

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НАД ПОДВИЖНЫМ ДНОМ*

М. Г. ХАЖОЯН

Институт вычислительных технологий СО РАН

Новосибирск, Россия

e-mail: pmargo@ngs.ru

Results of numerical simulations of the surface waves generation by an underwater landslide moving along a plane sloping bottom are presented. The numerical algorithm is based on a finite-difference scheme for the equations in a moving frame of reference, which describes potential ideal flows with a free boundary. Dependence of general behavior of the generated wave on the bottom inclination, width of a landslide and its acceleration is investigated.

Введение

Задача генерации волн движением подводного оползня на сегодняшний день весьма актуальна. В естественных условиях подводный оползень представляет собой движение некоторой массы грунта вдоль склона дна. Большие объемы движущейся массы вызывают на поверхности воды волны, близкие по своим характеристикам цунами. Специфика моделирования таких волн определяется большой длительностью перемещения оползня от берега в глубоководную часть и тем, что они зарождаются в прибрежной зоне с малой глубиной, сравнимой с вертикальным размером оползня.

В последние годы опубликован ряд работ, посвященных результатам вычислительных и лабораторных экспериментов, воспроизводящих механизм генерации поверхностных волн движением по наклонной поверхности недеформируемого твердого тела. Довольно полная библиография по этому вопросу приводится в статье [1]. В этой же работе исследовалась возможность использования различных приближенных математических моделей гидродинамики для описания оползневой генерации поверхностных волн. Исследования показали, что общая картина возникающих волновых режимов, а также характеристики волн, движущихся в сторону берега, хорошо описываются с помощью некоторых моделей теории мелкой воды, однако детальное описание волн, движущихся в том же направлении, что и оползень, требует учета вертикальных процессов.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-05-64869) и Программы интеграционных фундаментальных исследований СО РАН (проект 2006.113).

© Институт вычислительных технологий Сибирского отделения Российской академии наук, 2007.

В работе [2] показано, что численное моделирование указанных волновых процессов на основе двумерной модели потенциальных течений идеальной жидкости с использованием криволинейных сеток, адаптирующихся к геометрии расчетной области, позволяет не только воспроизводить частотный характер волнового режима, но и получать значения амплитуд генерируемых волн, близкие к экспериментальным. Однако в указанной работе не освещены особенности используемого алгоритма и условия проведения вычислительных экспериментов на основе модели потенциальных течений. Настоящая работа восполняет этот пробел. Кроме того, здесь приводятся новые данные о генерируемых волнах при варьировании таких параметров, как толщина оползня, его ускорение и угол наклона плоского откоса.

1. Постановка задачи и вычислительный алгоритм

Рассмотрим плоскопараллельное течение жидкости с поверхностными волнами. Введем декартову систему координат Oxy так, чтобы ось Ox лежала на невозмущенной свободной поверхности, а ось Oy была направлена вертикально вверх. Снизу слой жидкости ограничен подвижным дном, заданным функцией $y = -h(x, t)$, сверху жидкость ограничена свободной границей, описываемой однозначной функцией $y = \eta(x, t)$, где t — время. Будем рассматривать слой жидкости, ограниченный слева и справа отрезками вертикальных прямых. Область, занятую жидкостью, обозначим через $\Omega(t)$.

Математическая постановка задачи для потенциальных течений жидкости со свободной границей заключается в определении потенциала скорости $\varphi(x, y, t)$, удовлетворяющего в области $\Omega(t)$ уравнению Лапласа, и функции $\eta(x, t)$, описывающей свободную границу, на которой должны выполняться кинематическое и динамическое условия. При $t = 0$ задаются начальные условия для потенциала $\varphi_0(x, y)$, профиля свободной границы $\eta_0(x)$ и формы дна $h_0(x)$. На левой границе ставится условие непротекания

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0, \quad (1)$$

на правой $x = L$ — неотражающее краевое условие, которое обеспечивает свободный проход волн через эту границу [3]. Дно подвижно, но непроницаемо для жидкости, поэтому нормальные составляющие векторов скорости жидкости и точек дна совпадают и граничное условие на дне принимает вид

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = \vec{v}_{\text{bot}} \cdot \vec{n} = \nu \quad (2)$$

или

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_{y=-h(x,t)} = \nu, \quad (3)$$

где $\vec{u} = \nabla \varphi$ — вектор скорости жидкости с компонентами u, v ; $\vec{v}_{\text{bot}}(x, t)$ — заданный вектор скорости точек дна с компонентами $u_{\text{bot}}, v_{\text{bot}}$; $\partial \varphi / \partial n = \nabla \varphi \cdot \vec{n}$, \vec{n} — единичная внешняя нормаль к границе области $\Omega(t)$.

