

УДК 551.46

НАКАТ ДЛИННЫХ ВОЛН НА БЕРЕГ: ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОДХОДЯЩЕЙ ВОЛНЫ

© 2008 г. И. И. Диденкулова^{1,2}, Е. Н. Пелиновский^{1,2}

¹Институт прикладной физики РАН, Отдел нелинейных геофизических процессов, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный технический университет, кафедра прикладной математики,
Нижний Новгород

e-mail: dii@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 30.11.2006 г.

Исследуется влияние формы падающей волны на экстремальные (максимальные) характеристики волны на берегу: высоту наката и глубину отката, скорости наката и отката и параметр обрушения. Предлагается использовать в расчетах определение длины волны по уровню $2/3$ от максимальной амплитуды, что в определенной степени согласуется с принятым в океанологии определением длины “значительной” волны. При таком определении формулы для экстремальных характеристик наката удается унифицировать, так что влияние формы подходящей волны становится слабым. Получаемые универсальные формулы могут быть использованы при оценках характеристик наката, когда точная информация о форме подходящей волны отсутствует.

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ процесса наката морских волн на берег представляет собой одну из наиболее важных практических проблем океанологии. Знание предельной высоты и скорости накатывающейся волны необходимо для защиты и планирования строящихся жилых и промышленных объектов в прибрежной зоне, при оценке устойчивости и существования пляжей, при проектировании портов и т.п. Поэтому задачи, связанные с накатом волн на берег, пользуются повышенным интересом уже долгое время, и здесь разработано много эмпирических формул для оценки наката квази-монокроматических волн.

В последнее время становится популярной точка зрения, что поле ветровых волн в прибрежной зоне представляет собой случайную последовательность солитонов [11]. Еще большее разнообразие форм волн вблизи берега показывают фотографии цунами 1983 г. в Японском море и 2004 г. в Индийском океане (фотографии цунами теперь широко известны благодаря СМИ). В теоретическом плане наиболее хорошо изучен накат длинных необрушенных волн на плоский откос. Еще в 1958 г. Кэрриер и Гринспан [12] получили аналитическое решение нелинейных уравнений мелкой воды для случая откоса постоянного уклона, что позволяет исследовать накат длинных необрушенных волн на берег. В рамках этой теории был рассмотрен подход волн различной формы [1–11, 13–22]. При этом особо выделим накат симметричного однополярного одиночного

импульса, который активно используется в проблеме цунами. Здесь рассматривались синусоидальные импульсы в разных степенях [3–4, 9], солитон [19], лоренцев импульс, спадающий алгебраически [8], волна гауссовой формы [13]. Естественно, что полученные формулы для максимальных значений высоты наката и глубины отката для разных форм импульсов оказались различными и плохо сопоставимыми между собой, несмотря на то, что все упомянутые импульсы имели близкую форму. Между тем на практике, как правило, неизвестна форма подходящей волны, а ее параметры (высота и длина) либо вычислены заранее в рамках гидродинамических моделей, либо оценены по измерениям (донные станции или космические снимки) на фоне всегда присутствующего океанического шума.

Проблемы оценки параметров реальных волн хорошо известны в океанологии, поэтому значительная высота волны – средняя высота одной трети наиболее высоких волн – и соответствующий период значительных волн получили такое широкое распространение. В данной работе исследуется влияние формы падающего импульса на характеристики наката на берегу (его максимальную высоту, скорость и параметр обрушения) и показывается, что если определить длину волны по уровню $2/3$ от максимальной амплитуды, то такой выбор ведет к универсальности формул для этих характеристик вне зависимости от формы подходящей волны.

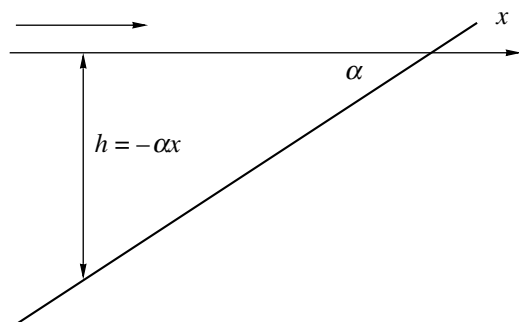


Рис. 1. Геометрия задачи.

2. ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛН НА БЕРЕГУ

Рассмотрим накат длинных волн на откос постоянного уклона (геометрия задачи приведена на рис. 1) в рамках нелинейной теории мелкой воды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(-\alpha x + \eta)u] &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где η – смещение уровня моря; u – усредненная по глубине скорость водного потока; g – ускорение свободного падения; α – угол наклона откоса; t – время; и ось x направлена к берегу; $x = 0$ соответствует невозмущенному положению уреза (берега).

Мы не будем описывать детали аналитического решения [1, 7, 9]. Укажем лишь, что если интересоваться только экстремальными характеристиками волны на берегу (максимальными значениями высоты наката и глубины отката, скоростями наката и отката), то в случае, когда волна задана далеко от уреза, достаточно рассмотреть линейную задачу о трансформации волны на откосе. В частности, если представить падающую волну далеко от уреза как Фурье-суперпозицию элементарных решений

$$\eta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (2)$$

то вертикальное смещение положения уреза $R(t)$, горизонтальная скорость $U(t)$ и ускорение dU/dt его движения будут иметь вид

$$\begin{aligned} R(t) &= \\ &= \sqrt{\frac{4\pi L}{c}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{|\omega|} A(\omega) \exp \left[i \left(\omega t + \frac{\pi}{4} \text{sign}(\omega) \right) \right] d\omega, \end{aligned} \quad (3)$$

$$U(t) = \frac{1}{\alpha} \frac{dR}{dt}, \quad (4)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{\alpha} \frac{d^2 R}{dt^2}, \quad (5)$$

где комплексные коэффициенты $A(\omega)$ определяются стандартными формулами преобразования Фурье

$$A(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \eta(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (6)$$

$c = \sqrt{gh}$ – скорость длинных волн на изобате $h = \alpha L$, удаленной на расстояние L от берега. Отметим, что в формуле (3) время сдвинуто по сравнению с (2) на время движения волны до уреза ($t_0 = \int dx/c$), что не является важным при расчетах максимальных значений функций.

Предположим, что на откос падает одиночная волна с амплитудой H_0 и длительностью T_0 ; она представима в виде

$$\begin{aligned} \eta(t) &= H_0 f(t/T_0); \\ f(\zeta) &= \int_{-\infty}^{\infty} B(\Omega) \exp(i\Omega \zeta) d\Omega, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\zeta = t/T_0, \quad \Omega = \omega T_0,$$

$$B(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\zeta) \exp(-i\Omega \zeta) d\zeta. \quad (8)$$

Тогда после всех нормировок формулы для максимальных значений вертикального смещения, горизонтальной скорости и ускорения движущегося уреза примут вид

$$\begin{aligned} R_{\max} &= R_0 p_R, \quad p_R = \max\{I\}, \\ I &= \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{|\Omega|} B(\Omega) \exp \left[i \left(\Omega \zeta + \frac{\pi}{4} \text{sign}(\Omega) \right) \right] d\Omega, \end{aligned} \quad (9)$$

$$U_{\max} = \frac{R_0}{\alpha T_0} p_U, \quad p_U = \max \left\{ \frac{dI}{d\zeta} \right\}, \quad (10)$$

$$(dU/dt)_{\max} = \frac{R_0}{\alpha T_0^2} p_{Br}, \quad p_{Br} = \max \left\{ \frac{d^2 I}{d\zeta^2} \right\}, \quad (11)$$

где

$$R_0 = \sqrt{\frac{4\pi L}{\lambda_0}} H_0, \quad \lambda_0 = c T_0. \quad (12)$$

Отметим еще раз, что найденные в линейной задаче максимальные значения высоты наката (9) и скорости (10) оказываются такими же и в нелинейной теории, как мы уже говорили выше. На ускорение (11), однако, это не распространяется [9]. Тем не менее, в рамках нелинейной теории

мелкой воды эта величина входит в известный параметр обрушения [1, 9]:

$$Br = \frac{(dU/dt)_{\max}}{\alpha g}, \quad (13)$$

и в дальнейшем мы будем интересоваться поведением именно этой величины. Отметим сразу, что волна обрушивается, когда параметр обрушения достигает критического значения $Br = 1$.

