических сооружений. Рассмотрены непроницаемые преграды в виде вертикальной стенки, вертикальных цилиндров, а также частично заглубленных в воду преград прямоугольных очертаний. Приведены результаты исследований, полученные авторами. Проведенный анализ выполнен с целью разработки инженерных методик расчета волновых нагрузок.

Огромным бедствием для жителей цунамиопасных побережий является такое катастрофическое явление как цунами. Постоянно ставится вопрос о разработке путей и способов защиты как населения, так и морских и береговых сооружений. Принимаются меры по обеспечению безопасности населения и снижению наносимого материального ущерба, вызываемого действием этих катастрофических волн. Однако в настоящее время невозможно обеспечить полную сохранность морских сооружений и береговых объектов.

В Российской Федерации цунамиопасными считаются побережье Дальнего Востока, Черного и Каспийского морей.

Для оценки объемов разрушений, материального ущерба, наносимого действием волн цунами, разработки цунамистойких конструкций гидротехнических и береговых сооружений необходимы методы определения зон затопления побережий и воздействий на различные типы прибрежных объектов. Анализ опубликованных работ показывает, что в настоящее время вполне достаточно данных для обобщения и разработки нормативов по расчету воздействий волн цунами на основные гидротехнические и береговые сооружения. Характер воздействия зависит, в первую очередь, от типа волнового потока. Величина воздействия зависит также от формы и размеров преграды.

Большая часть наиболее распространенных сооружений и их элементов может быть объединена в следующие группы преград: протяженные стенки полного профиля (вертикальные и наклонные), вертикальные цилиндрические полной и неполной высоты, а также составленные из соосных цилиндров, сквозные и плавучие преграды.

**Воздействие волн цунами на сооружения полного профиля.** Широкомасштабные численные исследования по изучению распространения волн цунами (на основе конечно-разностных моделей) на модельных и реальных участках акватории Мирового океана, а также по накату волн цунами на берег выполнены в России представителями сибирской научной школы [1, 2].

Достаточно полный обзор применяемых в настоящее время аналитических моделей формирования волн цунами, распространения их по морской акватории, трансформации в прибрежной зоне и наката на наклонный берег приведен в монографии [3].

Основные результаты исследований по взаимодействию длинных волн с непроницаемыми преградами полного профиля получены для большинства классических задач, в которых преградой является вертикальная стенка. В частности, в работе [4] оценено воздействие одиночной волны на основе численного решения уравнений Навье-Стокса конечно-разностным методом маркеров на сетке.

---

<sup>1</sup> Научно-исследовательский центр 26 ЦНИИ Минобороны РФ (Санкт-Петербург)  
© И.С.Нуднер, В.В.Максимов, 2008

Асимптотические разложения разных порядков [5] применены к решению той же задачи в нелинейной постановке для идеальной жидкости. Численное решение задачи на основе метода преобразования Фурье по координатам и конечно-разностной схеме по времени получено в работе [6]. Применение инвариантов Римана позволило получить простые соотношения для вычисления высоты длинной волны на стенке [7]. Основные особенности процесса взаимодействия одиночных волн с вертикальной стенкой удовлетворительно описываются численными решениями длинноволновых нелинейно-дисперсионных уравнений, не ограниченных условием малости амплитуды волны [8-9].

В работе [10], на основе численного решения нелинейно-дисперсионного приближения уравнений длинных волн, произведена оценка распределения силовых характеристик по глубине жидкости. Изменение профиля свободной поверхности  $\eta(x, t)$  и средняя скорость частиц  $u(x, t)$  по глубине описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} (hu)_t + \left( hu^2 + \frac{gh^2}{2} - \frac{h^3}{3}R - \frac{h^2}{3}Q \right) &= d_x \left( gh - \frac{h^2}{2}R - hQ \right) - c_f u |u|, \\ h_t + (hu)_x &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $R = u_{xt} + uu_{xx} - u_x^2$ ,  $Q = (u_t + uu_x)d_x + u^2d_{xx}$ ,  $h = d + \eta$ ,  $d$  – глубина жидкости,  $c_f$  – коэффициент донного трения.

Граничные условия на стенке являются следствием условий непроницаемости и симметрии движения [10]:

$$u = 0, \quad \eta_x = 0, \quad u_{xx} = 0 \quad \text{при} \quad x = L. \quad (2)$$

При анализе воздействия на стенку отдельного волнового импульса параметры набегающей волны задаются начальными условиями для функций  $h$  и  $u$  на отрезке  $x_0 - \lambda_0/2 \leq x \leq x_0 + \lambda_0/2$ , где  $x_0$  – координата максимального возвышения волны,  $\lambda_0$  – характерная длина волны (находится из соотношения  $\eta(x_0 \pm \lambda_0/2) = 10^{-3}a$ , где  $a$  – начальная амплитуда волны).

В оставшейся части вычислительной области необходимо положить  $\eta = u = 0$ . Во входном створе ( $x = 0$ ) ставятся условия свободного прохождения волны, а начальное возмущение представляется [10] одиночной волной:

$$\frac{h(0, x)}{d_0} = 1 + \alpha \cdot ch^{-2} \left[ \sqrt{\frac{3\alpha}{4(1+\alpha)}} \cdot \frac{x - x_0}{d_0} \right], \quad u(0, x) = \frac{\eta}{h} \sqrt{gd_0(1+\alpha)}$$

или синусоидальным импульсом:

$$\frac{h(0, x)}{d_0} = 1 + \alpha \cdot \sin \frac{\pi}{\lambda_0} \left( x - x_0 + \frac{\lambda_0}{2} \right), \quad u(0, x) = 2\sqrt{gh} - \sqrt{gd_0},$$

где  $\alpha$  – относительная начальная амплитуда волны;  $d_0$  – начальная глубина в створе  $x = x_0$ .

