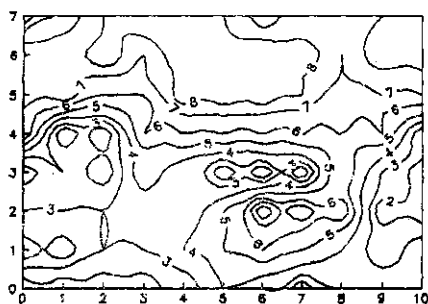


Рис. 2. Двумерная и трехмерная топографические карты вариаций состава x в образце $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ размером 7×10 мм. Уровни от 1 до 8 отражают изменение значения x от 0,06 до 0,16

ЛИТЕРАТУРА

[1] Авакянц Л. П., Александрович С. В., Велиюлин Э. И. и др. // ФТП. 1990. 24, № 1. С. 193. [2] Wrobel J. M., Basset L. C., Aubel J. L., Sundaram S. // J. Appl. Phys. 1986. 60. P. 1135. [3] Moritani A., Taniguchi K., Namaguchi C. // J. Phys. Soc. Japan. 1973. 34. P. 79.

Поступила в редакцию
08.01.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 4

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН ЦУНАМИ ПОДВИЖКАМИ МОРСКОГО ДНА

О. В. Костицына, М. А. Носов, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Численным методом исследуется процесс генерации волн цунами подвижками дна с остаточным смещением. Рассматриваются быстрые, средние и медленные подвижки. Оценивается роль нелинейных эффектов в зависимости от величины смещения дна и длительности подвижки в случаях поднятия и опускания участка дна. Проводится сравнение опытных данных с результатами численных экспериментов.

В работе численно исследуется возможность и характер проявления нелинейности в процессе генерации цунами подвижками дна конечной амплитуды и продолжительности. Необходимость в исследовании такого типа задач возникает при проведении экспериментов по физическому моделированию механизма генерации волн цунами. В модельном эксперименте технически очень сложно соблюсти характерное для реального процесса соотношение между амплитудой смещения дна и глубиной бассейна ($A/H \sim 10^{-3}$). В связи с этим встает вопрос о целесообразности строгого соблюдения указанного соотношения.

При численном моделировании процесса генерации цунами использовались одномерные нелинейные уравнения мелкой воды [1]:

$$u_t + uu_x + g\eta_x = 0,$$

$$\eta_t + ((H + \eta - B)u)_x = B_t.$$

Здесь $u(x, t)$ — горизонтальная скорость, $\eta(x, t)$ — смещение водной поверхности от ее равновесного положения, $B(t)$ — функция, описывающая движение дна.

Подвижный участок дна имел длину D , задача являлась симметричной, поэтому

$$B(x, t) = \begin{cases} B(t), & |x| \leq D/2, \\ 0, & |x| > D/2. \end{cases}$$

Закон смещения участка дна во времени задавался следующим образом:

$$B(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ \frac{B_0}{\tau} t, & 0 < t \leq \tau, \\ B_0, & t > \tau, \end{cases}$$

где B_0 — максимальное вертикальное смещение дна, τ — время подвижки. Наличие излома на модельной кривой $B(t)$ не должно существенно влиять на низшую энергонесущую моду волны, которая и представляет наибольший интерес.

Граничные условия имели следующий вид [1]:

на границе $x=0$, являющейся осью симметрии, ставилось условие непротекания; на границе $x=L$ задавалось условие свободного прохода волн.

Расчеты проводились как для положительных, так и для отрицательных ($B_0 < 0$) смещений дна.

Уравнения и граничные условия обезразмеривались в соответствии со следующими формулами: $\eta^* = \eta/B_0$ — смещение водной поверхности, $\eta_0^* = \eta_0/B_0$ — амплитуда волны, $u^* = u/\sqrt{gH}$ — горизонтальная скорость, $t^* = t\sqrt{gH}/D$ — текущее время, $x^* = x/D$ — координата, $B_0^* = B_0/H$ — амплитуда смещения дна, $\tau^* = \tau\sqrt{gH}/D$ — время подвижки дна. Величина $D/\sqrt{gH}$ имеет смысл времени распространения длинной волны на расстояние, равное длине района генерации.

Численные эксперименты проводились при следующих значениях безразмерных параметров τ^* : $\tau_1^* = 1/6$, $\tau_2^* = 1$, $\tau_3^* = 2$, что соответствовало быстрым, средним и медленным подвижкам дна.

Величина смещения дна принимала следующие значения: 0,01; 0,05; 0,1; 0,3; 0,5. Отношение H/D составляло 0,16.

Результаты численных экспериментов сопоставлялись с аналитическим решением аналогичной задачи в рамках линейной теории длинных волн, позволяющей рассчитывать профиль волны на границе района генерации для произвольного закона движения дна [2]:

$$\eta(t, D/2) = \frac{1}{2} \left[B(t) - B\left(t - \frac{D}{\sqrt{gH}}\right) \right].$$

В результате численных экспериментов были получены профили волн и рассчитаны зависимости амплитуды волны на границе района генерации ($x^* = 0,5$) от продолжительности подвижки дна. Результаты представлены на рисунках.

