

Т а б л и ц а 2

Дата	Время	Координаты очага			Магнитуда, <i>m</i>	Землетрясение
		широта	долгота	глубина		
29.04.91	9 ч 12 мин	42,4	43,6	5	6,9	Рачинское
15.06.91	0 ч 59 мин	42,4	44,0	10	6,2	Джавское
13.03.92	17 ч 18 мин	39,7	39,6	28	6,8	Эрдзинжанское
23.10.92	23 ч 19 мин	42,6	45,1	30	6,3	Барисахское
31.08.93	6 ч 55 мин	41,7	49,4	83	5,2	Каспийское

В результате проведенного исследования определены механизмы очагов землетрясений кавказского сейсмоактивного региона и прилегающих областей Турции и Ирана за период с 1970 по 1990 г. Впервые рассчитаны тензоры скорости сеймотектонической деформации для кавказского региона в целом и для отдельных его структур. Определены интенсивность скорости деформации, вид деформированного состояния среды и ориентация главных осей тензора скорости деформации. Проведенный анализ показывает, что регион в целом испытывает деформацию растяжения по вертикали и сжатия в горизонтальной плоскости в субмеридиональном направлении. Минимум интенсивности скорости деформации может служить критерием для выявления области повышенного сейсмического риска. Эпицентры произошедших в 1991–1993 гг. в регионе землетрясений находились в пределах выявленных областей.

Литература

1. Ризниченко Ю.В. // ДАН СССР. 1976. 226, № 2. С. 324.
2. Ризниченко Ю.В. // Изв. АН СССР, Физ. Земли. 1977. № 10. С. 34.
3. Bulletin of the International Seismological Center 1970–1990.
4. Милановский Е.Е. Новейшая тектоника Кавказа. М., 1968.
5. Назаретян С.Н. Глубинные разломы территории Армянской ССР. Ереван, 1984.
6. Костров Б.В. // Изв. АН СССР, Физ. Земли. 1974. № 1. С. 23.
7. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. М., 1983.
8. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. М., 1990.
9. Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М., 1993.

Поступила в редакцию
12.03.97

УДК 551.465

ГИГАНТСКИЕ УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В ОКЕАНЕ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

С. А. Арсеньев, С. В. Селиверстов, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Для случая достаточно больших по сравнению с глубиной амплитуд получено и проанализировано новое решение нелинейного эволюционного уравнения для уединенных волн в океане.

При падении больших масс геопород в воду образуются гигантские уединенные волны. Например, обвал горы в заливе Литуя (Аляска) 10.07.1958 г. вызвал гигантскую волну, которая вышла из залива в океан с формой, близкой к уединенной волне, и высотой около 61 м. Глубина залива Литуя в среднем 122 м (отношение амплитуды волны a к глубине H составляло 0,5 [1, 2]). Огромные массы воды падали в океан и при испытаниях ядерного оружия, например когда США в 1954 г. произвели подводный взрыв бомбы мощностью 100 000 тонн тротила [3, 4]. При этом также возникла гигантская волна высотой 54 м. Космические исследования планет и спутников Солнечной системы обнаруживают на них следы многочисленных ударов метеороидов, астероидов и комет [5]. В истории Земли подобные удары тоже не являются редкостью. Однако

наличие у Земли четырех океанов должно демпфировать последствия ударных катастроф, которые могут проявляться прежде всего в виде огромных волн на поверхности океана.

Очевидно, что имеющаяся теория волн Кортевега–де Фриза [6], представляющая собой первое приближение в разложениях по параметрам амплитудной ($\alpha = a/H$) и частотной ($\beta = H^2/\lambda^2$, где λ — длина волны) дисперсий, при описании подобных волн может оказаться неточной. Необходимы следующие приближения, в первую очередь по параметру амплитудной дисперсии α . В настоящей работе мы изучим второе приближение по параметру α , в частности получим и исследуем новые решения, описывающие уединенные волны со смешанной квадратично-кубичной нелинейностью. Ранее были изучены решения для уединенных

волн только с квадратичной [6, 7] или кубической [7, 8] нелинейностью. Мы также покажем, что новые решения позволяют объяснить результаты проведенных недавно лабораторных экспериментов.