Распределение полного давления по глубине определяется по формуле:

$$\frac{p}{\rho g d} = \frac{\eta - z}{d} - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{h}{d} \right)^2 - \left( \frac{z}{d} + 1 \right)^2 \right] \frac{Rd}{g} - \frac{\eta - z}{d} \frac{Q}{g},$$

где ось  $z$  направлена вертикально вверх от невозмущенного уровня свободной поверхности.

Динамическая составляющая давления определяется в зависимости от величины  $z$ :

$$p_* = \begin{cases} p, & z \geq 0 \\ p + \rho g z, & z < 0. \end{cases}$$

Гидродинамическая сила, действующая на вертикальную стенку, представляется в виде:

$$\frac{F}{\rho g d^2} = \frac{1}{\rho g d^2} \int_{-d}^{\eta} p_* dz = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{h}{d} \right)^2 - 1 \right] - \frac{1}{3} \left( \frac{h}{d} \right)^3 \frac{Rd}{g},$$

опрокидывающий момент относительно ее основания:

$$\frac{M}{\rho g d^3} = \frac{1}{\rho g d^3} \int_0^{\eta} p_* z' dz' = \frac{1}{6} \left[ \left( \frac{h}{d} \right)^3 - 1 \right] - \frac{1}{8} \left( \frac{h}{d} \right)^4 \frac{Rd}{g},$$

где  $z' = z + d$ ,  $Q = 0$ .

Решение сформулированной начально-краевой задачи находится с помощью трехслойной конечно-разностной схемы «предиктор-корректор» [8]. Аналитическое решение задачи для стоячих волн получено в работе [11].

Для оценки полученных результатов решения задачи о взаимодействии длинных волн с вертикальной стенкой выполнено сравнение возвышения свободной поверхности и давления [10, 12].

Вычисления выполнялись по аналитическим выражениям, рассматривающим линейную теорию волн мелкой воды [13]:

$$\eta_m / d = 2\alpha,$$

теорию одиночной волны второго порядка [14]:

$$\eta_m / d = 2\alpha + \frac{\alpha^2}{2},$$

нелинейную теорию мелкой воды [7]:

$$\eta_m / d = 4 \left( 1 + \alpha - \sqrt{1 + \alpha} \right),$$

а также с помощью численных методов [10]. Здесь использованы следующие обозначения:  $\eta_m$  – максимум возвышения свободной поверхности на вертикальной стенке;  $a$  – амплитуда волны; параметр  $\alpha = a / d_0$  – относительная амплитуда волны.

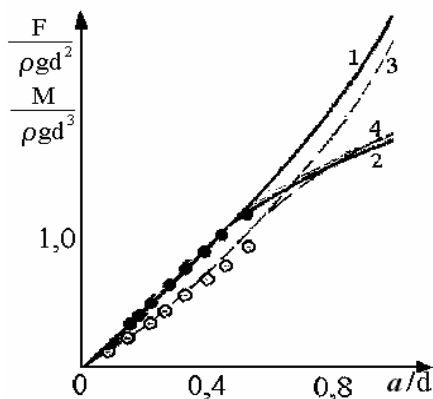


Рис. 1. Значения силы и опрокидывающего момента в зависимости от относительной амплитуды волны: 1 и 3 – максимальные значения силы и момента; 2 и 4 относятся к моменту времени, когда имеет место максимальный запас

Результаты вычислений гидродинамической силы и момента полностью согласуются с данными работы [6] при  $\alpha \leq 0,4$ . При значениях  $\alpha \geq 0,5$  отмечается потеря точности вычислений [6]. В то же время результаты расчетов, выполненных по (1)-(2), удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [15, 16] даже при значениях  $\alpha$ , превышающих пороговое значение равное 0,8, примерно соответствующее началу обрушения одиночной волны.

Результаты вычисления по (1)-(2) максимальных значений силы и момента в диапазоне относительной амплитуды  $0 \leq \alpha \leq 0,8$  аппроксимированы кубическими полиномами:

$$\bar{F} = 2,26\alpha - 0,602\alpha^2 + 0,820\alpha^3;$$

$$\bar{M} = 1,29\alpha + 0,690\alpha^2 + 0,352\alpha^3.$$

Значения силы, действующей на вертикальную стенку, и опрокидывающего момента, в зависимости от относительной амплитуды волны  $a/d$  представлены на рис. 1. Светлые и темные кружки (3 и 4) – данные расчетов, полученные в работе [6].

**Воздействие волн цунами на сквозные и плавучие сооружения.** В настоящее время имеются лишь отдельные статьи, в которых исследуется взаимодействие длинных волн со сквозными и плавучими преградами. Фактически отсутствуют публикации с результатами численных и экспериментальных исследований таких задач [17-19].

Рассматривается плоская задача о распространении длинных волн в жидкости  $\Omega$ , ограниченной сверху свободной поверхностью  $z = \zeta(x, t)$ , пересекающим ее контуром преграды и дном бассейна  $z = -d(x)$ . Плоская преграда, погруженная в жидкость, является идеализацией сквозного сооружения или судна с вертикальными боковыми гранями и неровной нижней гранью произвольной формы.

Рассмотрим приближенную математическую модель взаимодействия волн с преградой. Будем предполагать, что давление в жидкости изменяется по гидростатическому закону, а параметры движения не зависят от глубины волнового течения [20-22].

Разобьем область  $\Omega$  на две подобласти:  $\Omega_1$  расположена вне преграды, и  $\Omega_2 = \Omega - \Omega_1$  – под преградой. В первой подобласти течение жидкости описывается системой нелинейных уравнений [20, 21]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} = 0, \quad x \in (0, L) - [x_1, x_2], \quad (3)$$

где  $W = (\zeta, u)$ ,  $f = (Hu, u^2/2 + g\zeta)$ ,  $H$  – полная глубина жидкости;  $u = u(x, t)$  – скорость частиц жидкости.

