

ным на рисунке. По сути, набор сфазированных пучков, сходящихся от цилиндрической поверхности, представляет собой дискретный аналог цилиндрической волны. Таким образом, лазерная решетка в цилиндрическом резонаторе Тальбо с углом раствора  $\pi/2$  формирует поле, которое могла бы создать идеальная широкоапертурная линза с диаметром, вдвое превышающим фокусное расстояние.

Рассмотренный пример с 10 щелевыми лазерами соответствует миниатюрному набору полупроводниковых лазеров при радиусе решетки  $R \approx 100$  мкм с зеркалом связи  $r \approx 30$  мкм. Отметим, что эти параметры однозначно связаны с числом лазеров на фиксированном угле раствора решетки соотношением (1). Поэтому на практике необходимо использовать более плотное угловое расположение лазеров, когда в наборе содержатся уже десятки и сотни лазеров. Как показывает анализ, в этом случае контраст и величина глобального максимума в фокальной области возрастают, а его пространственная локализация, зависящая лишь от угла раствора решетки, остается практически неизменной.

Таким образом, цилиндрическая решетка в резонаторе Тальбо представляет собой единый оптический источник когерентного излучения с синтезированной апертурой. В результате интерференции сфазированных пучков, сходящихся под большими углами, в фокальной области цилиндрического резонатора образуется острый максимум плотности энергии поля, обладающий высокой пространственной локализацией.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17151).

#### Литература

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. // УФН. 1990. 160, №3. С.101.
2. Кандидов В.П., Левакова И.Г. // Квант. электроника. 1995. 22, №1. С. 93.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. С.476.

Поступила в редакцию  
21.10.96

## ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466

### НАПРАВЛЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ ЦУНАМИ И ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДНА В ОЧАГЕ

М.А. Носов, С.В. Миронюк, Н.К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

В рамках линейной потенциальной теории исследован процесс возбуждения волн цунами поршневыми и мембранными подвижками дна в асимметричном очаге. Показано, что направленность излучения волн и общая энергия, передаваемая от движущегося дна океану, существенным образом зависят от характера временного закона движения дна в очаге.

В работе [1] нами было установлено, что направленность излучения волн цунами, возбуждаемых асимметричными очагами, зависит от продолжительности подвижки дна. Это не может не наводить на мысль о том, что не только геометрическая форма очага или, например, пространственное распределение смещений, но и характер временного закона движения дна в очаге должны оказывать значительное влияние на параметры возбуждаемой волны, и в том числе на направленность ее излучения.

На примере двух типов подвижек дна, которые, следуя терминологии, предложенной в работе [2], будем называть "поршневой" (с остаточными деформациями) и "мембранной" (участок дна после смещения возвращается в исходное положение), покажем, что направленность излучения цунами и общая энергия волнового поля могут существенным образом зависеть от характера временного закона движения дна в очаге.

Настоящая работа является логическим продол-

жением работы [1], и в ней используются полученные ранее решения. Тем не менее мы кратко изложим постановку задачи и методику нахождения решения.

Будем рассматривать безграничный на плоскости  $OXY$  слой идеальной несжимаемой однородной жидкости постоянной глубины  $H$  в поле силы тяжести. Начало прямоугольной системы координат  $OXYZ$  расположим на невозмущенной свободной поверхности, ось  $OZ$  направим вертикально вверх. Для нахождения волнового возмущения  $\xi(x, y, t)$ , образующегося на поверхности жидкости при движениях дна, которые происходят по закону  $\eta(x, y, t)$ , будем решать задачу относительно потенциала скорости течения  $F(x, y, z, t)$ :

$$\Delta F = 0, \quad (1)$$

$$gF_z = -F_{tt}, \quad z = 0, \quad (2)$$

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

Выберем модельные законы движения дна для поршневой и мембранной подвижек следующего