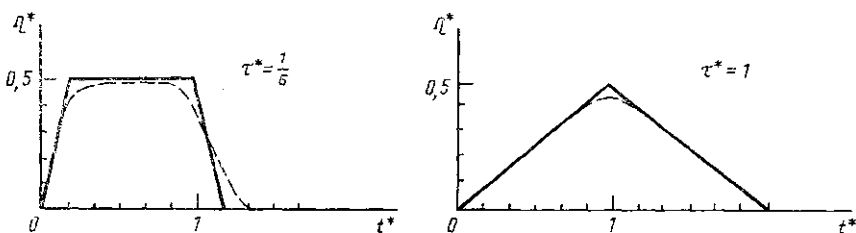


Рис. 1. Теоретические, рассчитанные по линейной теории (сплошные линии), и численно рассчитанные (штриховые) зависимости безразмерного смещения водной поверхности η^* от времени t^* для положительных подвижек $B_0^* = 0,01$. Для отрицательных подвижек зависимости отличаются только по знаку

Из рис. 1 видно, что при малых смещениях дна ($B_0^* = 0,01$) линейная теория хорошо описывает реальные волны. В то же время расчеты показывают, что как в случае поднятия, так и в случае опускания участка дна линейная теория дает несколько завышенное по абсолютной величине значение смещения поверхности.

На рис. 2 представлена численно рассчитанная зависимость η_0^* от τ^* в случаях поднятия и опускания дна на величину $B_0^* = 0,1$, а также теоретическая зависимость, полученная по линейной теории длинных волн. Видно, что в случае поднятия дна график лежит ниже теоретического, а в случае опускания — выше. При $B_0^* = 0,01$ разделить

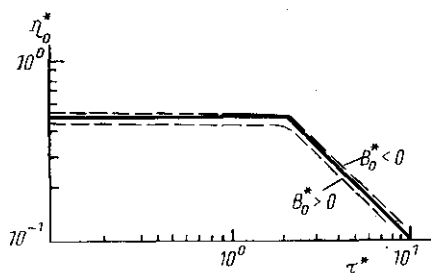


Рис. 2. Теоретическая, рассчитанная по линейной теории (сплошная линия), и численно рассчитанные (штриховые) зависимости безразмерной амплитуды волны η_0^* от времени подвижки τ^*

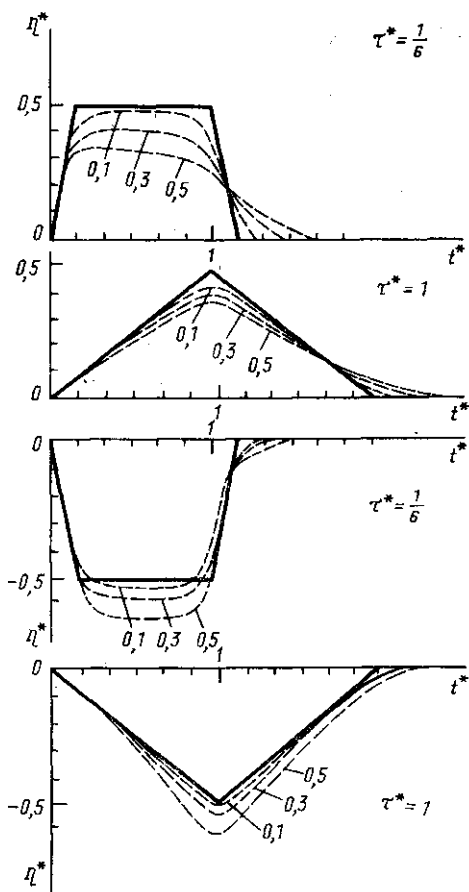


Рис. 3. Теоретическая, рассчитанная по линейной теории (сплошная линия), и численно рассчитанные (штриховые) зависимости η^* от времени t^* при различных смещениях дна B_0^* (цифры рядом с кривыми)

эти зависимости не представлялось возможным. Причиной этого могло быть влияние нелинейности, которое возрастает с ростом смещения дна.

Для исследования вопроса о характере проявления нелинейности проводились численные эксперименты с большими смещениями дна. На рис. 3 представлены зависимости η^* от t^* на границе района генерации при различных смещениях дна ($B_0^* = 0,1; 0,3; 0,5$), когда нелинейные эффекты заведомо существенны. Результаты показывают, что с ростом смещения дна кривые разделяются все сильнее, что связано с возрастающим влиянием нелинейности.

Нелинейные эффекты оказывают влияние и на скорость волн. В случае поднятия дна она превышает скорость длинных волн $\sqrt{gH}$ и почти не меняется с ростом смещения дна. В случае опускания дна скорость волны оказывается меньше $\sqrt{gH}$ и с ростом смещения дна продолжает уменьшаться.

Нелинейные эффекты сильно сказываются на амплитуде волны η_0^* : с ростом смещения дна она уменьшается (см. рис. 3) при $B_0^* > 0$ и увеличивается при $B_0^* < 0$.

Нелинейность проявляется сильнее при малых временах подвижки дна.