Поскольку скорость дна $\vec{v}_{\text{bot}}(x, t)$ задана, то форму дна в любой момент времени $t > 0$ можно найти, решив следующее уравнение относительно $h(x, t)$:

$$h_t + u_{\text{bot}} h_x + v_{\text{bot}} = 0. \quad (4)$$

В частности, если дно движется как твердое тело, не деформируясь, так что вектор скорости $\vec{v}_{\text{bot}}(t)$ не зависит от переменной x , то решением уравнения (4) является функция

$$h(x, t) = h_0 \left(x - \int_0^t u_{\text{bot}}(\tau) d\tau \right) - \int_0^t v_{\text{bot}}(\tau) d\tau. \quad (5)$$

На рис. 1 изображена область течения для рассматриваемой в настоящей работе задачи о генерации поверхностных волн движущимся оползнем. В прибрежной зоне дно является плоским откосом, образующим с горизонтом угол θ и описываемым уравнением $y = -x \tan \theta$. Слева область течения ограничена вертикальной непроницаемой стенкой, расположенной на расстоянии x_A от начала координат. Глубина дна около этой стенки зависит от угла наклона откоса и равна $x_A \tan \theta$. В некоторой точке B плоский откос сопрягается с горизонтальным дном, глубина которого также зависит от θ и равна $H = x_B \tan \theta$. Длина области AC и длина наклонного участка AB были во всех расчетах фиксированными и такими, что в процессе движения оползень всегда оставался на плоском откосе и останавливался, не доходя до точки пересечения откоса с горизонтальным дном.

В начальный момент времени вода покоилась, поэтому полагалось, что $\varphi_0(x, y) \equiv 0$, $\eta_0(x) \equiv 0$. Форма дна на участке AB при $t = 0$ задавалась формулой

$$h_0(x) = x \tan \theta - T \frac{\left[1 + \tan h \left(\frac{x - x_0}{0.5 \cos \theta} + b \right) \right] \left[1 - \tan h \left(\frac{x - x_0}{0.5 \cos \theta} - b \right) \right]}{[1 + \tan h(b)]^2}. \quad (6)$$

Здесь T — максимальная толщина оползня, соответствующая его вершине; x_0 — абсцисса этой вершины; b — эффективная длина оползня (вдоль откоса).

При $t > 0$ начинается движение оползня. При этом предполагается, что он движется по плоскому откосу вниз как твердое тело, все точки которого имеют один и тот же вектор скорости $\vec{v}_{\text{bot}}(t) = (u_{\text{bot}}(t), v_{\text{bot}}(t))$, параллельный поверхности откоса. Поэтому $v_{\text{bot}}(t) = -u_{\text{bot}}(t) \tan \theta$ и закон движения оползня однозначно определяется заданием первой компоненты скорости $u_{\text{bot}}(t)$.

В настоящей работе рассматривается следующий закон движения оползня: равноускоренное движение до момента времени t_1 с заданным в горизонтальном направлении ускорением a , далее равномерное движение до мгновенной его остановки t_{stop} . Расчет

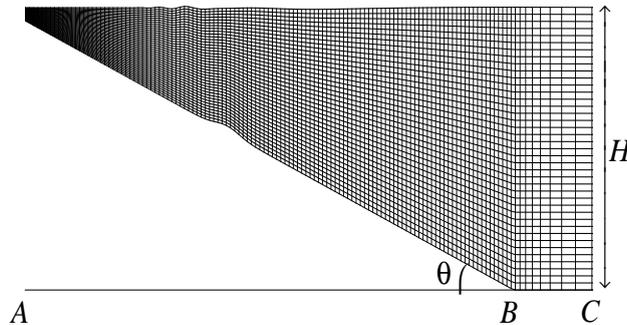


Рис. 1. Схема области течения и расчетная сетка

тем не менее продолжается и после остановки оползня, до момента времени t_{end} . Таким образом,

$$u_{\text{bot}}(t) = \begin{cases} at, & 0 \leq t \leq t_1, \\ at_1, & t_1 \leq t \leq t_{\text{stop}}, \\ 0, & t_{\text{stop}} \leq t \leq t_{\text{end}}. \end{cases} \quad (7)$$