Во второй подобласти  $\Omega_2$  движение описывается уравнениями неустановившегося течения несжимаемой жидкости в плоской трубе переменного сечения:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{S}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + Q^2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{S} \right) = 0, \quad (4)$$

где  $Q(t) = u(x, t)S(x)$  – расход жидкости;  $S(x) = d(x) - T(x)$  – живое сечение;  $p$  – давление жидкости;  $\rho$  – плотность жидкости.

На левой и правой граничных областях ( $x = 0, x = L$ ) ставятся либо условия свободного прохода, либо условия непротекания, либо условия, моделирующие генерацию волны. Начальные условия принимаются [21]:

$$\eta(x, t) = a \cdot ch^{-2} \left[ \sqrt{\frac{3\alpha}{4(1+\alpha)}} \cdot \frac{x-x_0}{d_0} \right], \quad u(x, t) = \frac{U_0 \eta}{1+\eta}, \quad U_0 = \sqrt{1+\alpha}, \quad t = 0.$$

На границах подобластей (в точках  $x_1$  и  $x_2$ ) потребуем выполнения условий, вытекающих из законов сохранения массы и импульса:

$$Hu(x_1) = Q = Hu(x_2),$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{S(x)} + \frac{Q^2}{2} \left[ \frac{1}{S^2(x_2)} - \frac{1}{S^2(x_1)} \right] = g [\zeta(x_1) - \zeta(x_2)], \quad (5)$$

где  $Q(x_1), Q(x_2)$  – предельные со стороны  $\Omega_2$  значения расходов жидкости в сечениях  $x_1$  и  $x_2$ . Уравнение (5) получено интегрированием (4) по  $x$  при условии, что давление изменяется по гидростатическому закону.

Для решения уравнения (3) применяется прямая разностная схема первого порядка аппроксимации, для численного решения (4) – метод Эйлера.

Для оценки достоверности численных результатов, полученных по приближенной модели, произведено их сравнение с расчетными данными, выполненными в полной математической постановке. В рамках этой модели определяется потенциал скоростей

$\varphi(x, t)$ , который удовлетворяет уравнению Лапласа, начальным и граничным (кинематическому и динамическому) условиям на свободной поверхности и условиям непротекания через твердые поверхности.

Проведение численного решения этой задачи в области  $\Omega(t)$ , изменяющейся со временем, неудобно. Для решения применяется преобразование координат [20-22], при котором область  $\Omega(t)$  в каждый момент времени отображается в координатной плоскости на квадрат с вырезанным прямоугольником. С помощью построенного отображения сетка адаптируется к границам области.

Сравнение вычислений, проведенных для приближенной и точной моделей задачи о волновом движении в бассейне, ограниченном вертикальными непроницаемыми стенками слева  $x=0$  и справа  $x=L$ , с экспериментальными данными выполнено для следующих условий. Глубина жидкости  $d=1$ . Возмущенное движение вызвано преградой, частично погруженной в жидкость и препятствующей прохождению одиночной волны. В качестве начальных условий использованы профиль поверхности и скорость, полученные по формулам второго порядка для одиночной волны [14]. В случае приближенной модели значение скорости определялось иначе – по формулам, полученным осреднением компоненты вектора скорости по глубине. Варьировались следующие параметры: амплитуда волны  $a$ , ширина  $B$  и осадка преграды  $T$ . Все параметры задачи и результаты вычисления являются безразмерными величинами. Линейные размеры и функция  $\eta$  отнесены к глубине  $d$ , скорость  $u$  – к значению  $\sqrt{gd}$ , время  $t$  – к величине  $\sqrt{d/g}$  и давление  $p$  – к значению  $\rho gd^2$ .

Для оценки достоверности численных результатов в гидролотке проведены эксперименты с моделями жестко закрепленных понтонов. Модели понтона были установлены лагом к волне. В экспериментах использовались две модели: шириной  $B=40$  см с осадкой  $T=15$  см и шириной  $B=100$  см и тремя значениями осадки  $T=15, 30$  и  $40$  см. Вторая модель была также закреплена у вертикальной стенки, что моделировало задачу о швартовке корабля у причала. Опыты проводились при глубине жидкости  $d=50$  см. Высота набегающей волны изменялась в диапазоне от 5 до 35 см. Схема установки модели в лотке, емкостных волномеров, датчиков давления и скоростей приведена на рис. 2.

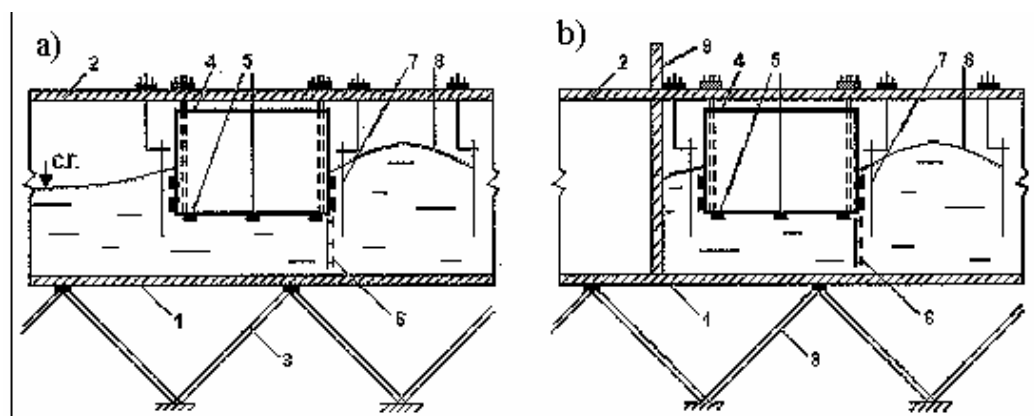


Рис. 2. Экспериментальная установка в гидролотке:

1 – дно лотка; 2 – верхняя балка; 3 – опоры; 4 – модель понтона; 5 – датчики давления; 6 – датчики скорости; 7 – волномеры; 8 – набегающая волна; 9 – непроницаемая стенка

Во время экспериментов фиксировались амплитуда набегающей волны, возвышение жидкости у лицевой и тыльной граней модели, давление – в шести точках поверхности и скорость – в трех точках у лицевой грани. Два датчика скорости были установлены на

расстоянии 1 см от дна и тыльной грани понтона, средний датчик – на одинаковом расстоянии от двух других. Горизонтальная составляющая скорости  $u$  определялась в точке, расположенной в створе лицевой грани преграды в середине сечения потока.

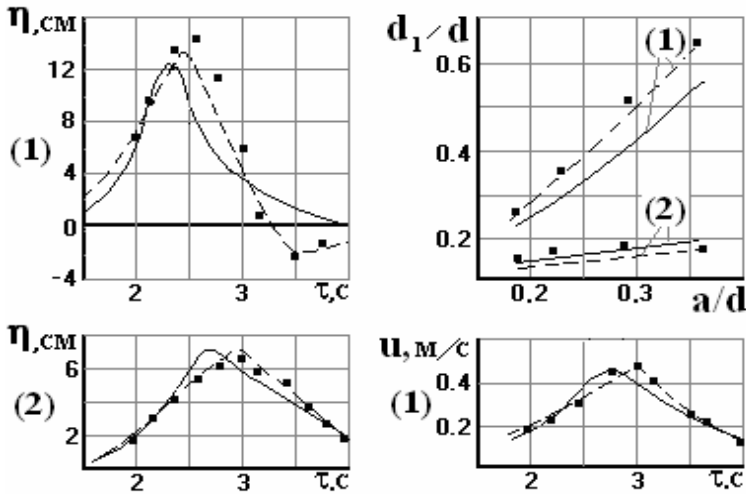


Рис. 3. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных хронограмм возвышения свободной поверхности жидкости  $\eta$ , хронограммы горизонтальной скорости потока  $u$  и максимального заплеска на стенку на лицевой (1) и тыльной (2) гранях преграды

На рис. 3 приведены хронограммы возвышения свободной поверхности (на лицевой и тыльной гранях преграды), скорости жидкости и максимальный заплеск на стену. Сплошная линия показывает соотношения, полученные с использованием приближенной модели, а пунктирная линия – полной модели потенциального течения [23, 24], ■ – экспериментальные данные авторов.

На рис. 4 приведены хронограммы возвышения свободной поверхности и давления в различных точках поверхности преграды.

На основе полученных результатов можно заключить, что для малых значений высоты набегающей волны приближенная модель дает удовлетворительное соответствие с экспериментом.

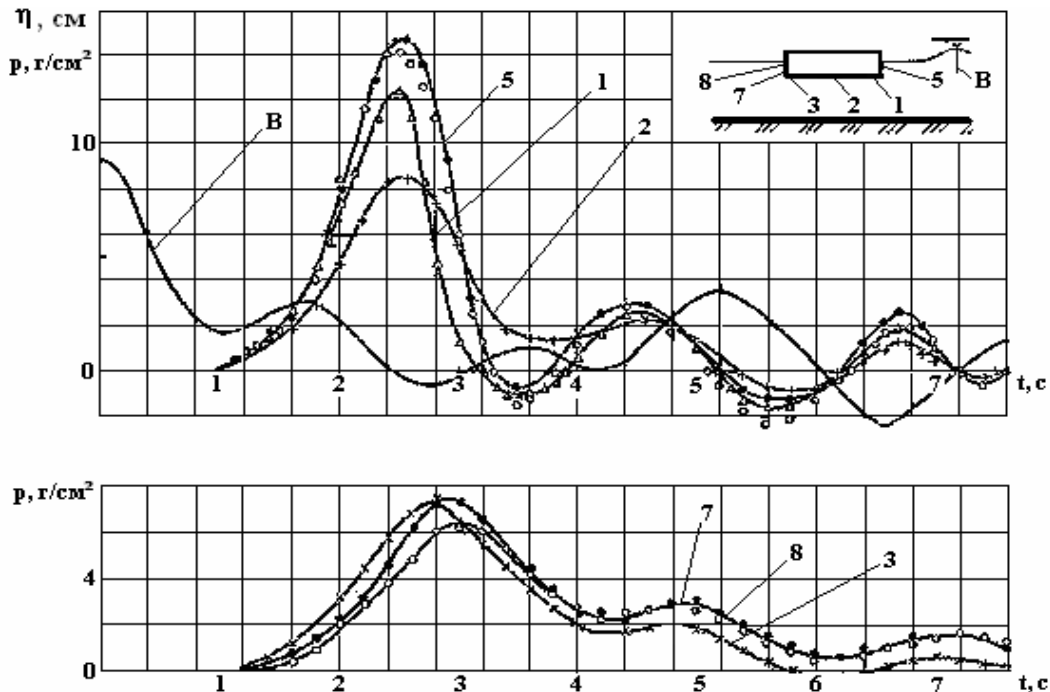


Рис. 4. Хронограммы возвышения свободной поверхности  $\eta$  и давления  $p$  в точках поверхности преграды.

