нагрев электронов плазмы ЕВЧР в Хе (рис. 1,*а*), вероятнее всего, обусловлен СВЧ-полями пучково-плазменных неустойчивостей.

Согласно сказанному выше исследованный ЕВЧР в Хе можно рассматривать как новую разновидность ЕВЧР низкого давления — емкостной ВЧ-разряд со вторичным СВЧ-пробоем. По-видимому, с помощью оптимального подбора параметров ЕВЧР можно осуществить данный тип разряда и в других газах.

Литература

1. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М., 1988.
2. *Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. **1**. P. 36.
3. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., 1961.

Поступила в редакцию
22.07.98

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦУНАМИ БЕГУЩЕЙ ПОДВИЖКОЙ ДНА С УЧЕТОМ СЖИМАЕМОСТИ ВОДЫ

М. А. Носов, К. Саммер

(*кафедра физики моря и вод суши*)

Исследовано возбуждение волн в сжимаемой жидкости постоянной глубины бегущей подвижкой дна. В рамках линейной потенциальной теории методом интегральных преобразований получено выражение, описывающее поведение свободной поверхности жидкости. Дано описание начальной стадии развития волнового процесса с учетом и без учета сжимаемости жидкости. Показано, что для условий реальных очагов цунами пренебрежение сжимаемостью ведет к значительным ошибкам в определении смещения поверхности воды над областью очага.

Вопрос о бегущей подвижке дна как эффективном механизме возбуждения волн цунами неоднократно обсуждался в литературе [1–4]. Основной результат исследований [1–4], выполненных в рамках различных моделей несжимаемой жидкости, заключается в том, что когда скорость распространения подвижки близка к скорости гравитационных длинных волн $(gH)^{1/2}$, происходит резонансная передача энергии от движущегося дна водному слою, в результате чего возбуждаются гравитационные волны с амплитудой, значительно превышающей величину вертикального смещения дна, которые характеризуются своеобразной и при определенных условиях острой направленностью излучения.

При характерной для океана глубине $H = 4000$ м скорость гравитационных длинных волн составляет около 200 м/с. Если обратиться к наиболее вероятному природному прототипу бегущей подвижки, то разумно предположить, что скорость распространения возмущения по дну, за исключением ряда отдельных случаев (подводные оползни и др.), находится в диапазоне скоростей сейсмических волн или скоростей вспарывания разрыва (от 2000 до 6000 м/с [5, 6]).

Оставаясь в рамках модели несжимаемой жидкости, можно заключить, что резонансная передача энергии водному слою практически маловероятна. В действительности теория несжимаемой жидкости не может адекватно описывать поведение водного слоя при бегущих подвижках дна, распространяющихся с около- или сверхзвуковыми скоростями (скорость звука в воде составляет ~ 1500 м/с). Поэтому в настоящей работе строится математическая модель возбуждения волн бегущей подвижкой дна в сжимаемой жидкости.

Будем рассматривать безграничный вдоль оси OX слой идеальной сжимаемой однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести на абсолютно жестком дне. Начало прямоугольной системы координат OXZ расположим на невозмущенной свободной поверхности, ось OZ направим вертикально вверх. Для нахождения смещения поверхности жидкости $\xi(x,t)$, являющегося результатом движений дна, происходящих по закону $\eta(x,t)$, будем решать задачу относительно потенциала скорости течения $\varphi(x,z,t)$:

$$\varphi_{xx} + \varphi_{zz} = \frac{1}{c^2}\varphi_{tt}, \tag{1}$$

$$\varphi_{tt} = -g\varphi_z, \quad z = 0, \tag{2}$$

$$\varphi_z = \eta_t, \quad z = -H, \tag{3}$$

где c — скорость звука в воде, g — ускорение силы тяжести. Смещение поверхности выражается через потенциал следующим образом:

$$\xi(x,t) = -g^{-1}\varphi_t(x,0,t). \tag{4}$$

Граничное условие (2) и формула (4) с физической точки зрения означают постоянство давления на поверхности жидкости и являются обычными для теории гравитационных волн.