Подставляя указанные выражения для $u_{\text{bot}}(t)$ и $v_{\text{bot}}(t)$ в формулу (5) и учитывая (6), получаем следующее выражение для функции $h(x, t)$ на участке AB :

$$h(x, t) = x \tan \theta - T \frac{\left[1 + \tan h \left(\frac{x - x_c(t)}{0.5 \cos \theta} + b \right) \right] \left[1 - \tan h \left(\frac{x - x_c(t)}{0.5 \cos \theta} - b \right) \right]}{[1 + \tan h(b)]^2}, \quad (8)$$

где $x_c(t)$ — абсцисса вершины оползня:

$$x_c(t) = \begin{cases} x_0 + \frac{at^2}{2}, & 0 \leq t \leq t_1, \\ x_0 + \frac{at_1^2}{2} + at_1(t - t_1), & t_1 \leq t \leq t_{\text{stop}}, \\ x_0 + \frac{at_1^2}{2} + at_1(t_{\text{stop}} - t_1), & t_{\text{stop}} \leq t \leq t_{\text{end}}. \end{cases} \quad (9)$$

На левой границе рассматриваемой области ставится условие (1):

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=x_A} = 0,$$

на горизонтальном участке дна — условие непротекания

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=-H} = 0,$$

на подвижном участке дна — условие (3), при этом

$$\vec{n} = \left(-\frac{h_x}{\sqrt{1+h_x^2}}, -\frac{1}{\sqrt{1+h_x^2}} \right), \quad \nu = \frac{u_{\text{bot}}}{\sqrt{1+h_x^2}}(-h_x + \tan \theta).$$

Из последней формулы с учетом (8) следует, что функция ν является знакопеременной на участке AB : при $x < x_c(t)$ она положительна, а при $x > x_c(t)$ — отрицательна. Это означает, что слева от вершины оползня дно движется в направлении внешней нормали, а справа — в противоположном к нормали направлении.

При проведении расчетов применялись подвижные сетки, поэтому вывод конечно-разностных уравнений осуществлялся на основе аппроксимации уравнений, записанных в подвижной криволинейной системе координат:

$$t = t, \quad x = x(q^1, q^2, t), \quad y = y(q^1, q^2, t). \quad (10)$$

В расчетах использовался пошаговый численный алгоритм, в котором на каждом временном слое сначала на основе динамического условия вычислялись новые значения потенциала на свободной границе, которые использовались затем в качестве граничного

условия Дирихле для расчета потенциала внутри области, удовлетворяющего конечно-разностному аналогу уравнения Лапласа. С использованием полученных значений потенциала определялось новое положение свободной границы для данного временного слоя и строилась сетка для следующего временного слоя. Подробное описание алгоритма и вид конечно-разностных уравнений на подвижной криволинейной сетке приведены в работе [3]. Здесь же мы укажем способ вычисления координат расчетной сетки и вид в криволинейной системе координат условия (3) непротекания через подвижное дно:

$$k_{21} \frac{\partial \varphi}{\partial q^1} + k_{22} \frac{\partial \varphi}{\partial q^2} \Big|_{q^2=0} = -\sqrt{g_{11}} \nu, \quad (11)$$

где

$$k_{11} = \frac{g_{22}}{J}, \quad k_{12} = k_{21} = -\frac{g_{12}}{J}, \quad k_{22} = \frac{g_{11}}{J},$$

$g_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, 2$) — компоненты метрического тензора,

$$g_{11} = \left(\frac{\partial x}{\partial q^1} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q^1} \right)^2, \quad g_{12} = g_{21} = \frac{\partial x}{\partial q^1} \frac{\partial x}{\partial q^2} + \frac{\partial y}{\partial q^1} \frac{\partial y}{\partial q^2}, \quad g_{22} = \left(\frac{\partial x}{\partial q^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q^2} \right)^2,$$