Будем исходить из уравнений [9] для длинных волн во втором приближении:

$$\partial_t \eta + \partial_x U + \alpha \partial_x (\eta U) - (\beta^2/120) \partial_{xxxxx}^5 U + O(\beta^2) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \eta + \partial_x U + \alpha U \partial_x U - (\beta/3) \partial_{xxt}^3 U + (\alpha\beta/3) \{ \partial_t (\eta \partial_{xx}^2 U) - \\ - 3 \partial_x (\eta \partial_{xt}^2 U) - \partial_x (U \partial_{xx}^2 U) + (3/2) \partial_x [(\partial_x U)^2] \} - \\ - (1/45) \beta^2 \partial_{xxxxt}^5 U + O(\beta^3) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Они записаны в безразмерных переменных $\eta = \eta'/a$, $x = x'/\lambda$, $z = z'/H$, $t = t'c_0/\lambda$ ($c_0 = \sqrt{gH}$ — лагранжева скорость длинных волн) в системе координат с осью z , направленной вверх от поверхности дна. Из уравнений (1), (2) с помощью математических преобразований, описанных в [9, 10], можно получить нелинейное эволюционное уравнение для уровня η :

$$\begin{aligned} \partial_t \eta + \partial_x \eta + (\beta/6) \partial_{xxx}^3 \eta + (7\beta/144) \partial_{xxxxx}^5 \eta + (3/2) \alpha \eta \partial_t \eta + \\ + (5\alpha\beta/12) [\eta \partial_{xxx}^3 \eta + (7/2) \partial_x \eta \partial_{xx}^2 \eta] - (3\alpha^2/8) \eta^2 \partial_x \eta = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение (3) исследовалось в работах [10, 11], где, в частности, было показано, что при достаточно больших по сравнению с глубиной H амплитудах (что как раз соответствует случаю гигантских уединенных волн) оно сводится к более простому уравнению:

$$\partial_t \eta + \partial_x \eta + (\beta/6) \partial_{xxx}^3 \eta + (3/2) \alpha \eta \partial_t \eta - (3\alpha^2/8) \eta^2 \partial_x \eta = 0 \quad (4)$$

с квадратично-кубической нелинейностью, которое мы и исследуем в данной статье. Перепишем его в размерном виде:

$$\begin{aligned} (1/c_0) \partial_t \eta + [1 + (3/2)(\eta/H) - (3/8)(\eta^2/H^2)] \partial_x \eta + \\ + (H^2/6) (\partial_{xxx} \eta) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

и далее нештрихованными буквами будем обозначать размерные переменные.

Будем искать решение уравнения (5) в виде уединенной волны

$$\eta/H = \Theta(\xi), \quad \xi = x - ct, \quad (6)$$

предполагая, что на бесконечности ($x \rightarrow \pm\infty$) возмущения уровня поверхности воды исчезают ($\eta \rightarrow 0$). Подставляя (6) в (5), получим

$$(H^2/6) d_{\xi\xi\xi}^3 \Theta + (3/4) d_{\xi}(\Theta)^2 - (1/8) d_{\xi}(\Theta)^3 - (v-1) d_{\xi} \Theta = 0, \quad (7)$$

где $v = c/c_0$ — безразмерная скорость. Интегрируя (7), найдем

$$(H^2/6) d_{\xi\xi}^2 \Theta + (3/4) \Theta^2 - (1/8) \Theta^3 - (v-1) \Theta = 0 \quad (8)$$

при учете поставленных граничных условий. Умножая (8) на Θ_{ξ} и еще раз интегрируя, получим

$$(H/\sqrt{3}) d_{\xi} \Theta = \Theta \sqrt{(1/8) \Theta^2 - \Theta + \gamma}, \quad (9)$$

где обозначено

$$\gamma = 2[(c/c_0) - 1]. \quad (10)$$

Из уравнения (9) видно, что максимум (или минимум) безразмерного уровня Θ достигается либо на бесконечности (где $\Theta = 0$), либо в точке, где подкоренное выражение обращается в нуль. В последнем случае, решая квадратное уравнение, найдем

$$\Theta_0 = 4 \left(1 - \sqrt{1 - (\gamma/2)} \right). \quad (11)$$

Отсюда следует формула, связывающая максимальное значение уровня уединенной волны η_0 и ее скорость c :