Модельный закон движения дна для бегущей подвижки выберем в виде

$$\eta(x,t) = \eta_0[\theta(x) - \theta(x-a)][1-\theta(x-vt)], \qquad (5)$$

где $\theta(z)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Остаточное смещение дна η_0 одинаково во всей активной области, длина которой составляет a, и равно нулю вне ее. Горизонтальная скорость распространения подвижки v. Аналогичная задача для случая несжимаемой жидкости рассматривалась нами ранее [3].

Решение задачи (1)–(3) ищется в виде преобразований Лапласа и Фурье по временной и пространственной координатам соответственно в следующем виде:

$$\varphi(x,z,t) = \int\limits_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp \int\limits_{-\infty}^{\infty} dk\, \Phi(z,p,k) \exp(pt-ikx). \quad (6)$$

Опуская стандартные для метода интегральных преобразований выкладки и переходя к безразмерным величинам в соответствии со следующими формулами (звездочки в дальнейшем опустим):

$$k^* = kH, \quad a^* = aH^{-1}, \quad x^* = xH^{-1},$$
$$t^* = tcH^{-1}, \quad \tau^* = \tau cH^{-1}, \quad p^* = pHc^{-1},$$
$$c^* = c(gH)^{-1/2}, \quad v^* = v(gH)^{-1/2},$$

приведем результирующее выражение, описывающее смещение поверхности сжимаемой жидкости, инициированное бегущей подвижкой дна (5):

$$\xi(x,t) = \frac{\eta_0 c^2}{4\pi^2 i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dk \int\limits_{s-i\infty}^{s+i\infty} dp\, \frac{p \exp[(a\gamma)-1]\exp(pt-ikx)}{\gamma\, \mathrm{ch}(\alpha)[\alpha\, \mathrm{th}(\alpha) + p^2c^2]}, \qquad (7)$$

где $\gamma = ik - pcv^{-1}$, $\alpha^2 = k^2 + p^2$.

Как функция комплексного параметра p подынтегральное выражение обладает двумя или бесконечным множеством (в зависимости от знака α^2) полюсов, расположенных на оси $\mathrm{Im}(p) = 0$. В связи с тем, что положение полюсов определяется из решения трансцендентного уравнения и, кроме того, зависит от параметра k, по которому производится внешнее интегрирование, дальнейший анализ выражения (7) проводился численно. Аналог выражения (7) для случая несжимаемой жидкости получается при предельном переходе $c \to \infty$, после чего интегрирование по параметру p несложно выполнить при помощи теории вычетов (см. [3]).

Для расчетов были выбраны следующие значения параметров: $c = 8$, $a = 10$, что при глубине океана 4000 м приблизительно соответствует скорости звука в воде 1500 м/с и горизонтальному размеру очага 40 000 м. Скорость распространения подвижки v варьировалась в пределах от 0,125 до 32 (от 23 до 6000 м/с).

На рис. 1 представлены профили смещения поверхности жидкости $\xi(x)$ для момента времени $t = 10$, рассчитанные в рамках моделей сжимаемой и несжимаемой жидкости для трех скоростей распространения подвижки: $v = 4,\ 8,\ 16$. Во всех случаях учет сжимаемости приводит к значительно более тонко структурированному возмущению поверхности, отличному от нуля лишь в тех точках, до которых успела добежать упругая волна, сформированная бегущей подвижкой. Как видно из рис. 1, при $v = 4$ различие между возмущением свободной поверхности для сжимаемой и несжимаемой жидкостей невелико, при больших значениях скорости различие становится весьма значительным. При $v \geqslant c$ профиль характеризуется наличием крутых фронтов и своеобразной периодической структурой, являющейся следствием многократных отражений от поверхности и дна фронта упругой волны, сформированной передней кромкой бегущей подвижки. Как это хорошо известно из математической физики, при отражении упругой волны от свободной поверхности волна меняет свою полярность. В связи с этим положительные и отрицательные фронты попеременно сменяют друг друга.