J — якобиан преобразования (10),

$$J = \frac{\partial x}{\partial q^1} \frac{\partial y}{\partial q^2} - \frac{\partial x}{\partial q^2} \frac{\partial y}{\partial q^1}.$$

Отметим, что условие (11) не аппроксимируется, тем самым не выписывается разностное краевое условие в узлах, лежащих на подвижном дне. Вместо этого в узлах выписывается разностное уравнение, аппроксимирующее уравнение Лапласа для потенциала. При получении этого разностного уравнения используется интегрально-интерполяционный метод [3], в котором интеграл по подвижной части дна от функции в левой части равенства (11) заменяется интегралом от известной функции в правой части этого равенства.

В расчетах использовались подвижные в вертикальном направлении криволинейные сетки, подстраивающиеся под границы области течения, при этом в области над наклонным дном шаг сетки в горизонтальном направлении был равномерным, а в области над горизонтальным дном возрастал по закону геометрической прогрессии. Построение сетки начинается с расстановки узлов x_j одномерной сетки на отрезке AC . Пусть на отрезке AC находится N_1 ячеек сетки, на BC — N_r ячеек. Тогда равномерная сетка на отрезке AB имеет шаг $\Delta x = AB/(N_1 - N_r)$. Первый шаг неравномерной сетки на BC полагается равным Δx , а последующие шаги вычисляются по формуле

$$\Delta_{j+1/2} x = \Delta x q^{j-(N_1-N_r)}, \quad j = N_1 - N_r + 1, \dots, N_1 - 1. \quad (12)$$

Знаменатель q геометрической прогрессии находим, решая нелинейное уравнение

$$BC = \Delta x \frac{(1 - q^{N_r})}{1 - q}.$$

Найдя q , на основе формулы (12) определяем координаты узлов сетки на BC :

$$x_{j+1} = x_j + \Delta x q^{j-(N_1-N_r)}, \quad j = N_1 - N_r + 1, \dots, N_1 - 1.$$

После того как будет построена одномерная сетка на отрезке AC , вычисляются координаты узлов $\bar{x}_{j_1, j_2}^{n+1} = (x_{j_1, j_2}, y_{j_1, j_2}^{n+1})$ двумерной сетки, при этом полагаем

$$x_{j_1, j_2} = x_{j_1}, \quad y_{j_1, j_2}^{n+1} = -h(x_{j_1}, t^{n+1}) + \frac{\eta_{j_1}^{n+1} + h(x_{j_1}, t^{n+1})}{N_2} j_2, \quad j_1 = 0, \dots, N_1, \quad j_2 = 0, \dots, N_2.$$

2. Результаты численного моделирования

Приведенные ниже результаты расчетов получены при следующих безразмерных значениях параметров:

$$x_A = 1, AC = 35, AB = 30, x_0 = 3, b = 1, t_1 = 10, t_{\text{stop}} = 18.04, t_{\text{end}} = 30,$$

при этом безразмерные значения линейных величин, в том числе амплитуд генерируемых волн и возвышения свободной границы, получены делением размерных величин на h_0 — некоторую характерную глубину, а безразмерное время — умножением на $\sqrt{g/h_0}$, где g — ускорение свободного падения.

Проводились расчеты на последовательности сеток, показавшие что дальнейшее измельчение сетки с количеством ячеек $N_1 = 400, N_2 = 40$ практически не меняет результатов расчетов, поэтому именно на такой сетке была выполнена вся серия расчетов при варьировании трех параметров: максимальной толщины оползня T , его ускорения a и угла наклона плоского откоса θ .

