

УДК 532.543

DOI 10.17223/19988621/51/8

Б.В. Бошенятов, К.Н. Жильцов

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН ЦУНАМИ С ПОДВОДНЫМИ ПРЕГРАДАМИ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ЛОТКЕ<sup>1</sup>

Приведены результаты исследований взаимодействия длинных волн типа цунами с непроницаемыми затопленными преградами конечной толщины. Детально изучен процесс прохождения волны через преграду и процесс образования и эволюции вихревых структур за преградой. С использованием интегрального метода оценки энергий отраженной и прошедшей волн определена эффективность преграды в подавлении волн цунами в зависимости от её толщины.

**Ключевые слова:** волна цунами, затопленная преграда, численное моделирование, гидродинамический (волновой) лоток, вихревые структуры.

Цунами представляют собой одно из самых непредсказуемых и разрушительных бедствий, которым подвергаются прибрежные районы морей и океанов. Для защиты жилых и промышленных сооружений вблизи береговой линии сооружают протяженные и дорогостоящие барьеры, которые проектируют из условия полного отражения наиболее вероятной высоты волны. Однако, когда волна цунами превышает половину высоты барьера над уровнем моря, барьер превращается в подводный при этом его эффективность резко падает, поскольку любой искусственный барьер по сравнению с характерной длиной волны цунами (десяtkи и сотни километров) является тонким [1]. Поэтому научные исследования, направленные на повышение эффективности подводных барьеров, являются актуальными и необходимыми [2–12].

Так, в работе [2] исследовалось влияние различных факторов на эффективность затопленной преграды, сечение которой вертикальной плоскостью, перпендикулярной фронту волны, имеет вид трапеции. Показано, что проницаемые преграды, за счет потерь на трение внутри преграды, могут уменьшить «заплеск» волны типа цунами на береговой склон с наклоном 1:5 на 8–15 % по сравнению с «заплеском» без преграды (15 %, когда высота преграды равна глубине воды в лотке). Во введении авторы справедливо отмечают, что эффективность подводных преград резко уменьшается в случае, когда длина волны намного больше толщины преграды, однако величина параметра  $H/\lambda$  (отношение глубины водоема к длине волны), при котором они проводили эксперименты, ими не указана. В работе [3] тех же авторов частично даны материалы работы [2] и даны фотографии волны, набегающей на преграду, из которых можно заключить, что в указанных экспериментах величина параметра  $H/\lambda \approx 0.5 - 0.3$ . Отметим, что для натуральных волн цунами у побережья, где обычно устанавливают преграды, параметр  $H/\lambda < 0.01$ . Авторы [4] исследовали нелинейные трансформации волны типа цунами при её взаимодействии с затопленными (проницаемой и непроницаемой)

<sup>1</sup> Работа проведена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-08-04097 а.

преградами высотой  $h = 0.5H$  в виде бруска прямоугольной формы. Приведены графики коэффициента прохождения волны  $T = A_t/A$ , где  $A$  – усредненная амплитуда падающей волны,  $A_t$  – усредненная амплитуда прошедшей через преграду волны. Показано, что коэффициент  $T$  зависит не только от толщины преграды, но и от параметра  $A/\lambda$ , который изменялся в пределах  $0.01 < A/\lambda < 0.13$ . При значениях  $0.01 < A/\lambda < 0.03$  и толщине преграды  $b < 0.25\lambda$  коэффициент прохождения волны  $T$  изменяется от 0.9 до 1.0. При значениях  $A/\lambda > 0.03$  разброс экспериментальных данных по коэффициенту  $T$  достигает 40 %. Эти исследования также касаются слишком коротких по сравнению с цунами волн, параметр  $H/\lambda \approx 0.6$ .

В работе [5] численно и экспериментально изучалось распространение одиночных волн (solitary waves) над прямоугольным непроницаемым барьером (высота барьера 0.1 м, толщина – 0.02 м), установленном на дне волнового лотка. Глубина воды в лотке  $H = 0.14$  м оставалась неизменной, амплитуда падающей волны изменялась так, что  $0.1 < A/H < 0.5$ . Показано, что при этих условиях эксперимента за преградой образуется сложное вихревое поле, которое, взаимодействуя со свободной поверхностью, в ряде случаев формирует вблизи преграды стоячую волну с обрушением. Исследована зависимость коэффициентов отражения  $R = A_r/A$ , где  $A_r$  – усредненная амплитуда прошедшей через преграду волны прохождения, и относительного коэффициента диссипации энергии на преграде  $(1 - R^2 - T^2)$  от параметра нелинейности волны. Установлено, что максимальная величина диссипации энергии достигается при  $A/H = 0.15$  и составляет около 25 % от энергии падающей волны. Однако и в этой работе длина волны лишь в 6 раз превышает глубину воды, т.е. величина параметра  $H/\lambda \approx 0.15$ .

В экспериментах работы [6] был обнаружен довольно неожиданный факт, который заключается в том, что, при некотором оптимальном расстоянии друг от друга, два тонких подводных барьера могут существенно уменьшить высоту берегового «заплеска» волны типа цунами. Объяснение этому факту было дано в работах [7–9]. Оказалось, что при определенных условиях, вблизи тонкой подводной преграды (одной или двух) образуются крупномасштабные вихревые структуры, которые могут аккумулировать до 50 % энергии падающей волны [10–11]. Отдельно стоит отметить работу Ку и др. [12], в которой подвергается критике популярная практика моделирования волны цунами уединенной волной. Отмечается, что использование для этой цели уединенной волны, из-за её недостаточной длины по отношению к глубине волнового лотка, приводит к недооценке суммарной энергии и последующей неверной оценке «заплеска».

Отличительной особенностью наших исследований является то, что конструкция гидродинамического лотка Института прикладной механики Российской академии наук (ИПРИМ РАН) [13–15] и методики исследований [8, 16–18] обеспечивают достаточно полное моделирование волн цунами. В частности, генератор волны с высокой точностью создает длинную гравитационную волну (параметр  $H/\lambda = 0.03$ ) заданной амплитуды с параметрами, близкими к натурным для волн цунами в прибрежной зоне.

### Условия эксперимента

Экспериментальные исследования проводились в большом гидродинамическом лотке (БГЛ) на базе Института прикладной механики РАН. Размеры лотка: длина – 15 м, ширина – 0.26 м, высота – 0.4 м. Большинство способов генерации волны выполняются с помощью подвижных элементов. В нашем лотке подвижных элементов нет. Работа нашего генератора основана на принципе распада про-

извольного разрыва уровня воды. В начале лотка выделен герметичный по воздуху отсек длиной  $a = 1.5$  м, он и является генератором. По воде объем генератора и остальная часть лотка связаны между собой через переднюю перегородку как сообщающиеся сосуды. Сверху к генератору подведена трубка для откачки воздуха. Перед началом работы лоток заполняется водой, так чтобы передняя стенка генератора погрузилась в воду, и производится откачка воздуха из объема генератора, создавая начальный перепад глубин  $\xi_0$ : в генераторе глубина  $(H + \xi_0)$ , в рабочей части лотка –  $H$ . После разгерметизации в рабочей части образуется волна длиной  $\lambda = 2a$  и амплитудой  $A = \xi_0/2$ . Такая конструкция генератора позволяет с высокой точностью контролировать амплитуду генерируемой волны любой заданной длины. В нашем случае длина волны составляет около 3 м. Более подробная информация об условиях тестовых экспериментов и об их сравнении с численными расчетами содержится в работах [11, 13–15]. Здесь стоит отметить, что результаты этих сравнений подтверждают достаточно высокую надежность и точность наших исследований.