В формуле (12) λ_0 и T_0 – длина волны (ширина) и длительность импульса. Здесь возникает проблема адекватного физического определения этих величин. В частности, большинство аналитических сигналов (непрерывных по всем производным) заданы на всей числовой оси, и их длина может быть задана совершенно произвольно (например, по какому-нибудь уровню, по величине интегралов и т.п.). Мы уже использовали несколько различных определений в [3], где длина волны вычислялась тремя разными способами (по уровню 1/2 от максимальной амплитуды и по интегралам, характеризующим объем вытесненной воды и ее потенциальную энергию), и показали, что высота наката слабо зависит от вариаций формы падающей волны. В настоящей работе этот анализ расширен на все характеристики наката (высота наката, глубина отката, скорости наката и отката и параметр обрушения). Мы нашли, что оптимальным для параметризации формул наката является определение длительности импульса по уровню 2/3 от максимальной амплитуды, и именно эти результаты и будут описаны ниже. Такое определение в каком-то смысле переключается с длительностью так называемой значительной волны, используемой в океанологии (напомним, что значительной высотой называется среднее значение высоты по одной трети самых высоких волн в записи). Отметим также, что данный анализ проводится только для класса симметричных волн, для которых “значительная” длительность есть

$$T_s = 2T_0 f^{-1}\left(\frac{2}{3}\right), \quad (14)$$

где f^{-1} – обратная функция к f , а T_0 – по существу, размерный коэффициент, входящий в аналитические выражения для импульсов.

Тогда формулы для максимальной высоты и скорости наката, а также для параметра обрушения волны на берегу будут выражаться как

$$\begin{aligned} R_{\max} &= \mu_R^+ H_0 \sqrt{\frac{L}{\lambda_s}}, & U_{\max} &= \mu_U^+ \frac{H_0 L}{\lambda_s} \sqrt{\frac{g}{\alpha \lambda_s}}, \\ Br &= \mu_{Br} \frac{H_0 L}{\alpha \lambda_s^2} \sqrt{\frac{L}{\lambda_s}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где численные коэффициенты, в принципе, зависят от формы волны:

$$\begin{aligned} \mu_R^+ &= \sqrt{\frac{4\pi T_s}{T_0}} P_R, & \mu_U^+ &= \sqrt{\frac{4\pi T_s^3}{T_0^3}} P_U, \\ \mu_{Br} &= \sqrt{\frac{4\pi T_s^5}{T_0^5}} P_{Br}. \end{aligned} \quad (16)$$

Аналогично тому, как это было сделано для характеристик наката, можно ввести коэффициенты формы для максимальной глубины и скорости отката с той лишь разницей, что они будут определяться как минимальное значение интегралов в (9)–(10).

Мы покажем далее, что использование определения длительности одиночной волны в соответствии с (14) позволяет значительно уменьшить влияние фактора формы падающего импульса, так что формулы для экстремальных характеристик волны (максимальной высоты наката и глубины отката, скоростей наката и отката и параметра обрушения) становятся универсальными и содержат только “интегральные” параметры (высота и длительность) подходящей к берегу волны.

3. СИНУСОИДАЛЬНЫЕ ИМПУЛЬСЫ

Для проверки нашей гипотезы рассмотрим последовательно несколько основных семейств импульсов. В качестве первого семейства рассмотрим синусоидальные импульсы

$$(f(\zeta)) = \cos^n(\pi\zeta), \quad \text{где } n = 2, 3, 4, \dots, 20, \quad (17)$$

которые определены на отрезке $[-1/2, 1/2]$. Все они имеют схожую форму, однако интегралы (масса, энергия), а также длительность по различным уровням у них различны. Эти импульсы также различаются гладкостью и имеют разрыв n -ой производной на концах. Случай $n = 1$ исключен из рассмотрения как не обеспечивающий сходимости интегралов (10) и (11). Вертикальное смещение уреза воды при накате одиночной волны ($n = 2$) на откос постоянного уклона качественно представлено на рис. 2. Такая форма колебаний уреза типична для наката одиночных симметричных волн различной формы.