На рис. 2–4 показана форма свободной границы в конечный момент времени $t = t_{\text{end}}$ при изменении одного из варьируемых параметров и фиксированных значениях двух

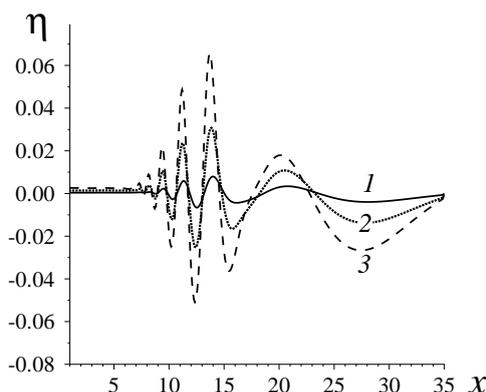


Рис. 2. Свободная поверхность в конечный момент времени: $\theta = 10^\circ, a = 0.06$; 1 — $T = 0.03$, 2 — $T = 0.09$, 3 — $T = 0.15$

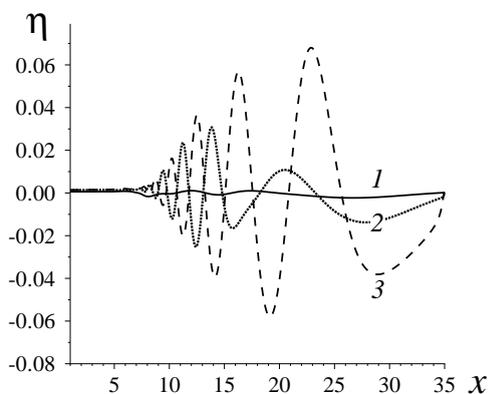


Рис. 3. Свободная поверхность в конечный момент времени: $\theta = 10^\circ, T = 0.09$; 1 — $a = 0.02$, 2 — $a = 0.06$, 3 — $a = 0.1$

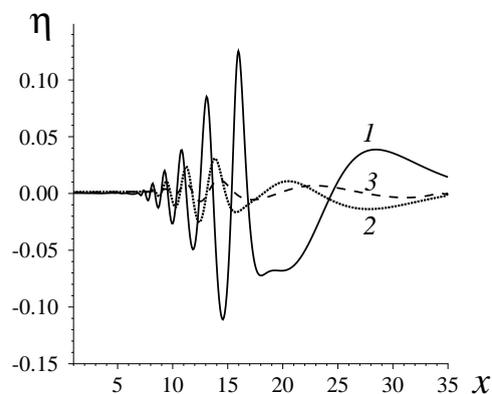


Рис. 4. Свободная поверхность в конечный момент времени: $a = 0.06, T = 0.09$; 1 — $\theta = 5^\circ$, 2 — $\theta = 10^\circ$, 3 — $\theta = 15^\circ$

других. Из рис. 2 видно, что при $\theta = 10^\circ$ и $a = 0.06$ увеличение толщины оползня приводит к возрастанию амплитуд генерируемых волн. При этом скорость движения волн слабо зависит от толщины оползня. Для указанного угла наклона дна головная

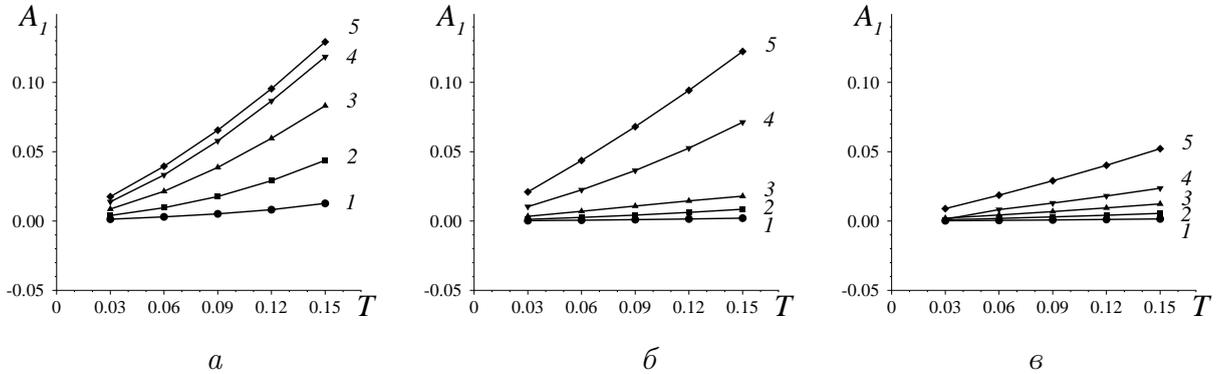


Рис. 5. Зависимость амплитуды первой волны от толщины оползня: $a - \theta = 5^\circ$, $b - \theta = 10^\circ$, $v - \theta = 15^\circ$; 1 - $a = 0.02$, 2 - $a = 0.04$, 3 - $a = 0.06$, 4 - $a = 0.08$, 5 - $a = 0.1$