Давление измерялось в точках: 5 – лицевая грань преграды; 7 и 8 – тыльная грань преграды; 1, 2 и 3 – днище преграды. Возвышение свободной поверхности измерялось волномером в точке В

**Взаимодействие волн цунами с обтекаемыми сооружениями в прибрежной зоне.**

При математическом моделировании распространения волны цунами и воздействия на сооружения и берега обычно используется теория одиночных волн. Длина одиночной волны, строго говоря, бесконечна. Поэтому для определения параметров волны, кроме высоты, вводится понятие «условной» длины волны. В настоящей работе под длиной волны принято определение, данное Рэлеем. Для «условной» длины волны вводится пространственный интервал между соседними точками, где отношение волнового профиля возвышения к высоте волны равно 0,1. В этом случае длина волны определяется по формуле [25]:

$$\lambda = 7,3 \sqrt{\frac{1}{3} \left( \frac{d}{a} + 1 \right)},$$

где  $d$  – глубина воды.

Исследование взаимодействия волнового потока с цилиндрической преградой показывает, что процесс обтекания может происходить в двух режимах: отрывного и безотрывного обтекания. Первый режим имеет место, когда размеры преграды существенно меньше длины волны. В этом случае основной вклад в полную волновую нагрузку вносит лобовое сопротивление, пропорциональное квадрату скорости движения жидкости, вносящее образование вихрей и их отрыв. Причем скорость определяется расчетом, а коэффициент лобового сопротивления – экспериментальным путем. Второй режим обтекания характерен для преград, размеры которых сравнимы с длиной волны. Главную роль в определении нагрузки здесь играют дифракционные эффекты, инерционная составляющая нагрузки значительно превосходит скоростную составляющую. В этом случае волновые нагрузки могут быть получены теоретическим путем.

Возможен также и случай, когда вклад обоих волновых режимов по величине сопоставим друг с другом. Например, при действии коротких ветровых волн на единицу высоты вертикальной круглой цилиндрической преграды единичную нагрузку определяют по формулам [26-27], учитывающим инерционное и скоростное сопротивления:

$$q(z, t) = \rho C_i \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} + \rho C_x \frac{D}{2} u |u|, \quad (6)$$

где  $u$  – горизонтальная компонента скорости частицы в невозмущенном преградой волновом потоке;  $C_i$  и  $C_x$  – соответственно коэффициенты присоединенной массы и лобового сопротивления, находимые экспериментальным путем;  $D$  – диаметр преграды.

При воздействии длинных волн, в частности цунами, обтекание преграды может быть как отрывным, так и безотрывным. В случае отрывного обтекания первая компонента нагрузки в (6) – инерционная – значительно меньше скоростной и ею можно пренебречь. Тогда максимальная единичная нагрузка  $q(z, t)$  может быть вычислена по формуле:

$$q(z, t) = \rho C_x \frac{D}{2} u |u|.$$

Во втором случае нагрузка определяется только первым слагаемым. В целом, полная нагрузка является функцией безразмерных параметров:

$$F / \rho g h D^2 = f(Fr, Re, Ke). \quad (7)$$

Здесь  $Fr, Re, Ke$  – соответственно числа Фруда, Рейнольдса и Кейлегана-Карпентера. Эти безразмерные параметры характеризуют соответственно влияние веса (инерция), вязкости жидкости и нестационарности течения на значения волновых нагрузок. Кроме этих параметров, на величину нагрузки оказывает влияние и шероховатость преграды.

Исследование коротких периодических волн показывает, что влияние числа Фруда на значение волновой нагрузки незначительно и им можно пренебречь:

$$F / \rho ghD^2 = f (Re, Ke). \quad (8)$$

При безотрывном обтекании силы вязкостного сопротивления малы по сравнению с инерционными силами. Поэтому зависимость (7) представляются в виде:

$$F / \rho ghD^2 = f (Fr, Ke). \quad (9)$$

Соотношения (8) и (9) можно распространить на длинные волны. В работе [28] показано влияние числа Кейлеган-Карпендера на режимы течения. Границей этих режимов является значение  $Ke = 3$ . При  $Ke \leq 3$  при обтекании преобладают дифракционные эффекты, при  $Ke \geq 3$  – вихреобразование. При  $10 \leq Ke \leq 15$  необходимо учитывать обе компоненты. При значениях  $Ke \geq 15$  доминирует скоростная компонента.

**Воздействие волн на вертикальную преграду малого поперечного сечения.** Рассмотрим задачу о воздействии длинных волн на вертикальный цилиндр малого – по сравнению с длиной волны – поперечного сечения.

Волновая нагрузка  $Q$  на всю преграду определяется по формуле:

$$Q = C_x \frac{\rho u |u|}{2} S, \quad (10)$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения преграды.

Значение коэффициента  $C_x$  лобового сопротивления может быть получено из формулы (10) при известных величинах нагрузки  $Q$  и скорости  $u$ .

Для определения скорости используем сравнительные данные из работ [3, 29] и специально проведенные эксперименты [30-32] в гидроволновом лотке.

Исследования проводились с моделями технически гладких свай, изготовленных из алюминиевых труб диаметром 40, 50, 60 и 80 мм. Датчик напряжений был присоединен к верхней части трубы, которая жестко соединялась с укрепленным на стенке лотка металлическим каркасом. Модели сваи устанавливались так, чтобы зазор между нижней частью трубы и дном лотка не превышал 5 мм.

Эксперименты проводились при глубинах воды 50, 60 и 80 см. В экспериментах высота одиночной волны изменялась от 5 до 35 см. Параметры волн фиксировались емкостными волномерами. Один из них размещался на уровне модели, второй – перед ней для фиксации параметров набегающей волны. Волновая скорость частиц измерялась микровертушками, установленными на металлическом стержне, который жестко крепился на уровне модели. Измерения скоростей производились у дна, на половине глубины воды, на спокойном горизонте и выше его на 5 и 15 см. Схема установки модели в лотке и размещение датчиков приведены на рис. 5.