$$\eta_0 = 4H \left(1 - \sqrt{2 - c/c_0} \right), \quad (12)$$

или

$$c = c_0 [1 + (\eta_0/2H) - (\eta_0/4H)^2]. \quad (13)$$

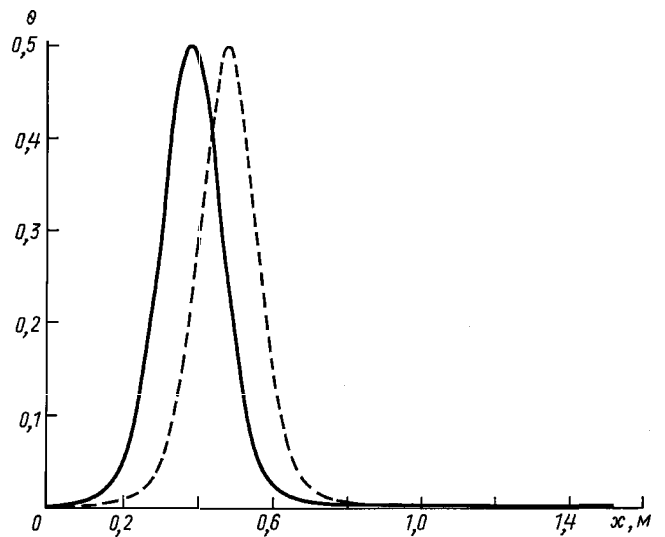


Рис. 1. Зависимость возмущения уровня Θ от горизонтальной координаты x в фиксированный момент времени: решение (14) — сплошная линия и классическое решение — штриховая

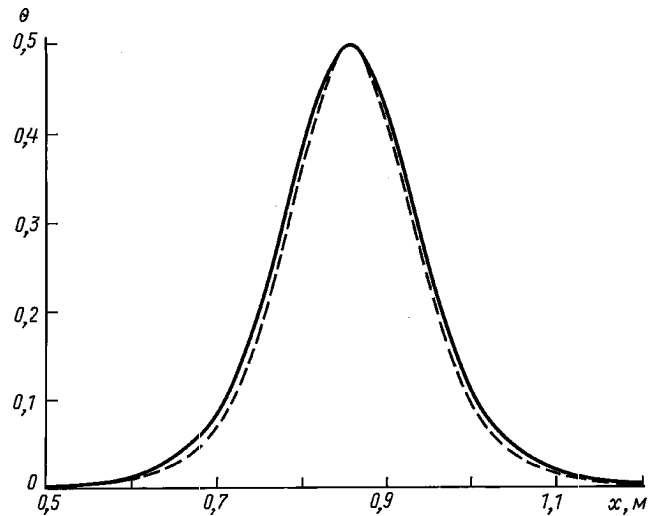


Рис. 2. Совмещение кривых, изображенных на рис. 1

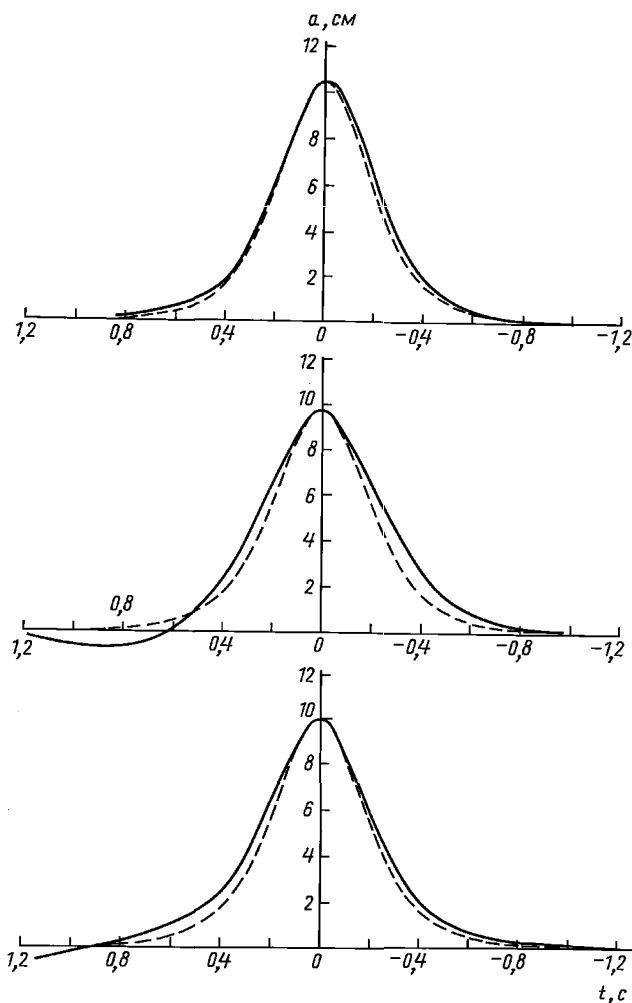


Рис. 3. Уединенные волны в канале Гренобльского института механики: эксперимент (сплошная линия) и классическое решение (штриховая)

Отметим, что следует в формуле (11) брать перед корнем знак минус, иначе попадаем на нефизическую ветвь решения. Это видно из следующего простого примера: при $c = (4/3)c_0$ из формулы (12) находим $\eta_0 = 0,73H$. Если же возьмем в этой формуле знак плюс перед корнем, то $\eta_0 = 7,27H$, что нереально.