Таблица 1. Зависимость амплитуды первых двух волн и глубины впадины между ними от толщины оползня и его ускорения при $\theta = 5^\circ$

T	a	A_1		H_{12}		A_2	
		x	η	x	η	x	η
0.03	0.02	27.714	0.0013	17.624	-0.0020	14.315	-0.0003
	0.04	27.962	0.0040	19.609	-0.0078	15.639	0.0024
	0.06	28.706	0.0087	20.932	-0.0206	16.549	0.0222
	0.08	30.113	0.0139	22.255	-0.0517	19.195	0.0521
	0.1	32.124	0.0176	25.563	-0.0545	21.015	0.0272
0.06	0.02	27.631	0.0030	17.576	-0.0049	13.902	-0.0011
	0.04	27.714	0.0096	19.03	-0.0181	15.06	0.0036
	0.06	28.541	0.0214	20.518	-0.0442	16.218	0.0624
	0.08	30.029	0.0332	22.007	-0.1097	19.03	0.0989
	0.1	32.2124	0.0395	25.398	-0.109	20.766	0.0453
0.09	0.02	27.383	0.0052	17.127	-0.0088	12.744	-0.0019
	0.04	27.383	0.0177	18.203	-0.0320	14.15	-0.0039
	0.06	28.458	0.0387	18.037	-0.0723	15.97	0.1253
	0.08	30.113	0.0578	21.842	-0.1717	18.782	0.1337
	0.1	32.224	0.0655	25.315	-0.1634	20.436	0.0534
0.12	0.02	27.052	0.0082	16.549	-0.0136	11.504	-0.0012
	0.04	27.135	0.0291	16.135	-0.0520	12.082	0.0569
	0.06	28.541	0.0596	17.541	-0.1407	15.721	0.2176
	0.08	30.282	0.0866	21.594	-0.2345	18.451	0.1496
	0.1	32.427	0.0954	25.315	-0.2178	20.105	0.0506
0.15	0.02	26.473	0.0127	13.737	-0.0207	9.8494	0.0025
	0.04	26.969	0.0438	12.744	-1.1487	11.752	0.1465
	0.06	28.706	0.0831	17.127	-0.2245	15.473	0.3044
	0.08	30.54	0.1184	21.345	-0.2925	18.12	0.1457
	0.1	32.632	0.1292	25.233	-0.2714	19.774	0.0386

волна покинула расчетную область, поэтому в окрестности правой границы свободная поверхность имеет впадину, и первая после нее волна имеет амплитуду A_1 , меньшую чем амплитуда A_2 второй волны, движущейся за первой. Такой же монотонный характер имеет зависимость амплитуды A_1 первой волны от толщины оползня и при других значениях ускорения и угла наклона, что видно из рис. 5.

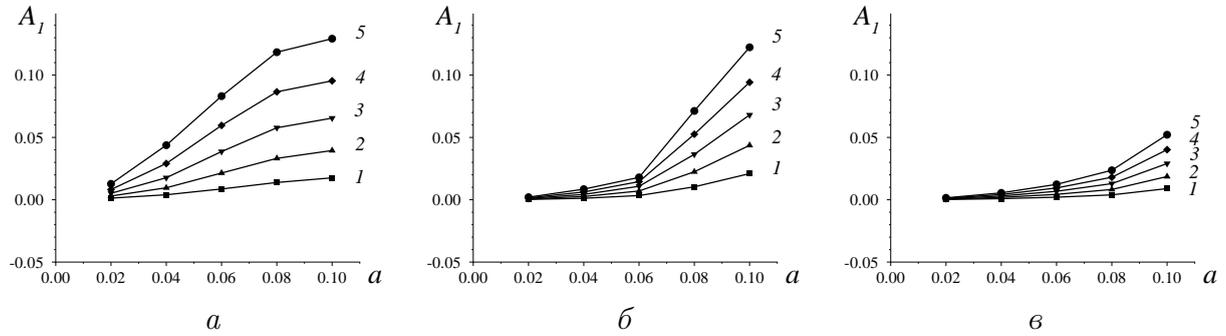


Рис. 6. Зависимость амплитуды первой волны от ускорения: $a - \theta = 5^\circ$, $б - \theta = 10^\circ$, $в - \theta = 15^\circ$; 1 – $T = 0.03$, 2 – $T = 0.06$, 3 – $T = 0.09$, 4 – $T = 0.12$, 5 – $T = 0.15$