Сравнение безразмерных значений скорости частиц жидкости, вычисленных по формулам Буссинеска, Мак-Коуна и Лейтона, с осредненными по глубине экспериментальными значениями приведено на рис. 6.

Сопоставление данных показывает, что в диапазоне изменения относительной амплитуды  $a/d = 0,05 \div 0,40$  соотношения, которые следуют из теории Буссинеска, являются более предпочтительными. Экспериментальные значения скорости отнесены к скорости движения волны, вычисленной по формулам Буссинеска [30].

Экспериментальные значения коэффициента лобового сопротивления в зависимости от числа Рейнольдса для гладкого цилиндра приведены на рис. 7.

Пунктирная линия обозначает границы значений  $C_x$ , полученных в экспериментах с короткими периодическими волнами [33]. Как видно из рисунка, для гладких преград наблюдается соответствие значений коэффициента лобового сопротивления при воздействии как коротких периодических, так и длинных волн.



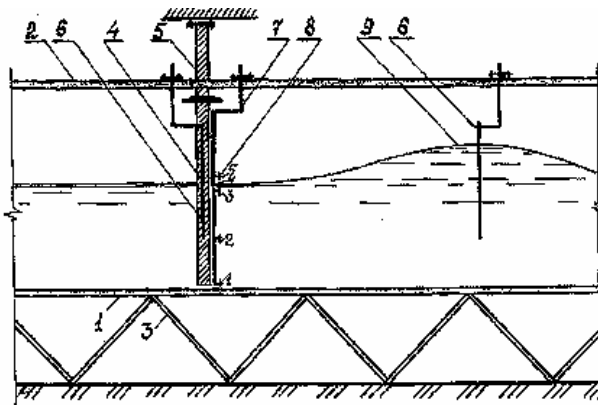


Рис. 5. Схема установки модели:  
 1 – дно лотка; 2 – верхняя балка; 3 – опоры; 4 – модель сваи; 5 – датчики давления; 6 – волномер; 7 – опора датчика скорости; 8 – датчик скорости; 9 – набегающая волна

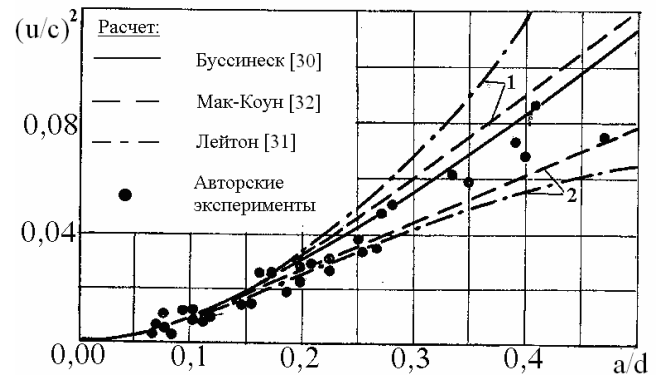


Рис. 6. Сравнение расчетных значений скоростей частиц жидкости, предложенных в [30-32], с экспериментальными данными:  
 1 – на поверхности жидкости; 2 – у дна;  
 $u$  – скорость частиц жидкости;  $c$  – скорость волны

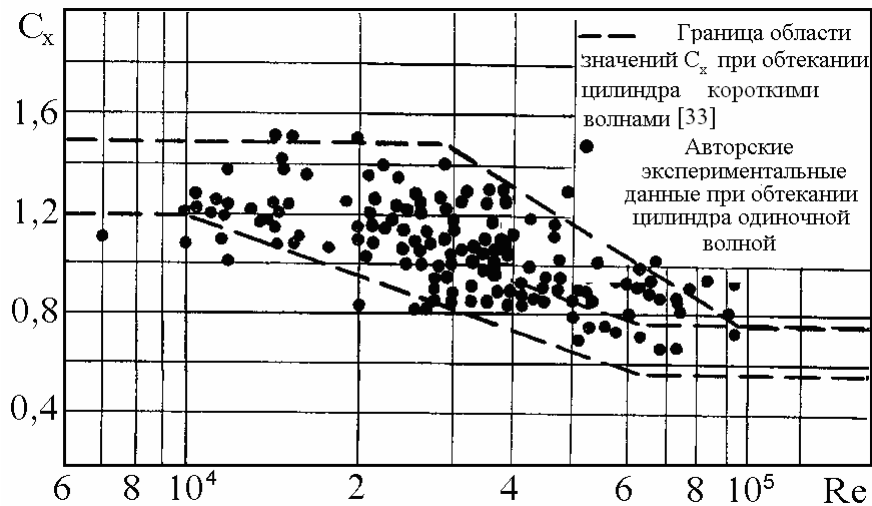


Рис. 7. Экспериментальные значения коэффициента лобового сопротивления  $C_x$  в зависимости от числа Рейнольдса для гладкого цилиндра

Сравнение результатов исследований значений  $C_x$  для волнового и стационарного потоков жидкости [33] показало, что в последнем случае характер зависимости  $C_x = C_x(Re)$  не изменяется, но имеет место сдвиг кризиса сопротивления в область больших значений чисел Рейнольдса.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что можно считать одинаковыми значения коэффициента лобового сопротивления при обтекании преграды как волновым потоком, так и установившимся течением. Это обстоятельство позволяет предположить, что и для шероховатых преград характер изменения коэффициента  $C_x$ , в зависимости от числа Рейнольдса, и его расчетное значение тоже совпадают. Для периодических волн коэффициент лобового сопротивления в послекризисной зоне ( $Re > 10^5$ ) изменяется в диапазоне  $0,6 \div 0,8$ . В практических расчетах обычно принимается среднее или максимальное значение коэффициента  $C_x$ . В работах [34-35] рекомендуется принимать значение коэффициента лобового сопротивления равным 1,2.