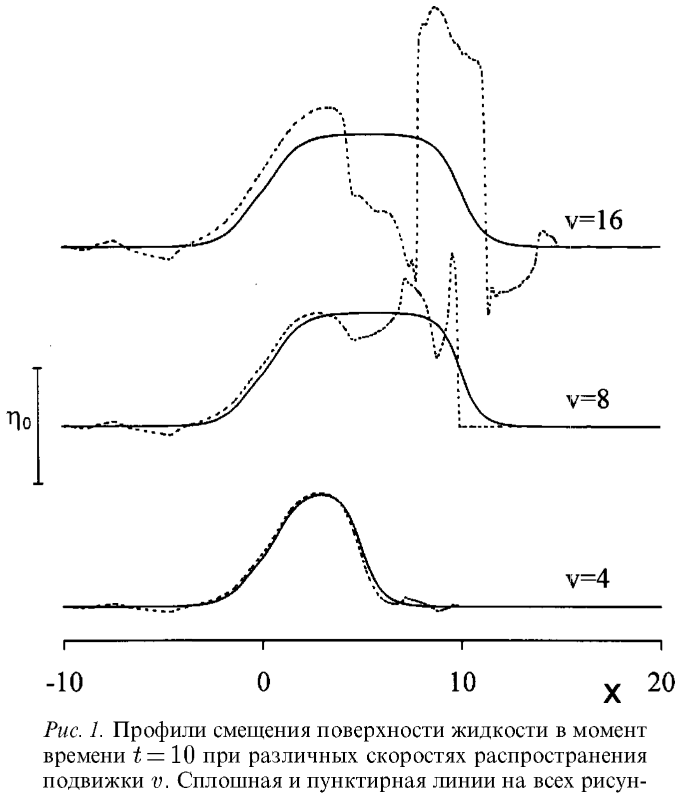

Рис. 1. Профили смещения поверхности жидкости в момент времени $t = 10$ при различных скоростях распространения подвижки v. Сплошная и пунктирная линии на всех рисунках соответствуют несжимаемой и сжимаемой жидкости

Результаты расчетов временных разверток $\xi(t)$ для центра активной области ($x = 5$) представлены на рис. 2. Основная особенность, отличающая поведение сжимаемой жидкости, заключается в возникновении в районе очага колебаний поверхности с преобладающим периодом, равным четырем. Колебания происходят на фоне развития более медленной гравитационной волны. Своим происхождением колебания поверхности обязаны возбуждению стоячих акустических волн в естественном резонаторе «слой сжимаемой жидкости со свободной поверхностью на жестком дне». Такой резонатор обладает набором частот: $\nu_k = 0,25c(1+2k)H^{-1}$, где $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$. Отметим, что аналогичные колебания возникают и при обычных вертикальных подвижках дна [7, 8].

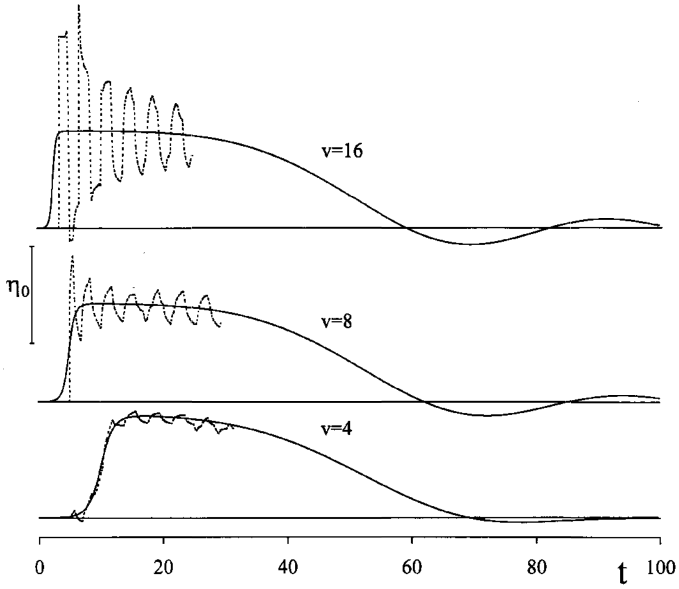

Рис. 2. Временные развертки смещения поверхности жидкости в центре активной области при различных скоростях распространения подвижки v