Таблица 2. Зависимость амплитуды первых двух волн и глубины впадины между ними от толщины оползня и его ускорения при $\theta = 10^\circ$

T	a	A_1		H_{12}		A_2	
		x	η	x	η	x	η
0.03	0.02	17.489	0.00027	14.506	-0.00029	12.186	0.00028
	0.04	19.312	0.0012	15.086	-0.0016	12.766	0.0007
	0.06	20.804	0.0034	16.163	-0.0044	14.009	0.0080
	0.08	20.886	0.0104	17.738	-0.0150	15.418	0.0162
	0.1	23.041	0.0210	19.229	-0.0189	16.412	0.0183
0.06	0.02	17.406	0.00061	14.506	-0.00057	12.103	0.00065
	0.04	19.146	0.0026	14.921	-0.0034	12.518	0.0017
	0.06	20.638	0.0070	15.915	-0.0097	13.926	0.0181
	0.08	20.721	0.0225	17.738	-0.0313	15.335	0.0342
	0.1	22.958	0.0437	19.229	-0.0383	16.329	0.0373
0.09	0.02	17.323	0.0010	14.423	-0.0009	12.02	0.0011
	0.04	18.981	0.0043	14.838	-0.0055	12.435	0.0033
	0.06	20.472	0.0108	15.749	-0.0165	13.843	0.0308
	0.08	20.638	0.0364	17.655	-0.0492	15.335	0.0541
	0.1	22.875	0.0680	19.146	-0.0580	16.246	0.0569
0.12	0.02	17.241	0.00149	14.34	-0.0012	11.855	0.00152
	0.04	18.732	0.0062	14.672	-0.0079	12.186	0.0058
	0.06	20.306	0.0145	15.583	-0.0253	13.76	0.0465
	0.08	20.555	0.0526	17.572	-0.0686	15.252	0.0759
	0.1	22.792	0.0942	19.064	-0.0779	16.246	0.0770
0.15	0.02	17.158	0.0021	14.258	-0.0015	11.689	0.0020
	0.04	18.484	0.0085	14.4423	-0.0106	11.938	0.0093
	0.06	20.141	0.0179	15.418	-0.0363	13.678	0.0656
	0.08	20.389	0.0713	17.489	-0.0895	15.25	0.0991
	0.1	22.709	0.1223	18.981	-0.0977	16.163	0.0971

На рис. 3 показана зависимость формы свободной поверхности от ускорения при $\theta = 10^\circ$ и $T = 0.09$. При малом ускорении оползень проходит относительно небольшое расстояние, поэтому генерируемые волны имеют небольшую амплитуду. При увеличении ускорения генерируются волны значительно более высокой амплитуды. При этом увеличение ускорения приводит также к увеличению скорости движения волн. Кроме того, при большом значении ускорения амплитуда A_1 может стать больше, чем A_2 . Как и при изменении толщины оползня, при увеличении ускорения наблюдается монотонный рост амплитуды первой волны при разных значениях θ и T , что демонстрирует рис. 6.

Из рис. 5 и 6 видно, что для малого значения угла наклона $\theta = 5^\circ$ при увеличении толщины оползня или его ускорения происходит значительный рост амплитуды первой волны, в то время как при относительно большом угле $\theta = 15^\circ$ монотонный характер роста A_1 хотя и сохраняется, однако амплитуда первой волны при разных T и a изменяется в небольшом диапазоне значений. Это происходит по причине того, что глубина расчетной области зависит от угла наклона области, и в конечный момент времени оползень находится на большей глубине при $\theta = 15^\circ$, чем при $\theta = 5^\circ$.