### Математическая постановка задачи

Для описания движения вязкой несжимаемой жидкости используется система уравнений Навье – Стокса в двумерной постановке. В векторной форме система включает в себя уравнение неразрывности (1) и уравнение движения (2):

$$\nabla U = 0; \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} + U \nabla(\rho U) = -\nabla p + \eta \nabla^2 U + \rho g - \sigma_T k_\gamma \nabla \gamma, \quad (2)$$

где  $U = (u, v)$  – вектор скорости осредненного потока,  $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ ,  $\rho$  – плотность,  $p$  – давление,  $g$  – ускорение свободного падения ( $g = 9.81$  м/с). Последний член в уравнении (2) отвечает за силу поверхностного натяжения, где  $\sigma_T$  коэффициент поверхностного натяжения равный  $0.0728$  кг/с<sup>2</sup>,  $\gamma$  – линейный коэффициент отслеживания свободной поверхности,  $k_\gamma = -\nabla(\nabla \gamma / |\nabla \gamma|)$  – коэффициент кривизны.

Для расчета смещения свободной поверхности применяется метод *Volume of Fluid* (VOF), предложенный Хиртом и Николасом [19]. Уравнение переноса выглядит так:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla(\gamma U) = 0, \quad (3)$$

где  $\gamma$  – определяет объемную долю воды в расчетной ячейке и изменяется линейно от 0 до 1 в соответствии со следующими условиями:

$$\gamma = \begin{cases} \gamma = 0, & \text{воздух,} \\ 0 < \gamma < 1, & \text{интерфейс,} \\ \gamma = 1, & \text{вода.} \end{cases} \quad (4)$$

Средневзвешенная плотность и вязкость в расчетной ячейке в зависимости от параметра  $\gamma$  рассчитываются по формулам

$$\begin{aligned} \rho &= \gamma \rho_w + (1 - \gamma) \rho_a, \\ \eta &= \gamma \eta_w + (1 - \gamma) \eta_a. \end{aligned} \quad (5)$$

При наших параметрах волнового лотка течение в пограничном слое за фронтом гравитационной волны заведомо ламинарное, поскольку известно [20], что при от-

носительной возмущенности набегающего течения  $\varepsilon \leq 0.1$ , значения критического числа Рейнольдса, при котором на плоской поверхности происходит переход пограничного слоя в турбулентное состояние, составляют  $Re_* = U_\infty x / \nu = (3-4) \cdot 10^6$ . В нашем случае число Рейнольдса за фронтом волны не превышает  $2 \cdot 10^5$ .

На всех твердых границах канала, в том числе на непроницаемом препятствии граничные условия соответствуют условиям прилипания:

$$U = 0. \quad (6)$$

На свободной поверхности канала выполняются комбинация граничных условий для скорости и давления в соответствии с технологий вычислительного алгоритма OpenFOAM:

$$U \nabla \gamma = 0; \quad (7)$$

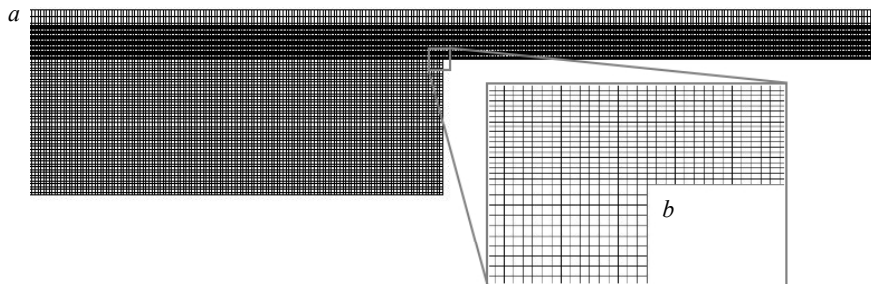
$$p_{\text{atm}} = 1 \text{ атм.} \quad (8)$$

В начальный момент времени в области задается распределение объемной концентрации  $\gamma$ , соответствующее начальному состоянию уровня воды в лотке и генераторе. С началом расчета под действием силы тяжести начинается волновое движение. При  $t = 0$  распределение скорости во всей расчетной области лотка задавалось равным нулю.

Исследуемая преграда устанавливалась в середине лотка, а длина расчетной области выбиралась достаточно большой, чтобы исключить влияние отраженных волн от торцевых стенок лотка.

#### Вычислительная методика

Математическая модель (1) – (3), описанная выше, с соответствующими начальными и граничными условиями решалась с помощью метода контрольных объемов [21]. Построение сетки проводилось эйлеровским методом, что подразумевает фиксированный размер и форму сеток в процессе расчета. Длина расчетной области варьировалась от 15 до 30 м, высота и ширина постоянны: 0.13 и 0.02 м соответственно. По оси  $x$  шаг сетки оставался постоянным 0.002 м. По оси  $y$  шаг сетки варьировался от 0.001 до 0.002 м. Расчетная сетка по оси  $y$  сгущалась в небольшой области на границе раздела вода – воздух для получения большей точности расчетов. Ось  $z$  имела всего одну расчетную ячейку. Необходимость задавать в двумерной задаче фиктивную ось  $z$  вызвано особенностью программного комплекса OpenFOAM. Пример расчетной сетки в районе преграды можно увидеть на рис. 1.



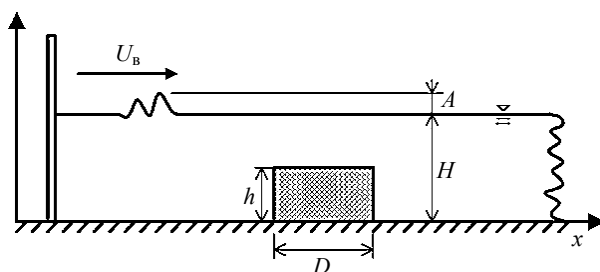
**Рис. 1.** Сетка расчетной области (a); сгущение сетки в районе преграды (b)  
**Fig. 1.** (a) Grid for the computational domain and (b) refined grid around the obstacle

Временной шаг был нефиксированным и рассчитывался автоматически из условия, что число Куранта не должно быть больше 0.6. Расчет прохождения волны по каналу занимал от 20 до 45 с и прерывался, когда падающая волна доходила до правой стенки канала. Данные расчета записывались каждые 0.01 с.

Вычисления проводились с помощью пакета OpenFOAM [22]. Широко распространенный пакет с открытым исходным кодом представляет собой набор библиотек и макросов и является, по сути, языком программирования и удобным инструментом для численного моделирования.

### Условия расчетов и методы исследования

Расчеты проводились при различной толщине преграды  $D$ , начальная глубина воды в гидродинамическом лотке ( $H = 0.103$  м), параметры падающей на преграду волны (высота  $A = 0.007$ , длина  $\lambda = 3$  м) и высота преграды ( $h = 0.095$  м) оставались неизменными и соответствовали условиям интенсивного вихреобразования вблизи тонкой преграды [7, 9]: параметр нелинейности –  $A/H = 0.068$ , параметр преграды –  $h/(H + A) \approx 0.864$ . Таким образом,  $A/H < 0.1$  и результаты расчетов вдали от преграды могут быть описаны линейной теорией мелкой воды [13, 18]. Схематический чертеж прохождения волны над затопленной преградой представлен на рис. 2.