Больших подвижек дна ($B_0^* = 0,3; 0,5$), очевидно, в природе не наблюдается. Тем не менее численные эксперименты проводились для выяснения качественного влияния нелинейности. Однако возможны довольно большие относительные подвижки дна на мелководье, где нелинейные эффекты проявляются достаточно сильно. Кроме того, в работе ставилась задача выяснить, насколько жестко должно выполняться требование $A/H \sim 10^{-3}$ при физическом моделировании механизма генерации цунами. По линейной теории длинных волн амплитуда волны имеет порядок амплитуды смещения дна, и выполнение условия $A/H \sim 10^{-3}$ влечет за собой требование $B_0/H \sim 10^{-3}$. Расчеты показали, что при смещениях дна $B_0^* = 0,1$ (т. е. $B_0/H \sim 10^{-1}$) волны качественно можно все еще считать линейными ($A/H \sim 10^{-2}$). При дальнейшем увеличении смещений дна волны становятся существенно нелинейными. Таким образом, требование $A/H \sim 10^{-3}$ может быть ослаблено при физическом моделировании.

Результаты численных расчетов сравнивались с имеющимися в наличии экспериментальными данными. Аналогичные лабораторные эксперименты в канале описаны в [3]: задавались следующие величины: $D=60$ см — длина района генерации, $H=5-10$ см — глубина бассейна, $B_0=1$ мм — максимальная величина смещения дна. Отношение B_0/H было порядка 10^{-2} , поэтому генерируемые волны можно было считать линейными. Результаты представлялись в виде графиков, аналогичных численно рассчитанным, и не обнаруживали влияния нелинейных эффектов. В эксперименте использовались датчики [3], позволяющие измерять амплитуды волн ~ 1 мм.

В экспериментах, проводимых Хэммаком [4], точки зависимостей амплитуды волны от времени подвижки, соответствующие положительным ($B_0^*>0$) и отрицательным ($B_0^*<0$) подвижкам дна, лежали соответственно ниже и выше теоретической кривой, полученной в рамках линейной теории волн. Это говорит о значительности нелинейных эффектов в экспериментах Хэммака.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Марчук Ан. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск, 1983. [2] Носов М. А., Шелковников Н. К. Деп. ВИНТИ № 4171-B90 от 24.06.90. М., 1990. [3] Носов М. А., Шелковников Н. К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32. № 3. С. 103. [4] Hamrick J. L. // J. Fluid Mech. 1973. 60, N 4. P. 769.

Поступила в редакцию
10.07.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.226.4

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ КЕРАМИКИ ЦТС-40 В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 1,5—80 К

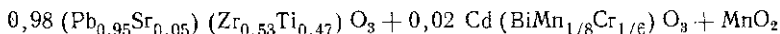
А. Б. Есенгалиев, В. К. Новик, В. В. Новиков, А. Г. Сегалла

(кафедра физики низких температур)

Представлены результаты измерений пирозлектрического коэффициента сегнетоэлектрической керамики ЦТС-40 в температурном интервале 1,5—80 К, а также диэлектрической проницаемости в интервале 1,5—250 К.

В изученных ранее сегнетоэлектриках с содержанием примесей менее 5 вес. % [1, 2] отмечался эффект снижения вклада примесных дефектов в созданную ими дополнительную компоненту спонтанной поляризации $P_{st}(T)$ при возрастании количества примесей. Эффект был объяснен в предположении векторного, статистического усреднения этого вклада по объему образцов. Высказанное предположение не имело под собой достаточной экспериментальной основы. В настоящем сообщении излагаются опытные результаты проверки этого предположения.

Объектом исследования была сегнетоэлектрическая керамика типа ЦТС-40 максимально сложного (из доступных авторам) состава:



(0,26 масс. %). Образцы имели форму дисков диаметром 10 мм и толщиной 0,5 мм и поляризовались по стандартной технологии. Серебряные электроды наносились методом жигания. Измерения пирозлектрического коэффициента проводились по методике, описанной в [3].

Результаты измерений пирозлектрического коэффициента $\gamma^s(T)$ представлены на рис. 1. В зависимости $\gamma^s(T)$ однозначно выделяются два участка аналитической аппроксимации, определенных по экспериментальным данным методом наименьших квадратов. В интервале 0—2,3 К аппроксимирующая функция линейна и имеет вид $\gamma^s(T) = -0,28 \cdot 10^{-11} T$ Кл·см⁻²·К⁻¹. В интервале 2,3—80 К аппроксимирующее выражение более сложно: $\gamma^s(T) = \gamma^s(2,3 \text{ К}) - 53,16 \cdot 10^{-11} E(24,15 \text{ К}) - 32,89 \cdot 10^{-10} E(66 \text{ К}) - 20,84 \cdot 10^{-9} E(259 \text{ К})$ Кл·см⁻²·К⁻¹, где E — функция тепломосткости Эйнштейна, $\gamma^s(2,3 \text{ К}) = -0,62/10^{-11}$ Кл·см⁻²·К⁻¹ — значение пирозлектрического коэффициента