Для всех синусоидальных импульсов (17) был проведен расчет коэффициентов формы для высоты наката и глубины отката с использованием предложенного определения длительности волны (по уровню 2/3); они представлены на рис. 3 (треугольники). Вычисляя средние и среднеквадратические значения коэффициентов формы, получаем для максимальной высоты наката $\mu_R^+ = 3.61 \times (1 \pm 0.02)$, а для глубины отката $\mu_{\bar{R}} = 1.78 \times (1 \pm 0.28)$. Эти зна-

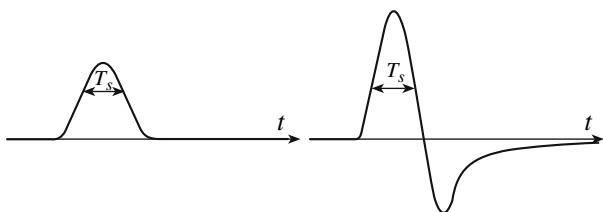


Рис. 2. Смещение уреза (справа) при накате одиночной волны (слева).

чения и все последующие (для других семейств волн) также приведены в сводной таблице.

Прежде всего отметим, что высота наката всегда больше глубины отката, и это свойство сохраняется для всех семейств положительных импуль-

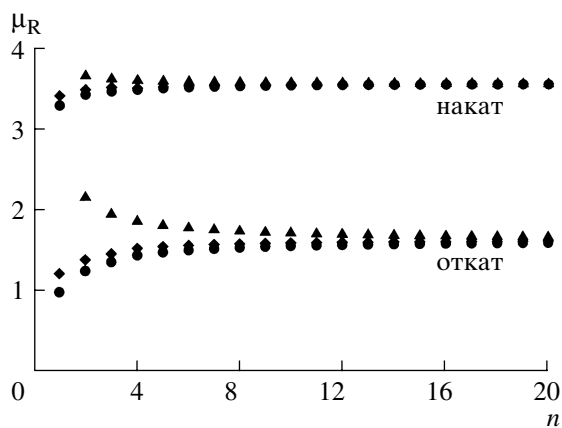


Рис. 3. Рассчитанные коэффициенты для максимальной высоты наката μ_R^+ и глубины отката μ_R^- для синусоидальных импульсов (треугольники), солитонов (ромбы) и лоренцевых импульсов (кружки).

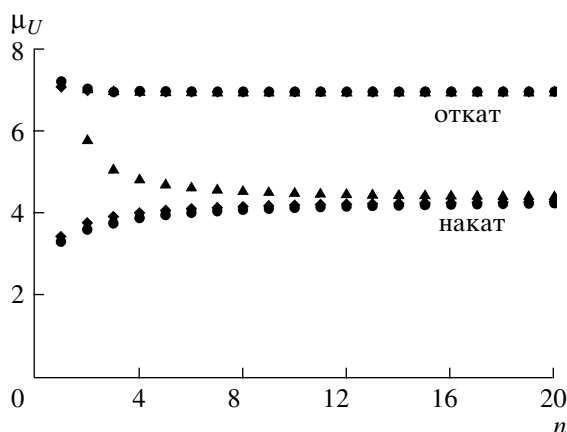


Рис. 4. Рассчитанные коэффициенты для максимальных значений скорости наката μ_U^+ и отката μ_U^- семейства синусоидальных импульсов (треугольники), солитонов (ромбы) и лоренцевых импульсов (кружки).

сов. Коэффициент формы в формуле для высоты наката меняется очень слабо (2%), подтверждая нашу гипотезу о нивелировании эффекта формы для экстремальных характеристик при корректном определении длительности волны. В то же время величина глубины отката более чувствительна к вариациям формы (28%). Следует заметить, что при подходе положительной волны (гребня) берег сначала затапливается, а потом осушается (см. рис. 2). В этом смысле осушение есть результат распределенного отражения и переотражений волны от откоса, и он более чувствителен к вариациям формы волны. Если бы подходящей к берегу волной была впадина (а не гребень, как выше), то глубина отката была бы стабильной характеристикой (по отношению к вариациям формы), а высота наката была бы более чувствительной к изменению формы волны. Поэтому правильно говорить, что характеристики первой волны на берегу являются стабильными, в отличие от характеристик последующей (второй) волны.