**Рис. 2.** Схематичный чертеж прохождения волны над затопленной преградой  
**Fig. 2.** Schematic diagram of a wave passing over a submerged obstacle

Получены коэффициенты отражения и прохождения волн при их взаимодействии с преградой в зависимости от параметра толщины преграды в диапазоне  $0 < D/\lambda < 2$ . Более детально исследована преграда толщиной  $D = 6$  м =  $2\lambda$ . Обычно эффективность преграды оценивают относительно коэффициентов отражения и прохождения волны. Согласно линейной теории, кинетическая и потенциальная энергии в гравитационной волне равны друг другу. В этом случае, полную энергию волны удобно вычислять как удвоенную потенциальную энергию по следующей интегральной формуле:

$$W = 2W_p = \rho g \int_0^\lambda \xi^2 dx = \rho g \sqrt{gH} \int_0^t \xi^2 dt. \quad (9)$$

В левой части уравнения (9) потенциальная энергия волны рассчитывается через пространственный интеграл. Обычно удобнее использовать временной интеграл, стоящий в правой части. В условиях увеличения нелинейности волн, потенциальная и кинетическая энергии отличаются друг от друга, и такая оценка будет приводить к ошибочному результату. В данной работе используется интегральный метод для оценки потенциальной и кинетической энергии волны в отдельно-

сти. Кинетическая энергия рассчитывается по формуле

$$W_k = \sqrt{gH} \int_0^T \int_0^{H+\xi} \frac{\rho U^2}{2} dy dt. \quad (10)$$

### Результаты исследования

На рис. 3 приведены результаты численного моделирования волнового процесса вблизи генератора волны типа цунами, который возникает при распаде произвольного разрыва уровней воды в генераторе и в остальной части гидродинамического лотка. В момент времени  $t = 0$  (рис. 3, *a*) представлено начальное распределение воды в генераторе ( $x < 1.5$  м) и в рабочей части волнового лотка. В этот момент времени все скорости равны 0. При  $t = 0.5$  с (рис. 3, *b*) и  $t = 1.5$  с (рис. 3, *c*) видно образование двух волн, расходящихся в разные стороны от первоначального разрыва уровней. Под каждым рисунком располагаются профили продольных скоростей. Далее, при  $t = 3$  с (рис. 3, *d*) наблюдается отражение волны от левой стенки генератора ( $x = 0$  м). В момент времени  $t = 4.5$  с (рис. 3, *e*) гравитационная волна уже полностью сформировалась. В этот момент скорости жидкости перед волной равны нулю, после волны наблюдаются небольшие колебания, также близкие к нулю.

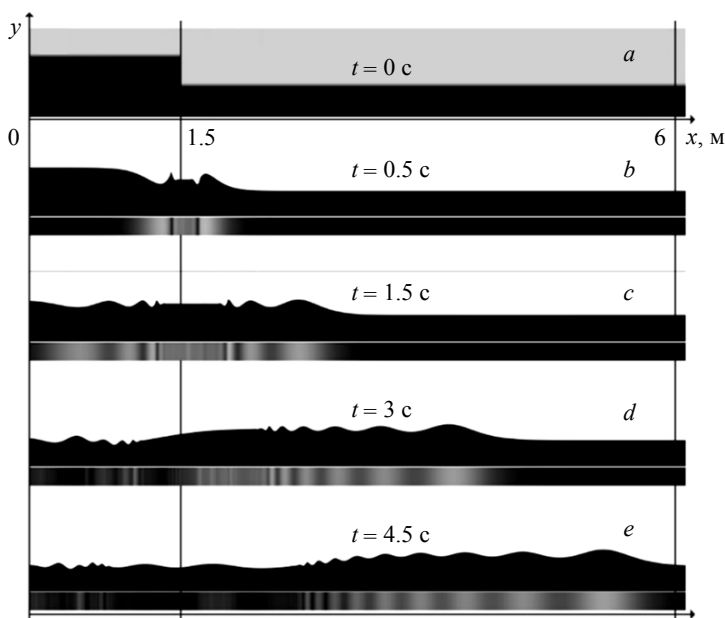
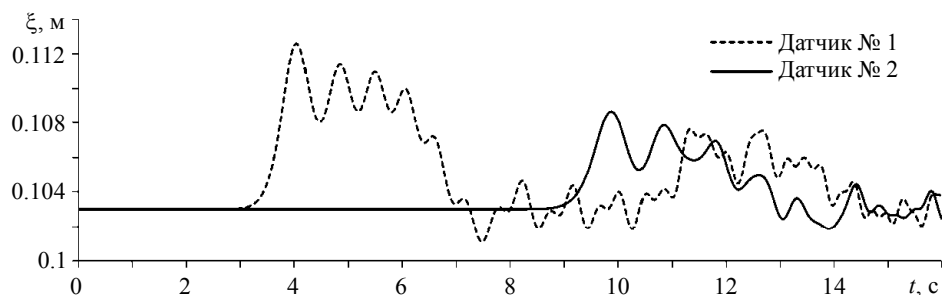


Рис. 3. Моделирование образования и прохождения волны генератором для случая  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м

Fig. 3. Simulation of the wave generation and evolution at  $H = 0.103$  m and  $A = 0.007$  m

На рис. 4 представлена временная осциллограмма смещения свободной поверхности жидкости как результат прохождения волны для случая, когда толщина препятствия  $D = 0.01$  м. Датчик № 1, расположенный на расстоянии  $x = 5.245$  м от

начала лотка, фиксирует падающую и отраженную волны. Датчик № 2, расположенный на расстоянии  $x = 11.2$  м от начала лотка, фиксирует прошедшую через преграду волну, передний край преграды установлен на расстоянии  $x = 9.04$  м. Для всех численных расчетов при различной толщине преграды  $D$  проводились записи данных, подобных графику на рис. 4.

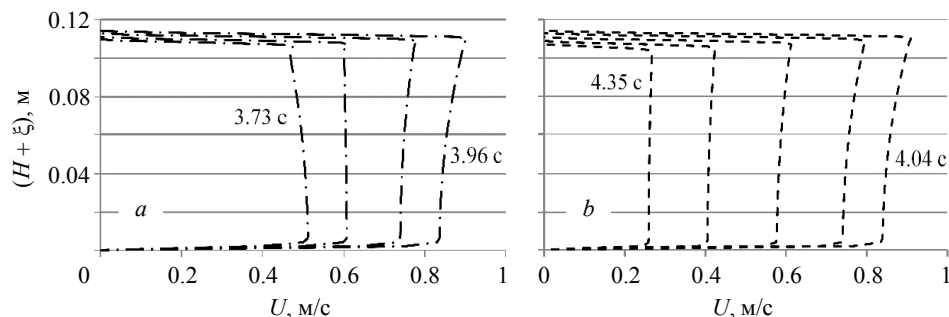


**Рис. 4.** Профили свободной поверхности в зависимости от времени, зафиксированные на расстояниях  $x = 5.245$  м (датчик № 1) и  $x = 11.2$  м (датчик № 2) для случая  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м,  $D = 0.01$  м

**Fig 4.** Profiles of the free surface motion as a function of time registered at a distance of  $x = 5.245$  (sensor No. 1) and  $11.2$  m (sensor No. 2) at  $H = 0.103$  m,  $A = 0.007$  m, and  $D = 0.01$  m

На рис. 5 представлены профили скорости по глубине  $H + \xi$  при распространении волны вдоль канала в сечении  $x = 5.245$  м в различные моменты времени. Для отображения выбран первый гребень волны, проходящий через датчик в момент  $3.5 < t < 4.5$  с (Датчик № 1, рис. 4).