**Воздействие волн на вертикальную преграду большого поперечного сечения.** Особенность рассматриваемого случая заключается в том, что длина одиночной волны

стремится к бесконечности, а параметр  $kD/2$ , ( $k$  – волновое число), который определяет область применимости дифракционной теории, стремится к нулю. В этом случае для оценки режима течения вводится другой параметр [36]. Учитывая, что эффективная длина волны (отрезок длины волны, включающий большую часть кинетической энергии) пропорциональна  $\sqrt{d^3/h}$ , оценим параметр  $\sqrt{ha^2/d^3}$ . В соответствии с работой [36], при значениях  $\sqrt{ha^2/d^3} \geq 0,36$  и при  $ka > 0,2\pi$  в задачах взаимодействия одиночной волны с преградами применима дифракционная теория.

Результаты работ [36-37] основаны на численных методах, в них приведены приближенные решения задачи о воздействии одиночной волны на вертикальный цилиндр. Впрочем, на уровне рассматриваемого приближения численные результаты в отмеченных работах согласуются друг с другом. Задача о дифракции длинных волн на вертикальном цилиндре рассматривается в цилиндрической системе координат и сводится к решению волнового уравнения:

$$\Delta\psi - \psi_{rr} = 0$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r}(\chi + \psi) &= 0, & r &= a, \\ \psi &\rightarrow 0, & r &\rightarrow \infty. \end{aligned}$$

Здесь  $\psi$  – искомая функция, описывающая дифракционное поле;  $\chi$  – функция, задающая набегающую волну;  $r$  – радиус-вектор точки.

Для оценки численных результатов в гидроволновом лотке были проведены экспериментальные исследования воздействия одиночной волны. В экспериментах определялись возвышение свободной поверхности, скорости волнового потока в различных точках по глубине и давление – в точках поверхности цилиндра по его контуру и по глубине. Сравнение некоторых численных и экспериментальных значений давления в точках вертикального цилиндра представлено на рис. 8. Сплошными линиями обозначены численные результаты, приведенные в работах [37-39]; светлыми и закрашенными кружками – авторские экспериментальные данные, полученные на дне и на невозмущенном уровне воды.

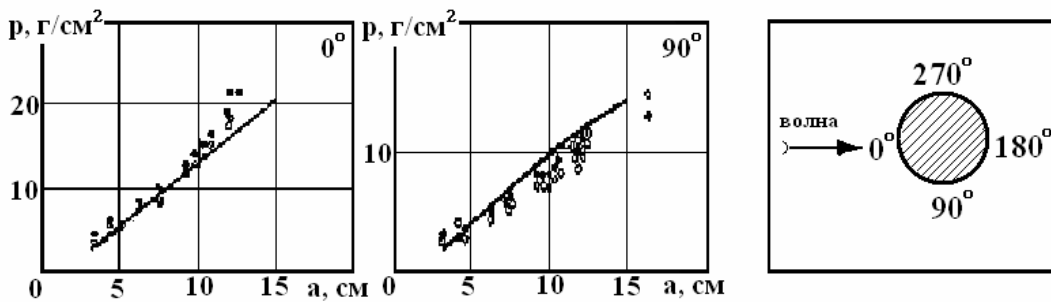


Рис. 8. Сравнение численных и экспериментальных значений давления в точках вертикального цилиндра

Сопоставление показало удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных данных.

В работе рассмотрены теоретические и экспериментальные исследования воздействия волн цунами на основные типы морских гидротехнических сооружений: вертикальную стенку, вертикальные цилиндрические обтекаемые преграды.

Полученные результаты использованы при разработке ведомственного нормативного документа по расчету параметров волн цунами у сооружений и их воздействия на различные типы конструкций проектируемых морских гидротехнических сооружений.

### Summary

In the paper the brief analysis of the research concerning tsunami action on the obstacles that idealize the main types of off-shore hydraulic structures is given. The impermeable obstacles as vertical wall, vertical cylinder as well as partly buried having squared shape obstacles are considered. The authors' research results are cited too. The aim of the undertaken analysis is to elaborate the engineering design procedures for the wave loadings estimation.