Как указывалось выше, аналогичный анализ может быть проведен и для скоростей движения уреза. На рис. 4 представлены рассчитанные коэффициенты формы для максимальных значений скорости наката и отката (треугольники). Максимальное значение скорости отката всегда больше скорости наката, и это свойство сохраняется для всех семейств падающих однополярных волн. Средние значения и разброс характеризуются формулами: для скорости отката $\mu_U^- = 6.98 \times (1 \pm 0.01)$ и для наката $\mu_U^+ = 4.65 \times (1 \pm 0.30)$ (таблица). Скорость отката воды почти постоянна для всех n (1%), в то время как скорость наката волны на берег меняется в более широких пределах (30%).

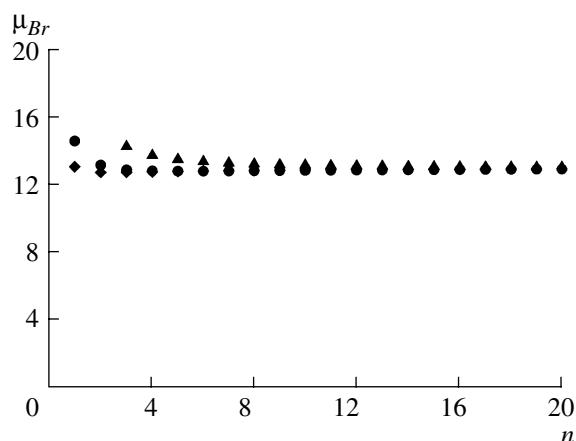


Рис. 5. Рассчитанный коэффициент μ_{Br} для параметра обрушения волн семейства синусоидальных импульсов (треугольники), солитонов (ромбы) и лоренцевых импульсов (кружки) на берегу.

Рассчитанные коэффициенты формы для различных семейств импульсов

μ	Синусоидальные	Солитонные	Лоренцевые
μ_R^+	$3.61 \times (1 \pm 0.02)$	$3.55 \times (1 \pm 0.05)$	$3.53 \times (1 \pm 0.08)$
μ_R^-	$1.78 \times (1 \pm 0.28)$	$1.56 \times (1 \pm 0.28)$	$1.51 \times (1 \pm 0.44)$
μ_U^+	$4.65 \times (1 \pm 0.30)$	$4.15 \times (1 \pm 0.22)$	$4.07 \times (1 \pm 0.26)$
μ_U^-	$6.98 \times (1 \pm 0.01)$	$6.98 \times (1 \pm 0.02)$	$6.99 \times (1 \pm 0.04)$
μ_{Br}	$13.37 \times (1 \pm 0.10)$	$12.90 \times (1 \pm 0.03)$	$12.99 \times (1 \pm 0.13)$

Слабые вариации наблюдаются и для коэффициента формы параметра обрушения (рис. 5; треугольники). Случай $n = 2$, соответствующий разрыву второй производной, исключен из рассмотрения, так как интеграл (11) расходится. Значения коэффициентов снова можно считать постоянными $\mu_{Br} = 13.37 \times (1 \pm 0.10)$ (таблица).

Таким образом, коэффициенты формы для высоты наката, скорости отката, и в какой-то степени для параметра обрушения являются универсальными и не зависящими от конкретной формы синусоидального импульса. Вариации коэффициентов формы для глубины отката и скоростей наката более заметные (около 30%), однако ими можно пренебречь при инженерных оценках.

4. ИМПУЛЬСЫ С ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫМИ И АЛГЕБРАИЧЕСКИМИ ХВОСТАМИ

Проведем аналогичный анализ для семейства уединенных волн (солитонов), которые описываются выражением

$$f(\zeta) = \operatorname{sech}^n(4\pi\zeta), \quad n = 1, 2, 3, \dots, 20. \quad (18)$$