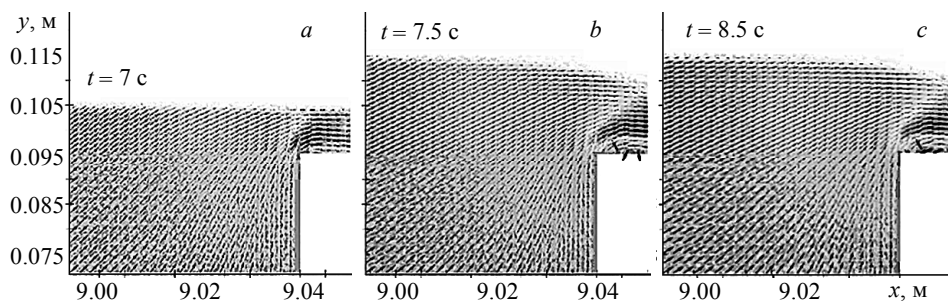
На рис. 5, *a* представлены профили скоростей на фронте гребня во временных сечениях  $3.73 < t < 3.96$  с. На рис. 5, *b* представлены профили скоростей на тыльной стороне гребня во временных сечениях  $4.04 < t < 4.35$  с. Из графиков хорошо видно, что процесс распространения гравитационной волны по каналу сопровождается практически одновременным смещением всего слоя воды. Наибольшие отклонения наблюдаются в момент  $t = 4.04$  с, когда в сечении достигаются максимальные значения  $H + \xi$ .



**Рис. 5.** Профили скорости по высоте волны  $H + \xi$  для случая  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м в различные моменты времени: *a* – фронт гребня волны; *b* – тыльная сторона гребня волны

**Fig. 5.** Velocity profiles in accordance with a wave height  $H + \xi$  for  $H = 0.103$  m and  $A = 0.007$  m at different time instants: *a*) front and *b*) back of the wave crest

Рассмотрим процесс взаимодействия волны на переднем уступе тонкой преграды. На рис. 6 представлено векторное поле скоростей вблизи переднего уступа преграды толщиной  $D = 0.01$  м в моменты времени  $t = 7\text{--}8.5$  с. В момент времени  $t = 7$  с – начало взаимодействия падающей волны с преградой (рис. 6, *a*); при  $t = 7.5$  с – течение над преградой полностью установилось (рис. 6, *b*) и картина обтекания практически не отличается от рис. 6, *c*, при  $t = 8.5$  с. Отметим, что волны в лотке при данной глубине воды распространяются со скоростью 1 м/с, в момент времени  $t = 8.5$  с преграда расположена в срединной части волны, длина которой составляет около 3 м. Видно, что при обтекании волной угловой точки преграды происходит образование вихря малой интенсивности и возможен отрыв потока вблизи передней кромки.



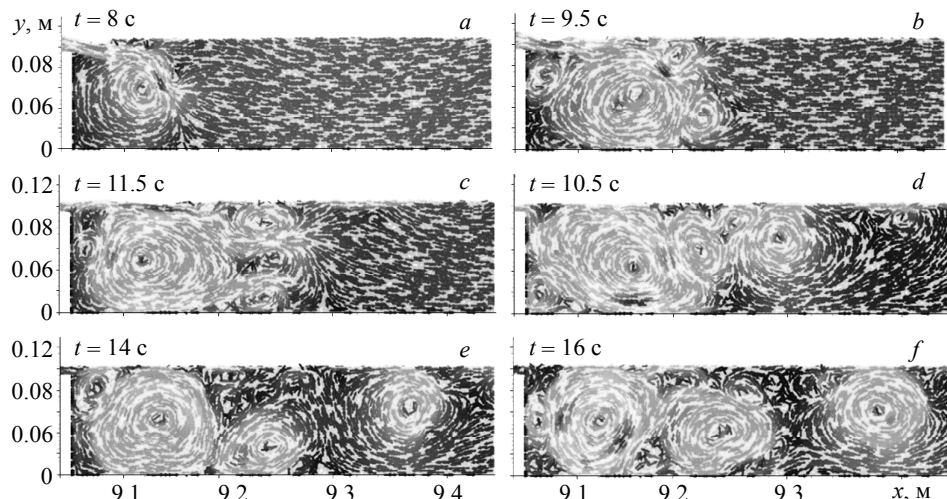
**Рис. 6.** Распределения векторов скорости в различные моменты времени для тонкой преграды  $D = 0.01$  м

**Fig 6.** Distributions of the velocity vectors at different time instants for a thin obstacle of  $D = 0.01$  m

Главной целью нашего исследования явилось выявление различных факторов, влияющих на суммарные потери энергии при прохождении гравитационной волны через преграду. Далее будет показано, что в наших условиях течение вблизи передней части преграды оказывает влияние лишь на величину отраженной волны. Основные потери энергии происходят над преградой и за её пределами, поэтому наибольший интерес представляет развитие течения за преградой.

На рис. 7 представлен типичный процесс эволюции течения за тонкой преградой в размерных координатах, при той же толщине преграды  $D = 0.01$  м. В первый момент времени обтекание тонкой преграды близко к потенциальному обтеканию идеальной несжимаемой жидкостью (течение вдоль стенки за преградой направлено вниз), при этом скорость в верхней части преграды очень велика. Однако в соответствии с принципом Жуковского, жидкость стремится избежать бесконечно больших скоростей, поэтому образуется поверхность раздела и очень быстро формируется вихрь со встречным вращением вблизи преграды, который компенсирует эти слишком большие скорости (рис. 7, *a*). Со временем этот вихрь, захватывая новые порции жидкости, растет до предельной величины ( $2R = H$ ) и распадается на два, три или более вихрей в зависимости от длины падающей на преграду волны (Рис. 7, *b–f*). В моменты времени, когда волна уже прошла через преграду и находится на расстоянии большем, чем длина волны  $\lambda$  (рис. 7,  $t = 14$  с,  $t = 16$  с) течение стабилизируется и можно увидеть четкие вихревые структуры различной интенсивности, которые, как будет показано в дальнейшем, аккумулируют вблизи преграды до 50 % энергии от падающей волны. Самый сильный вихрь по-прежнему находится рядом с преградой.





**Рис. 7.** Эволюция вихревого поля за преградой при  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м,  $D = 0.01$  м  
**Fig. 7.** Vortex field evolution behind the obstacle at  $H = 0.103$  m,  $A = 0.007$  m, and  $D = 0.01$  m

Оценку эффективности преград обычно производят путем определения относительных энергий отражения  $Wr/W$ , прохождения  $Wt/W$  и суммарной энергии, на которую уменьшилась энергия падающей волны после взаимодействия с преградой  $Wd/W = 1 - (Wr + Wt)/W$ . Зависимость этих величин от безразмерной толщины преграды  $D/\lambda$  представлены на рис. 8.

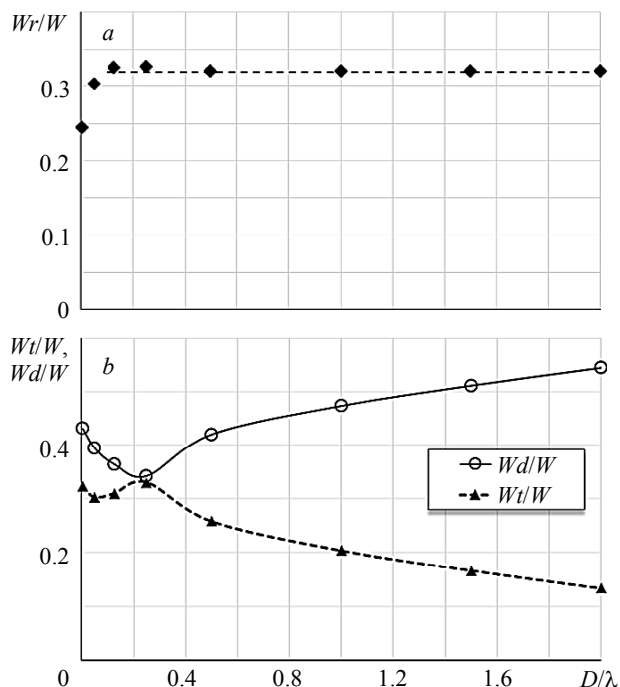
Из рис. 8, *a* видно, что отраженная от преграды относительная энергия  $Wr$  для тонкой преграды ( $D/\lambda < 0.005$ ) составляет около 25 % от энергии падающей волны. Далее, по мере увеличения толщины преграды, она увеличивается (до толщины  $D$  приблизительно равной  $0.1\lambda = 30$  см), а затем остается практически неизменной и равной энергии, отраженной от преграды той же высоты, но бесконечной толщины, рассчитанной по линейной теории мелкой воды

$$\frac{Wr}{W} = \left( \frac{\sqrt{H} - \sqrt{H-h}}{\sqrt{H} + \sqrt{H-h}} \right)^2 = 0.32 \quad [1].$$

На рис. 8, *a* эта энергия показана пунктирной линией.