В рамках используемой модели затухание колебаний связано с оттоком энергии упругих волн из области генерации. В реальных природных условиях затухание будет происходить быстрее из-за потерь при отражении упругих волн на границах «вода–дно» и «вода–воздух». Оценка коэффициента отражения от границы «вода–дно» дает величину $\sim 72\%$ [7]. Если упругая волна не обладает достаточной интенсивностью для нарушения сплошности воды, то потери при отражении на границе «вода–воздух» пренебрежимо малы ($\sim 0,1\%$). При развитии кавитационных явлений потери могут значительно возрасти, причем их оценка требует специального исследования.

На рис. 3 в полулогарифмическом масштабе построена зависимость максимальной амплитуды смещения поверхности жидкости в центре активной области ($x = 5$) как функция скорости v. Из рис. 3 видно, что при значениях скорости распространения подвижки меньших, чем $v = 4$ ($v = c/2 \sim 750$ м/с), различие в моделях сжимаемой и несжимаемой жидкости практически отсутствует. Обе теории приводят к наличию локального максимума при $v = 1$, соответствующего резонансному возбуждению гравитационных волн. При больших скоростях модель несжимаемой жидкости более чем в два раза уменьшает величину смещения свободной поверхности.

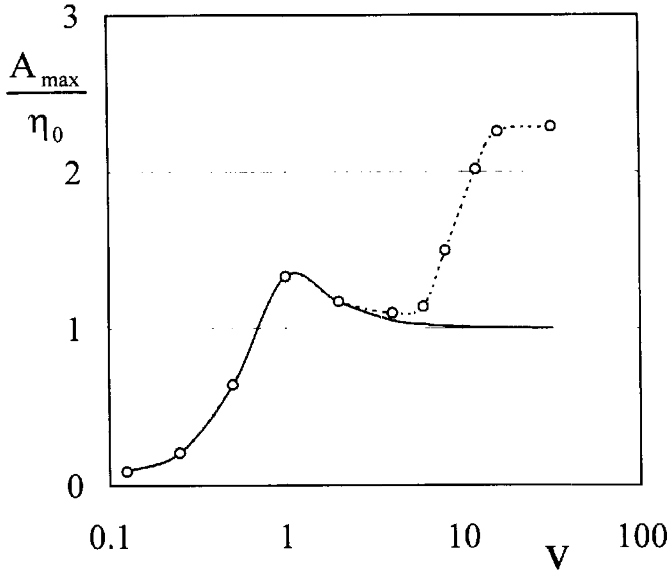

Рис. 3. Максимальная амплитуда смещения поверхности жидкости в центре активной области как функция скорости распространения подвижки дна v

Использованный в работе подход, основанный на линейной теории, безусловно, представляет собой лишь первое приближение в решении значительно более сложной задачи сверхзвуковой гидродинамики для среды с возможным нарушением сплошности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-05-64522).

Литература

1. *Новикова Л.Е., Островский Л.А.* // Методы расчета возникновения и распространения цунами. М., 1978. С. 88.
2. *Васильева Г.В.* // Распространение и набегание на берег волн цунами. М., 1981. С. 67.
3. *Носов М.А., Шелковников Н.К.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 4. С.96 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No. 6. P. 88).
4. *Носов М.А.* // Вулканология и сейсмология. 1997. № 6. С. 58.
5. *Бурымская Р.Н., Левин Б.В., Соловьев С.Л.* // ДАН СССР. 1981. **261**, № 6. С. 1325.
6. *Пузырев Н.Н.* Методы и объекты сейсмических исследований. Новосибирск, 1997.
7. *Носов М.А.* // Вулканология и сейсмология. 1998. № 6. С. 116.
8. *Жмур В.В.* // Исследование цунами. М., 1987. № 2. С. 62.

Поступила в редакцию
08.04.98