Эти импульсы неограниченны в пространстве, но их хвосты экспоненциально спадают. В частности, $n = 2$ соответствует известному решению уравнения Кортевега-де Вриза, которое часто используется в динамике волн на мелкой воде. Рассчитанные для этого семейства коэффициенты формы высоты наката и глубины отката представлены на рис. 3 (ромбы). Как и для синусоидальных импульсов, коэффициенты формы для солитонов слабо зависят от показателя степени, подтверждая полученные выше результаты. Усредненные в диапазоне $n = 1-20$ значения коэффициентов формы оказались равными для высоты наката $\mu_R^+ = 3.55 \times (1 \pm 0.05)$ и для глубины отката $\mu_R^- = 1.56 \pm (1 \pm 0.28)$ (таблица). Полученные значения близки к аналогичным коэффициентам для синусоидальных импульсов. На рис. 4-5 (ромбы) приведены результаты расчета коэффициентов формы для скоростей наката и отката, а также для параметра обрушения волны, которые равны

$\mu_U^+ = 4.15 \times (1 \pm 0.22)$, $\mu_U^- = 6.98 \times (1 \pm 0.02)$ и $\mu_{Br} = 12.90 \times (1 \pm 0.03)$ (таблица). Поведение кривых в зависимости от показателя степени n почти одинаково как для синусоидальных, так и для солитонных импульсов. Тем не менее, имеются и слабые расхождения. Так, с уменьшением степени коэффициент формы для скорости наката синусоидальных импульсов растет, а для солитонов падает.

Аналогичная ситуация реализуется и для импульсов лоренцевой формы, хвосты которых спадают алгебраически,

$$f(\zeta) = \frac{1}{[1 + (4\zeta)^2]^n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, 20. \quad (19)$$

Рассчитанные коэффициенты формы для высоты наката и глубины отката представлены на рис. 3 (круги). Как видим, и здесь имеет место слабая изменчивость коэффициентов формы, которые в диапазоне $n = 1-20$ равны $\mu_R^+ = 3.53 \times (1 \pm 0.08)$ для высоты наката и $\mu_R^- = 1.51 \times (1 \pm 0.44)$ для глубины отката (табл. 1). Коэффициенты формы для скоростей наката и отката, а также параметра обрушения приведены на рис. 4-5 (круги); $\mu_U^+ = 4.07 \times (1 \pm 0.26)$, $\mu_U^- = 6.99 \times (1 \pm 0.04)$ и $\mu_{Br} = 12.99 \times (1 \pm 0.13)$. Их зависимости от показателя степени почти такие же, как и для других семейств импульсов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Средние значения рассчитанных коэффициентов формы для всех классов симметричных положительных импульсов и их разбросы представлены в таблице. Как видим из таблицы и рис. 3-5, изменения средних величин коэффициентов формы между тремя рассмотренными семействами положительных симметричных импульсов оказываются малыми, что позволяет считать их независимыми от конкретной формы падающей волны. Особенно это проявляется для высоты наката и скорости отката, где изменения не превышают 8%. Именно этот результат и представляется главным выводом выполненного исследования. На наш взгляд, определение длительности волны по уровню 2/3 от амплитуды волны является оптимальным, и в этом случае универсальные формулы для характеристик наката длинных волн на берег могут быть записаны в форме (15) со следующими значениями численных коэффициентов:

$$R_{\text{накат}} = 3.5 H_0 \sqrt{\frac{L}{\lambda_s}}, \quad R_{\text{откат}} = 1.5 H_0 \sqrt{\frac{L}{\lambda_s}}, \quad (20)$$

$$U_{\text{накат}} = 4.5 \frac{H_0 L}{\lambda_s} \sqrt{\frac{g}{\alpha \lambda_s}}, \quad U_{\text{откат}} = 7 \frac{H_0 L}{\lambda_s} \sqrt{\frac{g}{\alpha \lambda_s}}, \quad (21)$$

$$Br = 13 \frac{H_0 L}{\alpha \lambda_s^2} \sqrt{\frac{L}{\lambda_s}}.$$

Эти формулы могут быть использованы при экспрессной оценке характеристик волны цунами на берегу, когда известны только грубые оценки ее высоты и периода в открытом океане. Отметим, что полученные результаты справедливы для симметричных волн. В случае же асимметричных волн с различной крутизной переднего и заднего склонов волны, как показано в [2], характеристики наката зависят больше от крутизны переднего фронта (его длительности). Параметризацию формул для наката асимметричных волн предполагается выполнить в дальнейшем.