Относительная энергия прошедшей волны  $Wt$  для тонких преград составляет около 32 % от энергии падающей волны. Далее она сначала уменьшается, проходит через минимум (при  $D/\lambda = 0.05$ ), затем, увеличиваясь, достигает максимума в 32 % (при  $D/\lambda = 0.25$ ) и плавно убывает, при  $D/\lambda \geq 0.50$  практически по линейной зависимости. Линейное убывание энергии, объясняется потерями на трение в пограничном слое и амплитудной дисперсией нелинейной волны над преградой, которые пропорциональны длине преграды.

Суммарные потери энергии на преграде  $Wd$  для тонких преград, при заданных условиях, равны 43 % от энергии падающей волны, и вся эта энергия аккумулируется в крупномасштабных вихревых структурах, возникающих за преградой (см. рис. 7). Далее, по мере увеличения толщины преграды потери уменьшаются, достигая минимума в 34 % при  $D/\lambda \approx 0.25$ , а затем плавно увеличиваются, при  $D/\lambda \geq 0.50$  – практически по линейной зависимости.

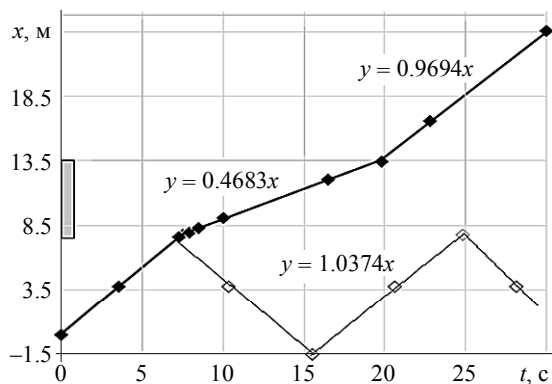


**Рис. 8.** Относительная энергия отраженной волны ( $Wr/W$ ) (a); относительная энергия прошедшей волны ( $Wt/W$ ) и относительные потери энергии волны на преграде  $Wd/W$  (b) в зависимости от толщины преграды  $D/\lambda$

**Fig. 8.** a) Relative energy of the reflected wave ( $Wr/W$ ); b) relative energy of the transmitted wave ( $Wt/W$ ) and relative wave energy losses at the obstacle  $Wd/W$  as a function of the obstacle thickness  $D/\lambda$

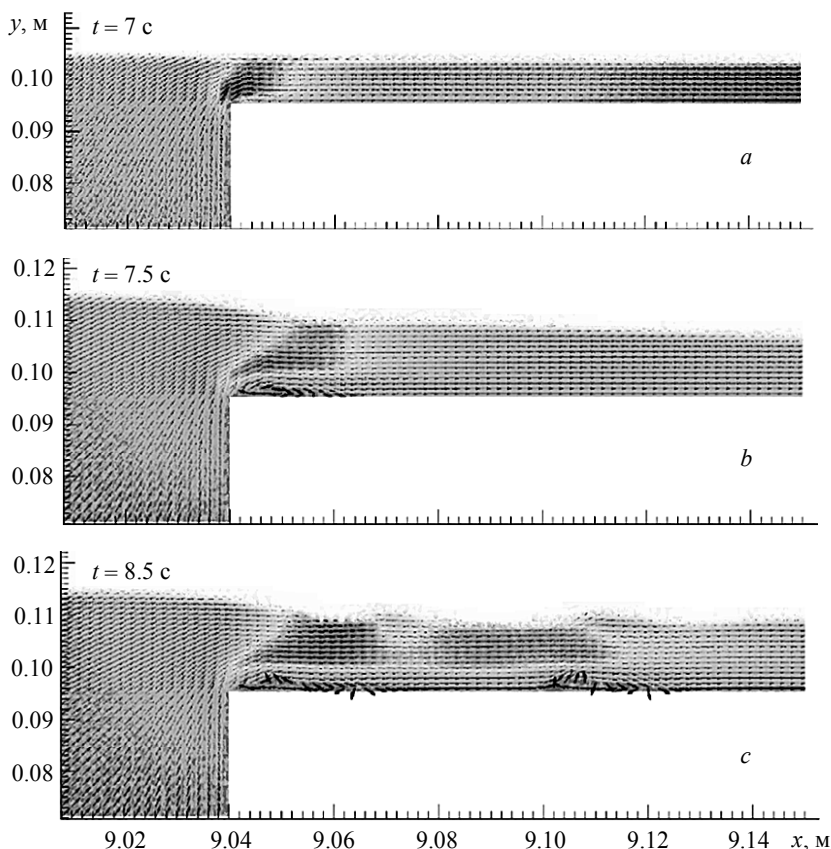
Рассмотрим более детально взаимодействие волн типа цунами с преградой толщиной  $D = 2\lambda$ . На рис. 9 приведена  $x - t$ -диаграмма распространения волн в лотке при взаимодействии с этой преградой. На оси ординат местоположение преграды показано в виде серого прямоугольника.

Траектории отраженных от преграды волн показаны на рисунке тонкими сплошными линиями. Видно, что скорость распространения волн вне преграды, как и следовало ожидать, с высокой точностью равна расчетной скорости распространения малых возмущений в гидродинамическом лотке  $c = \sqrt{gH} = 1.005$  м/с. Над преградой скорость фронта волны равна 0.468 м/с, в то время как скорость распространения малых возмущений (аналог скорости звука в сжимаемом газе) над преградой  $c_1 = \sqrt{g(H-h)} = 0.280$  м/с, т.е. над преградой распространяется нелинейная волна с амплитудной дисперсией, при этом возможны обрушение и нелинейные потери энергии. Течение над преградой аналогично сверхзвуковому с числом Маха  $M > 1$ . В этом случае от передней кромки преграды возмущение в поток распространяется под углом  $\alpha$ , тангенс которого равен углу Маха, что мы и наблюдаем на рис. 6. и на рис. 10, на котором представлено поле скоростей в окрестности передней части преграды толщиной  $D = 6$  м  $= 2\lambda$  в различные моменты времени.



**Рис. 9.** Траектории волн в волновом лотке при  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м,  $D = 6$  м

**Fig. 9.** Trajectories of waves in a wave flume at  $H = 0.103$  m,  $A = 0.007$  m, and  $D = 6$  m



**Рис. 10.** Распределения векторов скорости в различные моменты времени для преграды  $D = 6$  м

**Fig 10.** Distributions of the velocity vectors at different time instants for a thick obstacle with  $D = 6$  m

При  $t = 7$  с (рис. 10, *a*) фронт падающей волны, которая распространялась со скоростью 1.037 м/с, только приблизился к передней кромке преграды. При  $t = 7.5$  с течение над преградой вблизи кромки практически сформировалось. Сравнивая рисунки 6 и 10, мы видим, что на расстоянии 0.01 м от передней кромки преграды обтекание преграды полностью идентично. Это свидетельствует о том, что информация о потоке над остальной частью преграды вперед не поступает (над преградой  $M > 1$ ), именно этим и объясняется тот факт, что при толщине преграды больше приблизительно 30 см энергия в отраженной волне не изменяется и равна энергии, отражаемой от преграды бесконечной толщины. По-видимому, сложные волновые процессы с многочисленными отражениями волновых возмущений от свободной поверхности воды и верхней плоскости преграды, которые мы можем наблюдать на рис. 10 при  $t = 8.5$  с, затухают приблизительно на этом расстоянии.