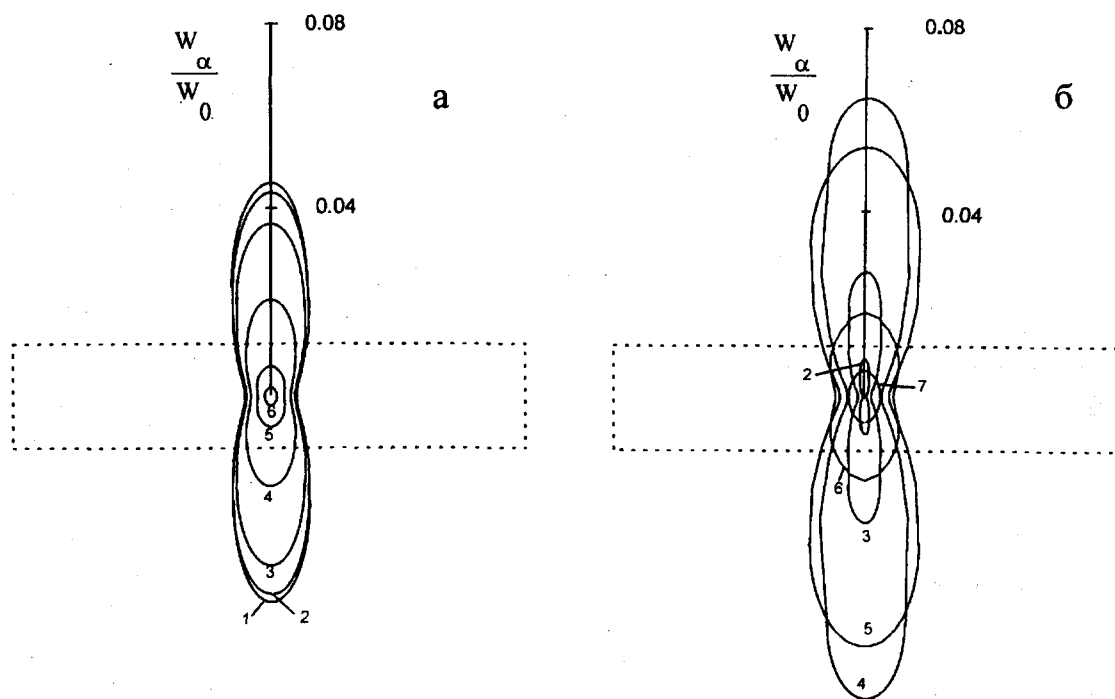


Рис. 1. Эволюция диаграмм направленности излучения энергии волн цунами, вызванных поршневой (а) и мембранной (б) подвижками дна. Кривые 1-7 соответствуют  $\tau=0,5; 1; 2; 4; 8; 16; 32$

ида:

$$\zeta_1(x, y, t) = \eta_0[\theta(x+a) - \theta(x-a)][\theta(y+b) - \theta(y-b)] \times \left[ \frac{\theta(t)t - \theta(t-\tau)(t-\tau)}{\tau} \right],$$

$$\zeta_2(x, y, t) = \eta_0[\theta(x+a) - \theta(x-a)][\theta(y+b) - \theta(y-b)] \times \left[ \frac{\theta(t)t - 2\theta(t-\tau/2)(t-\tau/2) + \theta(t-\tau)(t-\tau)}{\tau/2} \right],$$

где  $\theta(z)$  – ступенчатая функция Хевисайда. Активная область имеет форму прямоугольника длиной  $a$  и шириной  $2b$ . Подвижка дна в обоих случаях характеризуется амплитудой  $\eta_0$  и продолжительностью  $\tau$ .

Решение задачи (1)–(3) ищется в виде преобразований Лапласа и Фурье по временной и пространственной координатам соответственно. Опуская все необходимые выкладки и вводя безразмерные переменные (звездочку в дальнейшем опустим)

$$n^* = Hm, \quad n^* = Hn, \quad a^* = a/H, \quad b^* = b/H, \quad t^* = t(g/H)^{1/2}, \\ \tau^* = \tau(g/H)^{1/2}, \quad x^* = x/H, \quad y^* = y/H, \quad \xi^* = \xi/\eta_0,$$

имеем следующие выражения для смещения свободной поверхности жидкости, инициированного поршневой ( $\xi_1$ ) и мембранной ( $\xi_2$ ) подвижками:

$$\xi_1(x, y, t) = \theta(t) \zeta(x, y, t) - \theta(t-\tau) \zeta(x, y, t-\tau), \\ \xi_2(x, y, t) = 2\theta(t) \zeta(x, y, t) - 4\theta(t-\tau/2) \zeta(x, y, t-\tau/2) + 2\theta(t-\tau) \zeta(x, y, t-\tau),$$

где

$$\zeta(x, y, t) = \frac{4}{\pi^2 \tau} \times \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\sin(ma)\sin(nb)\cos(mx)\cos(ny)\sin[(kthk)^{1/2}t]}{\text{ch } k \cdot mn(kthk)^{1/2}} dm dn, \\ k^2 = m^2 + n^2.$$

Отметим, что сама функция  $\xi(x, y, t)$  описывает смещение свободной поверхности жидкости, которое отвечает “безостановочному” поднятию дна, начавшемуся в момент времени  $t = 0$  и происходящему с постоянной скоростью. “Безостановочное” поднятие, разумеется, должно оставаться в рамках бесконечно малых смещений дна. В силу линейности задачи, используя принцип суперпозиции, несложно получить волновое возмущение на поверхности жидкости, отвечающее любому сложному временному закону движения дна, используя единожды рассчитанную функцию  $\xi(x, y, t)$ . В нашем случае поршневая подвижка есть суперпозиция двух, а мембранная – трех вертикальных движений.