Данное исследование поддержано грантами РФФИ (проект № 05-05-64265), ИНТАС (проекты № 06-1000013-9236, 06-1000014-6046), программой РАН “Нелинейная динамика” и научной школой член-корр. РАН В.А. Зверева (НШ-8043.2006.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 272 с.
2. Диденкулова И.И., Заibo Н., Куркин А.А. и др. Накат нелинейно деформированных волн на берег // Докл. РАН. 2006. Т. 410. № 5. С. 676–678.
3. Диденкулова И.И., Пелиновский Е.Н., Куркин А.А. Накат одиночных волн различной формы на берег // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2007. Т. 43. № 3. С. 419–425.
4. Доценко С.Ф. Накат одиночной волны цунами на наклонный берег // Морск. гидрофиз. исследования. 2005. № 4. С. 11–18.
5. Голубцова Т.С., Мазова Р.Х. Накат на берег волн знакопеременной формы // Колебания и волны в механике сплошной среды. Горький: ГПИ, 1989. С. 30–43.
6. Иванов В.В., Пономарева Н.А. О накате импульсной волны на берег // Теоретические и экспериментальные исследования длинноволновых процессов. Владивосток: ДВНЦ, 1987. С. 73–77.
7. Кайстренко В.М., Пелиновский Е.Н., Симонов К.В. Накат и трансформация волн цунами на мелководье // Метеорология и гидрология. 1985. № 10, С. 68–75.
8. Мазова Р.Х., Пелиновский Е.Н. Линейная теория наката волн цунами на берег // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1982. Т. 18. № 2. С. 166–171.
9. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. 276 с.
10. Шерменева М.А., Шуган И.В. Расчет наката волн на пологий откос // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 2. С. 33–38.
11. Brocchini M., Gentile R. Modelling the run-up of significant wave groups // Continental Shelf Research. 2001. V. 21. № 15. P. 1533–1550.
12. Carrier G.F., Greenspan H.P. Water waves of finite amplitude on a sloping beach // J. Fluid Mech. 1958. V. 4. P. 97–109.
13. Carrier G.F., Wu T.T., Yeh H. Tsunami run-up and draw-down on a plane beach // J. Fluid Mech. 2003. V. 475. P. 79–99.
14. Kanoğlu U. Nonlinear evolution and runup-rundown of long waves over a sloping beach // J. Fluid Mech. 2004. V. 513. P. 363–372.
15. Massel S.R., Pelinovsky E.N. Run-up of dispersive and breaking waves on beaches // Oceanologia. 2001. V. 43. № 1. P. 61–97.
16. Pedersen G., Gjevik B. Run-up of solitary waves // J. Fluid Mech. 1983. V. 142. P. 283–299.
17. Pelinovsky E., Mazova R. Exact analytical solutions of nonlinear problems of tsunami wave run-up on slopes with different profiles // Natural Hazards. 1992. V. 6. № 3. P. 227–249.
18. Spielfogel L.O. Run-up of a single wave on a sloping beach // J. Fluid Mech. 1976. V. 74. P. 685–694.
19. Synolakis C.E. The runup of solitary waves // J. Fluid Mech. 1987. V. 185. P. 523–545.
20. Synolakis C.E. Tsunami runup on steep slopes: how good linear theory really is // Natural Hazards. 1991. V. 4. № 2–3. P. 221–234.
21. Tadepalli S., Synolakis C. The runup of N-waves on sloping beaches // Proc. Roy. Soc. London. 1994. V. A445. P. 99–112.
22. Tinti S., Tonini R. Analytical evolution of tsunamis induced by near-shore earthquakes on a constant-slope ocean // J. Fluid Mech. 2005. V. 535. P. 33–64.

Long Wave Runup on a Beach: an Influence of Initial Wave Form

I. I. Didenkulova, E. N. Pelinovsky

An influence of initial wave form on extremal (maximal) characteristics of the wave on a beach (runup and run-down heights, runup and run-down velocities and breaking parameter) is studied. The definition of a wave length on a 2/3 level of the maximum height, connected with length of significant wave in oceanology, is suggested to use in calculations. In this case formulas for extremal runup characteristics are universal and the influence of initial wave form on extremal runup characteristics is weak. These formulas can be used for estimations of runup characteristics.