На рис. 11 представлены распределения скоростей в различные моменты времени за преградой толщиной  $D = 6$  м. По сравнению с тонкой преградой сразу видны отличия в развитии течения. Максимальное распределение скоростей достаточно долго концентрируется именно в поверхностном слое. В первые моменты времени формируется плоская поверхность раздела продольных (тангенциальных к верхней плоскости преграды) скоростей. Над поверхностью раздела скорость равна скорости потока за фронтом нелинейной волны, которая распространялась над преградой, ниже поверхности раздела – застойная зона, скорости близкие к нулю. Однако вследствие неустойчивости поверхность раздела недолго сохраняет свою первоначальную форму [23]. Гребни и впадины случайных возмущений увеличиваются и, в конце концов, она распадается на отдельные вихри (рис. 11, *a*). Из-за случайного характера возмущений в конечной стадии распада поверхности раздела образуется беспорядочная последовательность больших и малых вихрей (рис. 11, *b-d*). В сравнении со случаем для короткой преграды (см. рис. 7) нужно отметить тот факт, что наиболее интенсивные вихри образуются очень далеко от преграды. Такой эффект наблюдается по мере увеличения ее толщины.

Толщина преграды  $D$  сильно сказывается на характере вихревого образования. Было замечено, что пока  $D < \lambda$  характер вихреобразования очень схож со случаем для тонкой преграды. Количество сильных вихрей обычно не превышает трех, и образуются они сразу за преградой. Как только  $D \geq \lambda$  течение за преградой становится похожим на случай, описанный на рис. 11.

На рис. 12 дан график отношения кинетической энергии к потенциальной в волне типа цунами при её взаимодействии с преградой  $D = 6$  м. Как видно, отношение кинетической энергии к потенциальной в волнах, которые распространяются вне преграды, в точности равно единице. В нелинейной волне, над преградой, кинетическая энергия превышает потенциальную (рис. 12), при этом, вычисляя полную энергию волны, необходимо отдельно интегрировать вдоль волны и кинетическую и потенциальную энергию. Аналогично вычисляется энергия в непосредственной близости за преградой (рис. 12), где из-за интенсивного вихреобразования кинетическая энергия существенно превышает потенциальную.

На рис. 13 приведена относительная энергия в волне, распространяющейся в сторону возрастающих значений расстояний от генератора при ее взаимодействии с преградой толщиной  $D = 6$  м. Перед преградой потери энергии происходят за счет отражения  $Wr/W = 0.32$  и потерь на неупругий удар о торец преграды  $\Delta W_s/W = 0.06$  [9]. Далее, вдоль распространения волны над преградой, добавляются потери обусловленные трением и нелинейностью  $\Delta W_{f,n}/W = 0.25$ .

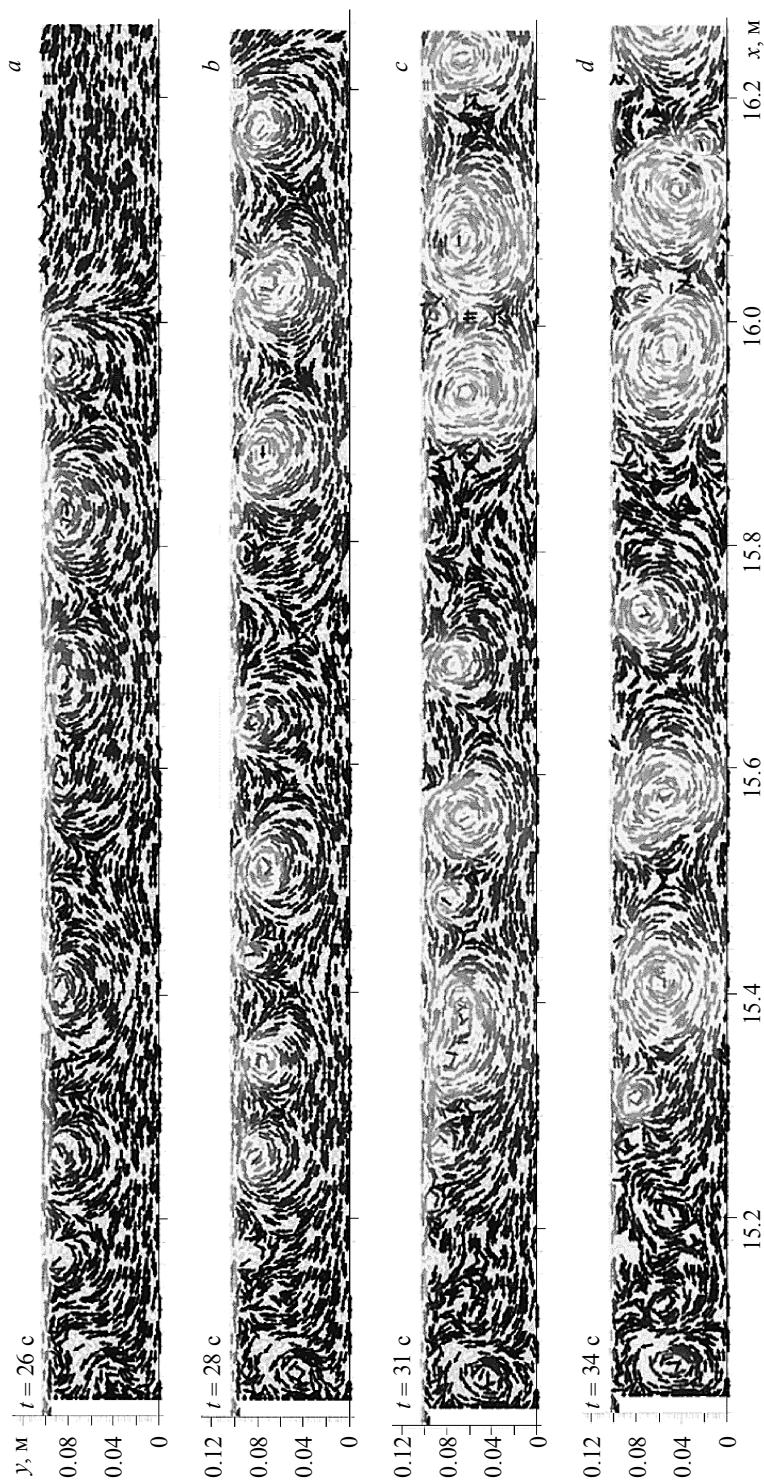


Рис. 11. Эволюция вихревого поля за преградой при  $H = 0.103 \text{ м}$ ,  $A = 0.007 \text{ м}$ ,  $D = 6 \text{ м}$   
 Fig. 11. Vortex field evolution behind the obstacle at  $H = 0.103 \text{ m}$ ,  $A = 0.007 \text{ m}$ , and  $D = 6 \text{ m}$

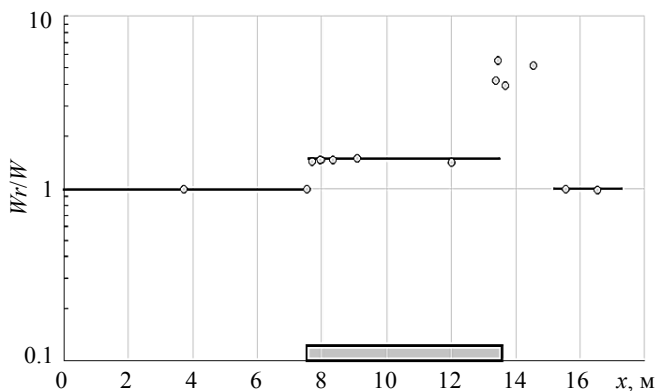


Рис. 12. Отношение кинетической энергии к потенциальной при  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м,  $D = 6$  м