Интегрируя уравнение (9) как обыкновенное дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными, получим солитон нового типа:

$$\Theta = \frac{16\gamma(A - 4)}{A^2 - 8\gamma}, \quad A = 4 + \frac{1}{2} \exp \left[-\sqrt{3\gamma} \left(\frac{\xi}{H} \right) \right]. \quad (14)$$

В качестве примера на рис. 1 и 2 показаны результаты расчетов формы уединенной волны для условий специальных лабораторных экспериментов: $H = 6$ см, $\eta_0 = 3$ см, $\Theta_0 = 0,5$. Для сравнения здесь же пунктирной линией показана классическая волна Кортевега-де Фриза. Как видим, отличие от классического решения невелико, что весьма удивительно, потому что полученное решение (14) не похоже на классическую формулу, содержащую гиперболический секанс или обратный гиперболический тангенс. Тем не менее отличие в форме волны увеличивается с ростом

глубины и для условий океана может стать весьма значительным. Существенно также, что классическая волна движется заметно быстрее, чем открытая нами (рис. 1). Из-за этого, чтобы сравнить формы двух волн, пришлось искусственно изменить время наблюдения (рис. 2). Разница скорости распространения, мало заметная в лабораторных условиях, может, однако, иметь весьма большое значение на океанских сверхдальних трассах распространения, в частности может значительно изменяться время прихода волны в заданную точку, которое рассчитывается по скорости ее движения. На рис. 3 показаны изменения формы волны, наблюдавшиеся в лабораторных экспериментах Гренобльского института механики [12–14]. Как видим, небольшое отклонение реальной формы волны от классического решения (пунктир), не объясненное в работах [12–14], хорошо коррелирует с полученным нами решением. В будущем, однако, мы предполагаем проведение специальных лабораторных экспериментов с детальной проверкой полученных формул.

В заключение отметим, что, по данным американских исследователей [15], гигантские поверхностные волны цунами определяющим образом влияют на геоморфологию островов Тихого океана. В частности, современный облик Гавайского архипелага сформировался под влиянием огромной волны цунами, возникшей предположительно в результате подводного оползня Гавайского хребта у острова Ланаи. Полученные в данной статье формулы позволяют рассчитывать амплитуду, скорость и форму гигантских волн.

Благодарим профессора С.С. Лаппо за обсуждение проблем, затронутых в статье.

Литература

1. Miller D.J. // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1960. 50. P. 253.
2. Мурти Т.С. Сейсмические морские волны цунами. Л., 1981.
3. Лабзовский Н.А. Непериодические колебания уровня моря. Л., 1971.
4. Кадомцев Б.Б., Рыдник В.И. Волны вокруг нас. М., 1981.
5. Мелюш Г. Образование ударных кратеров. М., 1994.
6. Сретенский Л.Н. Теория волновых движений жидкости. М., 1977.
7. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М., 1988.
8. Wadati M. // J. Phys. Soc. Japan. 1972. 32. P. 1681.
9. Арсеньев С.А. // ДАН. 1994. 334, № 5. С. 112.
10. Арсеньев С.А., Вахрушев М.М., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 2. С. 74 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No.2. P. 71).
11. Arrseniev S.A., Gubarr A.Y. // Ocean Modelling. 1995. No.106. P. 1.
12. Seabra-Santos F.J., Temperville A., Renouard D. // Eur. J. Mech. B/Fluids, 1989. 8, No.2. P. 103.
13. Seabra-Santos F.J., Renouard D.P., Temperville A.M. // Ann. Geophys. 1988. 6, No.6. P. 671.
14. Renouard D.P., Seabra-Santos F.J., Temperville A.M. // Dyn. Atmosph. and Oceans. 1985. 9. P. 341.
15. Moor J.G., Moor G.W. // Science. 1984. 226, No.4680. P. 1312.

Поступила в редакцию
16.10.96