

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, распространяю-

щихся 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 $OXYZ$ 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 $\varphi(x, z, t)$:

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

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

$$\varphi_z = \eta_t, \quad z = -H, \quad (3)$$

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

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

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

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

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:

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

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

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

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

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

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 $\operatorname{Im}(p) = 0$. 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 $c \rightarrow \infty$, 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 $v \geq c$ 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.

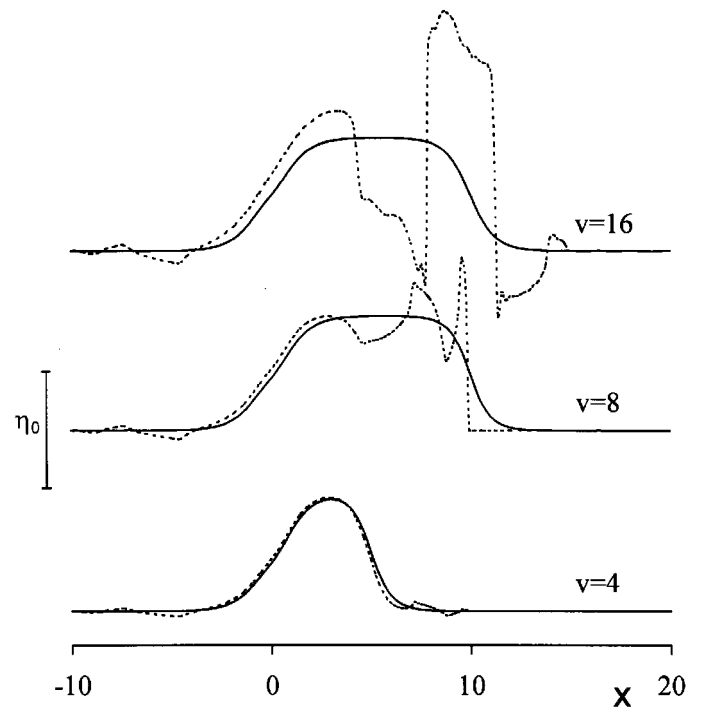


Рис. 1. Профили смещения поверхности жидкости в момент времени $t = 10$ при различных скоростях распространения подвижки v . Сплошная и пунктирная линии на всех рисунках соответствуют несжимаемой и сжимаемой жидкости

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 четверем. Коле-

бания 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 $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Отметим, что аналогичные колебания возникают и при обычных вертикальных подвижках дна [7, 8].

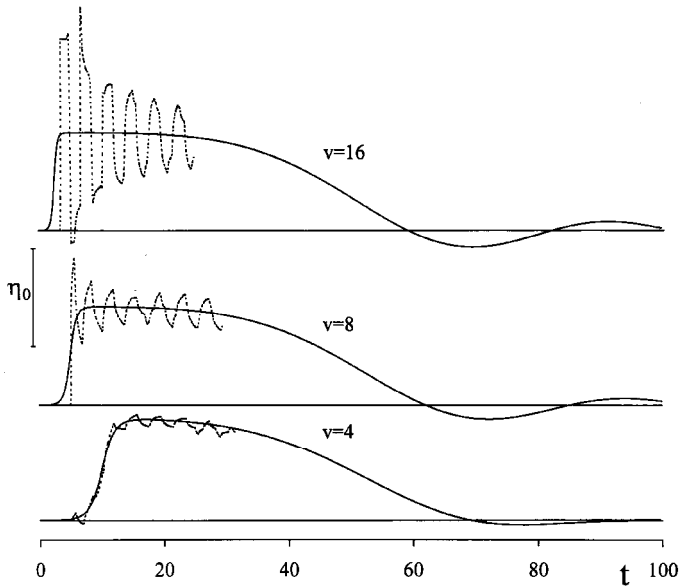


Рис. 2. Временные развертки смещения поверхности жидкости в центре активной области при различных скоростях распространения подвижки v

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 гравита-

ционных волн. При больших скоростях модель несжимаемой жидкости более чем в два раза уменьшает величину смещения свободной поверхности.

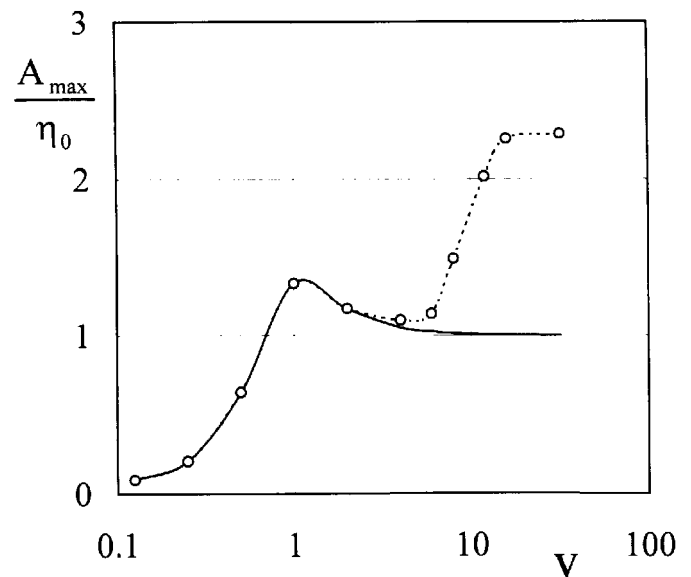


Рис. 3. Максимальная амплитуда смещения поверхности жидкости в центре активной области как функция скорости распространения подвижки дна v

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