Fig. 12. Ratio of the kinetic energy to the potential energy at  $H = 0.103$  m,  $A = 0.007$  m, and  $D = 6$  m

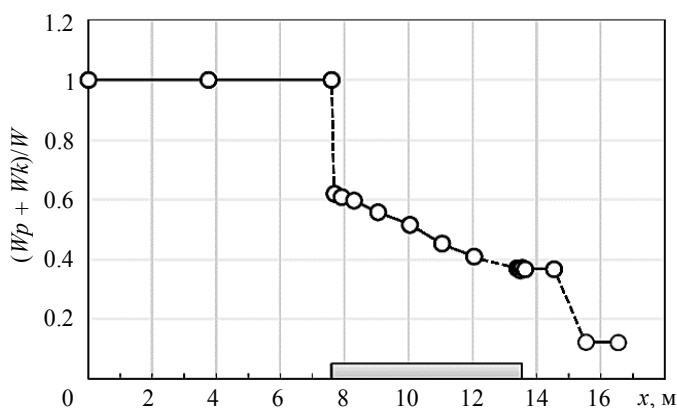


Рис. 13. Относительная энергия волны в зависимости от расстояния от генератора при  $H = 0.103$  м,  $A = 0.007$  м,  $D = 6$  м

Fig. 13. Relative energy of the wave as a function of distance from the generator at  $H = 0.103$  m,  $A = 0.007$  m, and  $D = 6$  m

За преградой имеют место, как и в случае тонких преград [7–10], довольно значительные вихревые потери  $Wv/W = 0.25$  и только 12 % энергии от падающей волны остается в проходящей через преграду волне  $Wt/W = 0.12$ . Важно отметить, что если вихревые потери относить не к энергии падающей волны, а к энергии волны на конце преграды, то они в данном конкретном случае составят 68 %.

### Заключение

В данном исследовании проводится подробный анализ нелинейного вязкого взаимодействия длинной гравитационной волны типа цунами с затопленной непроницаемой преградой различной толщины. Рассмотрены процесс генерации, распространения волны по каналу, взаимодействия с преградой, прохождением волны над преградой и процессы вихреобразования за преградой.

Используя численный метод расчета нестационарных осредненных уравнений Навье – Стокса для задачи со свободной поверхностью, были получены следующие результаты:

- Минимальная энергия в отраженных волнах, равная 25 % от энергии падающей волны, имеет место для тонких преград ( $D \ll \lambda$ ). С увеличением толщины преграды энергия в отраженной волне увеличивается до 32 % (при  $D = 0.1\lambda$ ) и далее не изменяется. При этом отраженная энергия для преград  $D \geq 0.1\lambda$  с высокой точностью соответствует расчету по линейной теории для преграды бесконечной толщины.

- Максимальные вихревые потери за преградой, равные 43 % от энергии падающей волны, имеют место для тонких преград ( $D \ll \lambda$ ). С увеличением толщины преграды до  $D/\lambda = 0.25$  вихревые потери уменьшаются до 32–33 %, после чего темп падения значительно меньше, поэтому и при  $D = 2\lambda$  вихревые потери за преградой составляют около 25 %.

- Кроме потерь на отражение и вихревых потерь на относительно толстых преградах имеют место потери на трение в пограничном слое и нелинейные потери, вследствие амплитудной дисперсии при движении волны над преградой. Эти потери нарастают практически линейно с увеличением толщины преграды и для преграды толщиной  $D = 2\lambda$  они составили около 25 % от энергии падающей волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Б.В., Носов М.А. Физика цунами и родственных явлений в океане. М.: Янус-К, 2005. 360 с.
2. Irtem E., Seyfioglu E., Kabdasli S. Experimental investigation on the effects of submerged breakwaters on tsunami run-up height // J. Coast. Res. 2001. SI 64. P. 516–520.
3. Irtem E., Seyfioglu E., Kabdasli S. Comparison of the effects of permeable, impermeable and monolithic vertical-face submerged breakwaters on tsunami run-up height // Twenty-second International Offshore and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers. 2012. P. 1–6.
4. Saprykina Y., Kuznetsov S., Korzinin D. Nonlinear transformation of waves above submerged structures // Procedia Eng. 2015. V.116. P. 187–194.
5. Wu Y.-T., Hsiao S.-C., Huang Z.-C., Hwang K.-S. Propagation of solitary waves over a bottom-mounted barrier // Coastal Engineering. 2012. V.62. P. 31–47.
6. Фридман А.Н., Альперович Л.С., Шемер Л. и др. О подавлении волн цунами подводными барьерами // УФН. 2010. Т. 180. № 8. С. 843–850.
7. Бошенятов Б.В. О подавлении волн цунами подводными преградами // Доклады Академии наук. 2013. Т. 452. № 4. С. 392–395.
8. Бошенятов Б.В., Жильцов К.Н. Математическое моделирование взаимодействия длинных волн типа цунами с комплексом преград // Современные наукоемкие технологии. 2015. № 12-1. С. 20–23.
9. Бошенятов Б.В. О вихревом механизме подавления волн цунами подводными преградами // Доклады Академии наук. 2017. Т. 477. № 4. С. 485–487.
10. Boshenyatov B.V., Zhiltsov K.N. Simulation of the interaction of tsunami waves with underwater barriers // American Institute of Physics. Conference Series. 2016. V. 1770. No. 3. P. 030088.
11. Бошенятов Б.В., Жильцов К.Н., Попов В.В. Исследование взаимодействия волн цунами с подводными преградами // Материалы XII Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2016), 25–31 мая 2016 г., Алушта. М.: Изд-во МАИ, 2016. С. 495–497.

12. Qu K., Ren X.Y., Kraatz S. Numerical investigation of tsunami-like wave hydrodynamic characteristics and its comparison with solitary wave // *Applied Ocean Research*. 2017. V. 63. P. 36–48.
13. Бошнятов Б.В., Попов В.В. Экспериментальные исследования взаимодействия волн типа цунами с подводными преградами // *Изв. вузов. Физика*. 2012. Т. 55. № 9/3. С. 145–150.
14. Бошнятов Б.В. Исследования волн цунами в лабораторной установке // *Материалы XII Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2016)*, 25–31 мая 2016 г., Алушта. М.: Изд-во МАИ, 2016. С. 493–495.
15. Бошнятов Б.В. Исследование волн цунами в гидродинамическом лотке: эксперимент, теория, численное моделирование // *Материалы XX Юбилейной Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2017)*, 24–31 мая 2017 г., Алушта. М.: Изд-во МАИ. 2017. С. 620–622.
16. Бошнятов Б.В., Левин Ю.К., Попов В.В. Устройство измерения уровня воды // Патент РФ на изобретение № 2485452. Приоритет 07.10.2010. Заявка № 2010141060. Зарегистрировано 20.06.2013.
17. Бошнятов Б.В., Левин Ю.К., Попов В.В., Семянистый А.В. Метод измерения волн малой амплитуды на водной поверхности // *Приборы и техника эксперимента*. 2011. № 2. С. 116–118.
18. Бошнятов Б.В., Лисин Д.Г. Численное моделирование волн типа цунами в гидродинамическом лотке // *Вестник Томского государственного университета. Математика и механика*. 2013. № 6 (26). С. 45–55.
19. Hirt C.W., Nichols B.D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys*. 1981. V. 39. P. 201–225.
20. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: пер. с нем. М.: Наука, 1974. 712 с.
21. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: пер. с англ. под ред. Виленского. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
22. OpenFOAM Foundation. OpenFOAM. User guide. Available at <http://www.openfoam.org>. 2016. 211 p.
23. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. 576 с.