Зависимость свободной поверхности от угла наклона θ при $a = 0.06$, $T = 0.09$ показана на рис. 4. На этом рисунке видно, что если при $\theta = 10^\circ$ и $\theta = 15^\circ$ головная волна

Таблица 3. Зависимость амплитуды первых двух волн и глубины впадины между ними от толщины оползня и его ускорения при $\theta = 15^\circ$

T	a	A_1		H_{12}		A_2	
		x	η	x	η	x	η
0.03	0.02	22.05	0.00021	15.337	-0.000001	12.934	0.00023
	0.04	22.298	0.0009	15.917	-0.0004	13.265	0.0007
	0.06	23.044	0.0021	17.409	-0.0017	14.343	0.0035
	0.08	23.044	0.0039	18.403	-0.0052	15.586	0.0076
	0.1	24.205	0.0090	19.729	-0.0088	16.58	0.0104
0.06	0.02	18.569	0.00048	15.088	0.00005	12.934	0.00053
	0.04	22.216	0.0019	15.917	-0.0009	13.265	0.0015
	0.06	22.961	0.0043	17.326	-0.0036	14.26	0.0075
	0.08	22.961	0.0082	18.321	-0.0110	15.586	0.0161
	0.1	24.205	0.0186	19.729	-0.0181	16.58	0.0217
0.09	0.02	18.569	0.0008	15.088	0.0001	12.851	0.0009
	0.04	22.133	0.0030	15.834	-0.0014	13.182	0.0024
	0.06	22.961	0.0068	17.243	-0.0055	14.26	0.0122
	0.08	22.879	0.0129	18.238	-0.0172	15.503	0.0254
	0.1	24.122	0.0290	19.647	-0.0279	16.497	0.0338
0.12	0.02	18.652	0.0011	15.088	0.0001	12.851	0.0012
	0.04	22.05	0.0042	15.834	-0.0020	13.1	0.0035
	0.06	23.879	0.0095	17.077	-0.0079	14.177	0.0176
	0.08	22.713	0.0181	18.238	-0.0240	15.503	0.0358
	0.1	24.122	0.0402	19.647	-0.0382	16.497	0.0468
0.15	0.02	18.652	0.0015	15.088	0.0002	12.851	0.0016
	0.04	21.967	0.0055	15.751	-0.0026	12.934	0.0048
	0.06	22.796	0.0124	16.995	-0.0101	14.094	0.0238
	0.08	22.63	0.0237	18.155	-0.0314	15.42	0.0473
	0.1	24.039	0.0522	19.564	-0.0491	16.414	0.0608

покидает расчетную область и первой волной A_1 считается волна, следующая за ней, то при $\theta = 5^\circ$ это не так: первая волна и головная при этом угле наклона совпадают. Кроме того, можно сделать вывод, что ббльший угол наклона приводит к ббльшей скорости распространения волн.

Результаты численных экспериментов сведены в табл. 1–3, в которых указаны амплитуды первых двух волн (A_1 и A_2) и глубина впадины между ними (H_{12}). Кроме того, для каждой из этих величин указано расстояние от начала координат. Эти таблицы могут быть полезны для количественного сравнения полученных нами результатов с данными экспериментов или расчетов по другим математическим моделям.

Список литературы

- [1] Шокин Ю.И., ЧУБАРОВ Л.Б. О подходах к численному моделированию оползневомго механизма генерации волн цунами // Вычисл. технологии. 2006. Т. 11. Спец. выпуск, посвященный 85-летию со дня рожд. акад. Н.Н. Яненко, ч. 2. С. 100–111.
- [2] Елецкий С.В., МАЙОРОВ Ю.Б., МАКСИМОВ В.В., НУДНЕР И.С., ФЕДОТОВА З.И., ХАЖОЯН М.Г., ХАКИМЗЯНОВ Г.С., ЧУБАРОВ Л.Б. Моделирование генерации поверхностных волн перемещением фрагмента дна по береговому склону // Мат. междунар. конф. “Вычислительные и информационные технологии в науке, технике и образовании”. Ч. 2. Алматы, 2004. С. 194–206.
- [3] ХАЖОЯН М.Г., ХАКИМЗЯНОВ Г.С Численное моделирование взаимодействия поверхностных волн с подводными препятствиями // Вычисл. технологии. 2003. Т. 8, № 4. С. 108–123.

Поступила в редакцию 19 марта 2007 г.