### Литература

1. Марчук А.Г., Чубаров Л.Б., Шокин Ю.И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983.
2. Шокин Ю.И., Чубаров Л.Б., Марчук А.Г., Симонов К.В. Вычислительный эксперимент в проблеме цунами. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1989.
3. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996.
4. Harlow F.H., Welch J.E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surfaces // Phys. Fluids. 1965. Vol.8. P.2182-2189.
5. Su G.H., Gardner C.S. Korteweg – de Vries equation and generalization. III. Derivation of KdV and Burgers equations // J. Math. Phys. 1969. Vol.10. No.3. P.536-539.
6. Fenton J.D., Reincker M.M. A Fourier method for solving nonlinear water wave problems: application to solitary wave interaction // J. Fluid Mech. 1982. Vol.118. P.411-443.
7. Мирчина Н.Р., Пелиновский Е.Н. Увеличение амплитуды длинной волны вблизи вертикальной стенки. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика атмосферы и океана. 1984. Т.20. № 3. С.330-331.
8. Железняк М.И. К численному решению встречного взаимодействия поверхностных волн // Гидромеханика. 1979. № 39. С.44-48.
9. Haugel A.A. A numerical model of storm waves in shallow water // Proc. 17<sup>th</sup> Coast. Eng. Conf., 1982. Vol.1. P.746-782.
10. Железняк М.И. Воздействие длинных волн на твердые вертикальные преграды // В сб.: Накат волн цунами на берег. Ин-т прикл. Физики АН СССР. Горький, 1985. С.122-139.
11. Алешиков Ю.З. Теория взаимодействия волн с преградами. Л.: ЛГУ, 1990.
12. Давлетшин В.Х. Исследования силового воздействия длинных волн на гидротехнические сооружения вертикального профиля. // Изв. ВНИИГ им.Б.Е.Веденеева. 1986. Т.196. С.72-77.
13. Стокер Дж. Волны на воде. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
14. Laitone E.V. The Second Approximation to Cnoidal and Solitary Waves // J. Fluid Mech. 1960. Vol.9. No.3. P.430-444.
15. Давлетшин В.Х. Силовое воздействие одиночных волн на вертикальные сооружения // Тр. всесоюз. конф. по цунами. Ин-т прикл. физики АН СССР, Горький, 1984. С.41-43.
16. Загрядская Н.Н., Иванова С.В., Худнер Л.С., Шошин А.И. Воздействие длинных волн на вертикальную преграду // Изв. ВНИИГ им.Б.Е.Веденеева. 1980. Т.138. С.94-101.
17. Манойлин С.В., Максимов В.В., Федоров А.С. Изучение взаимодействия между длинными поверхностными волнами и преградами сложной формы // Морской гидрофизический журнал. Севастополь. 1987. № 3. С.24-28.
18. Манойлин С.В., Максимов В.В., Федоров А.С. Трансформация нелинейных длинных волн на шельфе. // В сб.: Исследования по цунами. М.: Изд-во АН СССР, 1988. С.81-85.
19. Манойлин С.В., Максимов В.В. Взаимодействие волн цунами с сооружениями // Гидротехническое строительство. 1986. № 4. С.32-34.
20. Худнер И.С., Урусов А.И., Хакимзянов Г.С., Яньшин В.Н. К воздействию длинных волн на частично погруженные объекты // Моделирование в механике. Новосибирск. Т.6 (23). № 1. С.81-86.
21. Хакимзянов Г.С., Шокин Ю.И., Баракшин В.Б., Шокина Н.Ю. Численное моделирование течений жидкости с поверхностными волнами. Новосибирск: Наука, 2001.
22. Худнер И.С., Урусов А.И., Хакимзянов Г.С., Яньшин В.Н. О взаимодействии длинных гравитационных волн с телами, погруженными в жидкость. Препринт. Красноярск: ВЦ СО АН СССР. 1991. № 8.
23. Harlow F.H., Amsden A.A. A Simplified MAC Technique for Incompressible Fluid Calculation // J. Comput. Phys. 1970. Vol.6. P.322-325.
24. Дорфман А.А., Печенин С.А. Взаимодействие открытого потока с вертикальной призматической преградой // В сб.: Распространение цунами и накат на берега. М.: Наука, 1981. С.156-163.
25. Кульмач П.П., Филиппенко В.З. Воздействие цунами на морские гидротехнические сооружения. М.: Транспорт, 1984.

26. Ланно Д.Д. Силовое воздействие гравитационных волн при обтекании гидротехнических сооружений. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
27. Morrison J.R., O'Brien M.P., Johnson J.W., Schaaf S.A. The forces exerted by surface waves in piles // Petrol Transact, AJME. 1950. Vol.189. P.149-154.
28. Сарсава Т., Isaacson M. de St Q. Wave forces on Offshore Structures. New York: Van Nostrand Reinold, 1981.
29. Naheer E. Laboratory Experiments with Solitary Wave // J. of the Waterways and Harbors. Port and Coastal and Ocean Division. ASCE. 1978. Vol.104. No. WW4. P.421- 436.
30. Boussinesq J. Theorie des Ondes et des Remons qui se propagent le lond d'un Canal Rectangulaire Horizontal, en Communiquant au Liquide Contenu dans ce Canal de Vitesses Sensiblement Parreilles de la Surface du Fond // J. de Mathematiques Pures at Appliquees. 2<sup>nd</sup> Serie. Vol.17. Paris. 1872. P.55-108.
31. Laitone E.V. High Order Approximation to Nonlinear Waves and the Limiting Heights of Cnoidal, Solitary, and Stokes Waves. Technical Memorandum N 133. Beach Erosion Board. U.S. Department of the Army, Corps of Engineers. 1963.
32. McCowan J. On the Solitary Wave // London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine. 1891. Vol.32. P.45-58.
33. Ланно Д.Д., Шестаков Ю.Н. Некоторые результаты исследований коэффициентов сопротивления при обтекании круглого цилиндра волнами // Тр. коорд. совещ-й по гидротехнике. Вып.34. Л.: Энергия, 1967. С.55-68.
34. Давлетишин В.Х. Исследование взаимодействия одиночных волн и бора с цилиндрическими опорами // Тр. всесоюзн. конф. по цунами. Обнинск, 1985. С.143-147.
35. Давлетишин В.Х., Ланно Д.Д. Силовое воздействие цунами на вертикальные цилиндрические преграды // Изв. ВНИИГ им.Б.Е.Веденеева. 1984. Т.170. С.89-96.
36. Isaacson M. de St. Q. Solitary Wave Diffraction around Large Cylinder // J. of the Waterways and Harbors. Port and Coastal and Ocean Division. ASCE. 1983. Vol.109. No.1. P.121-127.
37. Белов В.В., Мартыненко Т.В., Худнер И.С., Яковлев В.В. Теоретические и экспериментальные исследования воздействия одиночных волн на цилиндрические преграды большого диаметра // Тр. всесоюзн. конф. по цунами. Обнинск, 1985. С.140-143.
38. Аleshkov Ю.З. Воздействие длинных волн на группу вертикальных цилиндров // Вестник ЛГУ. Сер.: Матем. и мех. 1987. № 1. С.43-46.
39. Яковлев В.В. Воздействие цунами на вертикальные цилиндрические преграды // В сб.: Накат волн цунами на берег. Ин-т прикл. Физики АН СССР. Горький, 1985. С.148-170.

Статья поступила в редакцию 23.11.2007 г.