Статья поступила 15.12.2017 г.

Boshenyatov B.V., Zhiltsov K.N. (2018) INVESTIGATION OF THE INTERACTION OF TSUNAMI WAVES AND SUBMERGED OBSTACLES OF FINITE THICKNESS IN A HYDRODYNAMIC WAVE FLUME. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika* [Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics]. 51. pp. 86–103

DOI 10.17223/19988621/51/8

This paper presents results of mathematical simulation of the interaction of long tsunami-like wave with a submerged obstacle in a wave flume. The calculations were performed using the OpenFOAM freeware package. The mathematical model included unsteady two-dimensional Navier-Stokes equations for an incompressible two-phase medium. The volume of fluid (VOF) method was used to indicate and evaluate the air–liquid interface.

The effects caused by the motion of a long wave with a specified amplitude over a submerged obstacle of various thicknesses were discussed in details. The wave amplitude, which is 30 times greater than the water depth, and the obstacle height stayed constant and corresponded to the conditions of maximum wave energy decrease. Numerical results show that the multiple vortex structures are formed behind the obstacle during the passage of the wave. The intensity of the vortex depends on the barrier size. The effectiveness of the submerged obstacle was estimated by evaluating the wave reflection and transmission coefficients using the energy integral method. The curves indicating a variation in the reflection and transmission coefficients due to the wave



interaction with obstacles of different thicknesses have been obtained. Finally, it has been confirmed that the wave energy in this case can be reduced from 43 % to 55 % after the passage of the wave through the obstacle. This energy decrease is caused by the intense vortex generation behind the barrier.

Keywords: tsunami wave, submerged obstacle, numerical simulation, hydrodynamic (wave) flume, vortex structures.

*BOSHENYATOV Boris Vladimirovich* (Doctor of Technical Sciences, Institute of Applied Mechanics Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation)

E-mail: bosbosh@mail.ru

*ZHILTSOV Konstantin Nikolaevich* (Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics of Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)

E-mail: konstantin@niipmm.tsu.ru

## REFERENCES

1. Levin B.V., Nosov M.A. (2005) *Fizika tsunami i rodstvennykh yavleniy v okeane* [Physics of tsunamis and related phenomena in the ocean]. Moscow: Yanus-K.
2. Irtem E., Seyfioglu E., Kabdasli S. (2001) Experimental investigation on the effects of submerged breakwaters on tsunami run-up height. *J. Coast. Res.* 64. pp. 516–520.
3. Irtem E., Seyfioglu E., Kabdasli S. (2012) Comparison of the effects of permeable, impermeable and monolithic vertical-face submerged breakwaters on tsunami run-up height. *International Society of Offshore and Polar Engineers*. pp. 1–6.
4. Saprykina Y., Kuznetsov S., Korzinin D. (2015) Nonlinear transformation of waves above submerged structures. *Procedia Eng.* 116. pp. 187–194. DOI: 10.1016/j.proeng.2015.08.281.
5. Wu Y.T., Hsiao S.C., Huang Z.C., Hwang K.S. (2012) Propagation of solitary waves over a bottom-mounted barrier. *Coastal Engineering*. 62. pp. 31–47. DOI: 10.1016/j.coastaleng.2012.01.002.
6. Fridman A.M., Alperovich L.S., Shemer L., Pustilnik L.A., Shtivelman D., Marchuk A.G., Liberzon D. (2010) Tsunami wave suppression using submarine barriers. *Physics-Uspekhi*. 180(8). pp. 843–850. DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008d.0843.
7. Boshenyatov B.V. (2013) Suppression of Tsunami Waves by Underwater Obstacles. *Doklady Physics*. 58(10). pp. 453–456. DOI: 10.7868/S0869565213290070.
8. Boshenyatov B.V., Zhil'tsov K.N. (2015) Matematicheskoye modelirovaniye vzaimodeystviya dlinnykh voln tipa tsunami s kompleksom pregrad [Mathematical simulation of the interaction of long tsunami type waves and complex of barriers]. *Modern High Technologies*. 12-1. pp. 20–23.
9. Boshenyatov B.V. (2017) The vortex mechanism of suppression of tsunami waves by underwater obstacles. *Doklady Earth Sciences*. 477(2). pp. 1434–1436. DOI: 10.1134/S1028334X17120017.
10. Boshenyatov B.V., Zhiltsov K.N. (2016) Simulation of the interaction of tsunami waves with underwater barriers. *American Institute of Physics. Conference Series*. 1770(3). p. 030088. DOI: 10.1063/1.4964030.
11. Boshenyatov B.V., Zhil'tsov K.N., Popov V.V. (2016) Issledovanie vzaimodeystviya voln tsunami s podvodnymi pregradami [Investigation of the interaction of tsunami waves with underwater obstacles]. *Proceedings of the XI International Conference on Nonequilibrium Processes in Nozzles and Jets. Alushta*. Moscow: MAI. pp. 495–497.
12. Qu K., Ren X.Y., Kraatz S. (2017) Numerical investigation of tsunami-like wave hydrodynamic characteristics and its comparison with solitary wave. *Applied Ocean Research*. 63. pp. 36–48. DOI: 10.1016/j.apor.2017.01.003.
13. Boshenyatov B.V., Popov V.V. (2012) Eksperimental'nye issledovaniya vzaimodeystviya voln tipa tsunami s podvodnymi pregradami [Experimental studies of the interaction of tsunami-like waves and underwater obstacles]. *Izv. Vyssh. Usheb. Zav. Fiz. J.* 55. 9/3. pp. 145–150.

14. Boshenyatov B.V. (2016) Issledovaniya voln tsunami v laboratornoy ustanovke [Studies of tsunami waves in a laboratory installation]. *Proceedings of the XI international conference on nonequilibrium processes in nozzles and jets. Alushta*. Moscow: MAI. pp. 493–495.
15. Boshenyatov B.V. (2017) Issledovaniye voln tsunami v gidrodinamicheskom lotke: eksperiment, teoriya, chislennoe modelirovanie [Investigation of tsunami waves in a hydrodynamic flume: experiment, theory, numerical simulation]. *Proceedings of the XX Anniversary International Conference of Computational Mechanics and Modern Applied Software Systems. Alushta*. Moscow: MAI. pp. 620–622.
16. Boshenyatov B.V., Levin Yu.K., Popov V.V. (2013) *Ustroystvo izmereniya urovnya vody* [Water level measuring device]. RF Patent 2485452.
17. Boshenyatov B.V., Levin Yu.K., Popov V.V., Semyanistyy A.V. (2011) A method for measuring small-amplitude waves on a water surface. *Instrum. Exp. Tech.* 54(2). pp. 254–255. DOI: 10.1134/S0020441211020229.
18. Boshenyatov B.V., Lisin D.G. (2013) Numerical simulation of tsunami type waves in a hydrodynamic channel. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika – Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*. 6(26). pp. 45–55.
19. Hirt C.W., Nichols B.D. (1981) Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Phys.* 39. pp. 201–225. DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.
20. Schlichting H. (1951) *Grenzschicht-Theorie* [Boundary layer theory]. Karlsruhe: G. Braun.
21. Patankar S. (1980) *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: Hemisphere.
22. OpenFOAM Foundation. OpenFOAM. User guide. Available at <http://www.openfoam.org>. 2016. p. 211.
23. Prandtl L. (1934) *Fundamentals of Hydro-and Aero-mechanics Based on Lectures of L. Prandtl*. London : McGraw-Hill.