Для исследования направленности излучения цунами рассчитывались временные развертки волн в точках, лежащих на окружности радиуса  $t$ , центр которой совпадает с центром активной области. Азимутальный угол  $\alpha$  отсчитывался от положительного направления оси  $OZ$ . По временным разверткам определялась энергия волны:

$$W = \rho g(gH)^{1/2} \int_0^T \int_0^\gamma \xi^2(t, \alpha) dt d\alpha. \quad (4)$$

Формула (4) дает величину энергии волны, прошедшей через контур  $\gamma$  за время  $T$ . Расчеты проводились для двух размеров активной области:  $a = 1$ ,  $b = 5$  и

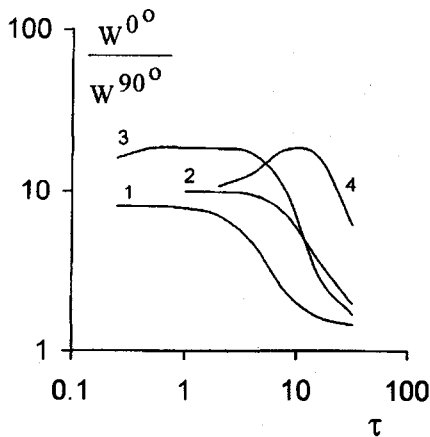


Рис. 2. Коэффициент направленности как функция продолжительности подвижки дна. Кривые 1, 2 соответствуют поршневой, 3, 4 - мембранной подвижке. Кривые 1, 3 получены для  $a = 1, b = 5, r = 10$ , кривые 2, 4 - для  $a = 3, b = 15, r = 30$

$a = 3, b = 15$ . В качестве контура  $\gamma$  выбиралась дуга окружности радиуса  $r = 2b$ , соответствующая центральному углу  $10^\circ$ . Значения энергии нормировались на величину  $W_0 = 2\rho g a b$ .

На рис. 1, а, б представлена эволюция диаграмм направленности излучения энергии волны цунами по мере увеличения продолжительности поршневой и мембранной подвижек соответственно. Прямоугольник, изображенный пунктирной линией, показывает форму и ориентацию очага цунами по отношению к диаграммам направленности. В обоих случаях диаграммы направленности имеют сходную форму и основная часть энергии волны излучается в направлении, перпендикулярном направлению наибольшей протяженности очага. Тем не менее по мере увеличения продолжительности подвижки дна диаграммы направленности претерпевают значительные изменения, характер которых зависит от типа временного закона движения дна.

Введем коэффициент направленности как отношение долей энергии, излучаемых в направлениях  $\alpha = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . На рис. 2 представлена зависимость коэффициента направленности от продолжительности подвижки дна в двойном логарифмическом масштабе. В то время как направленность излучения для поршневой подвижки дна монотонно убывает с увеличением ее продолжительности, соответствующая зависимость для мембранной подвижки имеет немонотонный характер. Интересно отметить, что мембранная подвижка дна способна возбуждать заметно более остро направленные волны, чем поршневая. Кроме того, при одинаковой протяженности очага в двух взаимно перпендикулярных направлениях направленность слабее выражена в случае, когда линейные размеры очага становятся сопоставимыми с глубиной.

На рис. 3 представлена полная энергия волн (проинтегрированная по всем направлениям) как функция продолжительности подвижки дна. Основ-

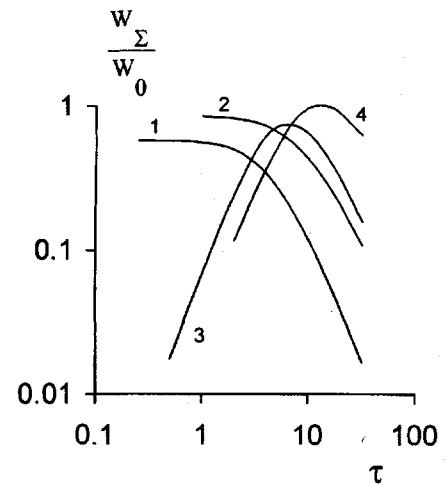


Рис. 3. Полная энергия волнового поля как функция продолжительности подвижки дна. Номера кривых соответствуют рис. 2

ной результат здесь совпадает с полученными ранее для канала [3] (лотковые эксперименты и одномерная линейная длинноволновая математическая модель) и авторами [2, 4] (решение пространственной двумерной задачи в рамках линейной теории длинных волн). Полная энергия волны, возбуждаемой поршневой подвижкой, монотонно убывает с увеличением ее продолжительности. Для мембранной подвижки имеется некоторая "оптимальная" продолжительность, при которой излучаемая энергия максимальна. И при этой "оптимальной" продолжительности мембранная подвижка оказывается более эффективной, чем даже поршневая малой продолжительности. И наконец, общая энергия (безразмерная) при увеличении размеров очага растет, стремясь к длинноволновому пределу равному 1.

В заключение следует подчеркнуть, что параметры волн, возбуждаемых подвижками дна, могут существенно зависеть от характера подвижек. Поэтому надежный прогноз высот волн цунами практически невозможен без знания пространственно-временного закона смещения дна в очаге.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-05-14688).

#### Литература

1. Носов М.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. №3. С.86 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N3).
2. Доценко С.Ф., Соловьев С.Л. // Исследования цунами. 1990. №4. С. 21.
3. Носов М.А., Шелковников Н.К. // Взаимодействие в системе литосфера-гидросфера-атмосфера. М., 1996. С.118.
4. Доценко С.Ф. // Изв. РАН, ФАО. 1995. 31, № 4. С.570.