ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ

И. В. КАЛИНЮК[1], А. А. ЯРОШЕНКО[2]

[1]*Отдел сейсмологии института геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины, Симферополь, e-mail: kalinyuki2010@gmail.com*

[2]*Севастопольский Национальный Технический Университет*

Приведены основные результаты моделирования пространственной структуры в дальней зоне сейсмоакустического поля, созданного протяженным источником в упругом полупространстве. Показано, что каждая нормальная волна имеет угловую диаграмму направленности. Максимальное значение на диаграмме соответствует ортогональному направлению к линии протяженного источника. Анализ амплитудных коэффициентов мод показывает, что существенное преобладание имеет последняя мода, которая вносит основной вклад в сейсмоакустическое поле в дальней зоне.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с развитием новых методов разведки полезных ископаемых и приемом сигналов в сейсмоакустическом диапазоне частот, возникает необходимость прогнозирования помеховой обстановки, обусловленной геоакустической эмиссией (ГАЭ) [1]. В северо-западной части Черного моря происходят землетрясения, которые ощутимы в Одессе и западной части Крыма [2]. Подготовка таких землетрясений сопровождается ГАЭ и может длиться днями. В этот период частотный состав стационарного фонового шума Черного моря расширяется, а амплитудный уровень увеличивается [3].

Для моделирования пространственной структуры геоакустической эмиссии используется волновая теория, описанная Пекерисом [4]. В основу положена трехслойная модель Шермана [5] с слоем осадков. В упругой среде источники имеют протяженные размеры [6]. Наиболее простая модель протяженного источника использовалась Ben-Menahem A. [7].

МОДЕЛЬ СРЕДЫ

В качестве модели среды рассмотрим трехслойную модель мелкого моря в радиально-симметрической цилиндрической системе координат с плоскопараллельными границами (рис.1). Под первым водным слоем мощностью H_1 расположен слой осадков мощностью $H_2 = H - H_1$, который подстилает упругое полу-пространство.

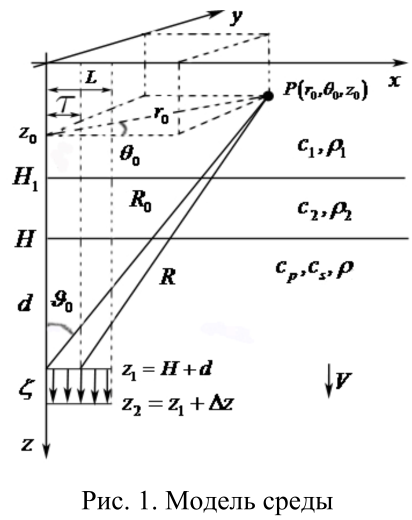

Рис. 1. Модель среды

Пусть для каждого слоя заданы параметры плотности ρ_1, ρ_2 и ρ, скорости c_i и тангенсы углов потерь η_i (поглощение в каждом слое). Скорость в слое с учетом поглощения определяется по формуле: $C_i = c_i(1 - j\eta_i), j = \sqrt{-1}$. Здесь $i =$

$\{1,2,p,s\}$, где 1 и 2 относятся к первому и второму слоям, а индексы p и s к продольным и сдвиговым волнам в упругом полупространстве, соответственно.

Жидкий слой считаем однородным со скоростью звука $c_1 = 1500\,\text{м/с}$, и $\rho_1 = 1030\,\text{кг/м}^3$ глубиной $H_1 = 80\text{м}$. Осадочный слой толщиной $H_2 = 3\text{км}$ выбран с параметрами, характерными для песчаного грунта северо-западной части Черного моря $c_2 = 1900\,\text{м/с}$, $\rho_2 = 2200\ \text{кг/м}^3$ с поглощением $\alpha_2 = 0.3\ \text{дБ/м}$ кГц [8,9].

Под слоем осадков до глубины 10 км следует упругое полупространство со скоростями продольных и поперечных волн $c_p = 6000\,\text{м/с}$, $c_s = 3500\,\text{м/с}$, плотностью $\rho = 2750\,\text{кг/м}^3$ и поглощением, соответственно равным $\alpha_p = 0.03\ \text{дБ/м}$ кГц и $\alpha_s = 0.1\ \text{дБ/м}$ кГц.

МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА

В упругое полупространство на глубину $z_1 = H + d$ от свободной поверхности помещен гармонический точечный источник, излучающий в среду только сферически-симметрические волны. Для протяженного источника принята модель Ben-Menahem A. [7]. Суть этой модели состоит в следующем: на горизонтальной линии расположены точечные источники, общей длинной L м, которые начинают двигаться в некоторый момент времени t с постоянной скоростью V вдоль вертикальной оси Oz в положительном направлении. В процессе движения из положения z_1 к z_2 точечные источники излучают звуковые волны (рис.1).

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВИДЕ СУММЫ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

Потенциал смещения Φ_1, описывающий распространение звуковых волн в водном слое трехслойного волновода можно представить в виде [5]:

$$\Phi_1(r,\theta \equiv 0,z) = 2Qk_s^2 \int_0^\infty \frac{k_s^2 - 2\xi^2}{\beta_1 \Delta(\xi)} sin(\beta_1 z) e^{j\beta_p d} J_0(\xi r)\xi d\xi,\ 0 \le z \le H_1, \quad (1)$$

где $\Delta(\xi) = D(\xi) \cdot T(\xi) - j\frac{k_s^4 \rho_2 \beta_p}{\rho \beta_2} S(\xi)$,

$$T(\xi) = \cos(\beta_1 H_1)\cos(\beta_2 H_2) - \frac{\rho_1 \beta_2}{\rho_2 \beta_1}\sin(\beta_1 H_1)\sin(\beta_2 H_2),$$

$$S(\xi) = \cos(\beta_1 H_1)\sin(\beta_2 H_2) + \frac{\rho_1 \beta_2}{\rho_2 \beta_1}\sin(\beta_1 H_1)\cos(\beta_2 H_2),$$

$$D(\xi) = (2\xi^2 - k_s^2)^2 + 4\xi^2 \beta_p \beta_s,\ \beta_i{}^2 = k_i{}^2 - \xi^2, k_i = \omega/c_i, \Im m(\beta_i) > 0, i = 1,2,p,s.$$

Если учесть свойство аддитивности акустического поля и линейность источника, то формула, описывающая поле давлений для протяженного источника примет вид:

$$P(r,\theta,z,t) = \frac{\omega^2 \rho_1 e^{-j\omega t}}{L\Delta z}\int_0^L \int_{z_1}^{z_2} \Phi_1(r,\theta,z)\, e^{j\omega\frac{\sigma}{V}} d\sigma d\tau \ \text{ где }\ r = r_0\sqrt{1 - 2\frac{\tau}{r_0}\cos\theta + \frac{\tau^2}{r_0{}^2}}. \quad (2)$$

Линейные размеры, указанные в знаменателе формулы (2), необходимы для сохранения непрерывности в случае предельного перехода от протяженного источника к точечному. Интеграл (1) вычисляется методом стационарной фазы [10]. Вычисление этого интеграла проведено в работе [5]. В начале в интеграле (1) производится замена функции Бесселя на функцию Ханкеля с изменением пути интегрирования по всей действительной оси. Далее используется асимптотическое представление функции Ханкеля, с целью приведения полученного интеграла к виду, необходимому для применения метода стационарной фазы. В качестве большого параметра используется величина $R_0 = \sqrt{r_0{}^2 + (H+d)^2}$, а угол ϑ_0 наблюдения приемника из источника определяется по формуле $\sin(\vartheta_0) = r_0/R_0$.

СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВБЛИЗИ ЭПИЦЕНТРА

На малых расстояниях от эпицентра нормальные волны не успевают сформироваться, поэтому сейсмоакустическое поле определяется только интегралом по перевальному пути. Следуя, методу стационарной фазы, выбирается большой параметр $\boldsymbol{R_0}$, определяется стационарная точка $\boldsymbol{\xi = k_p \sin\vartheta_0}$. Откуда получаем решение для формулы (2):

$$P(r,\theta,z,t) = 2\omega^2\rho_1 e^{-j\omega t} Q k_p k_s^2 \cos(\vartheta_0)\, q\big(k_p \sin\vartheta_0\big) \mathrm{W}(\theta)\Upsilon(\Delta z) \tag{3}$$

$$q(\xi) = \frac{k_s^2 - 2\xi_n{}^2}{\beta_1 \Delta(\xi)} sin(\beta_1 z) e^{-jk_p \frac{n(H-z)}{\cos(\vartheta_1)}\left(1+\cos(\vartheta_0)^2\right)}$$

$$W(\theta) = \frac{\sin X}{X} \frac{e^{j(k_p R_0 - X)}}{R_0}, X = \frac{L k_p r_0 \cos\theta}{2R_0} \qquad \Upsilon(\Delta z) = \frac{\sin Y}{Y} e^{jY}, Y = \frac{\left(k_p/\cos(\vartheta_0) + \omega/V\right)\Delta z}{2}$$

СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ

В результате применения метода стационарной фазы интеграл (1) раскладывается на сумму трех выражений: интеграл по перевальному пути, интеграл по берегам разреза и сумму вычетов, которые задеваются при деформации контура интегрирования. В дальней зоне основной вклад в акустическое поле вносят нормальные волны. Условие существование нормальной волны имеет вид $k_p/\sin(\vartheta_0) < \xi_n$, где $\xi_n -$ корень дисперсионного уравнения $\Delta(\xi) = 0$. Суммируя все существующие нормальные волны, получим потенциал смещения в дальней зоне:

$$\varPhi_1 = 2\pi j Q k_s^2 \sum_{n=0}^{N} \frac{k_s^2 - 2\xi_n{}^2}{\beta_1 \left(\frac{\partial\Delta(\xi)}{\partial\xi}\right)\Big|_{\xi=\xi_n}} sin(\beta_1 z) e^{j\beta_p d} H_0^{(1)}(\xi_n r)\xi_n\,,\ 0 \le z \le H_1. \tag{4}$$

Подстановка формулы (4) в (2) и интегрирование по линейным размерам источника дает формулу вычисления сейсмоакустического поля протяженного источника:

$$P(r,\theta,z,t) = 2\pi j\omega^2\rho_1 e^{-j\omega t} Q k_s^2 \sum_{n=0}^{N} q_n\, W_n(\theta)\Upsilon_n(\Delta z), \quad q_n = \frac{k_s^2 - 2\xi_n{}^2}{\beta_1 \left(\frac{\partial\Delta(\xi)}{\partial\xi}\right)\Big|_{\xi=\xi_n}} sin(\beta_1 z)\xi_n \tag{5}$$

$$\boldsymbol{W_n(\theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi\xi_n r}} \frac{\sin X}{X} e^{j(\xi_n r - X - \pi/4)}, X = \frac{L\xi_n \cos\theta}{2}, \ \ \Upsilon_n(\Delta z) = \frac{\sin Y}{Y} e^{j(\beta_p d + Y)}, Y = \frac{(\beta_p + \omega/V)\Delta z}{2}}$$

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В дальней зоне акустическое поле определяется нормальными волнами, распространяющимися с определенными фазовыми скоростями и модальными коэффициентами затухания. Для рассматриваемой модели среды с увеличением частоты фазовые скорости нормальных волн уменьшаются от значения 3500 м/с, локализуясь возле скорости 1900 м/с, и затем уменьшаются до скорости звука в воде (рис.2). Такое поведение фазовой скорости при наличии толстого промежуточного слоя осадков является общеизвестным фактом [4]. Моды, с фазовыми скоростями близкими к скорости звука к в воде, имеют наименьшие модальные коэффициенты затухания. Для частоты 55 Гц количество таких мод равно 3, а при 100 Гц возрастает до 5 (рис.3). Для мод высших номеров, с фазовой скоростью близкой к скорости звука в осадочном слое, коэффициент поглощения около 0.3 дБ/м кГц.

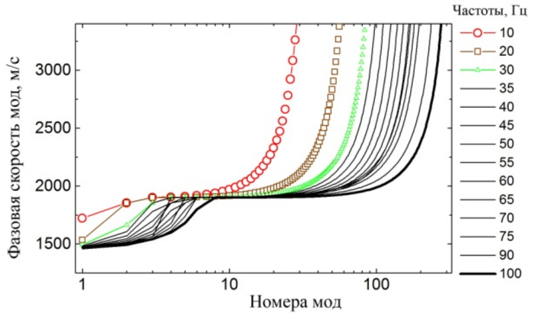

Рис. 2. Фазовые скорости мод

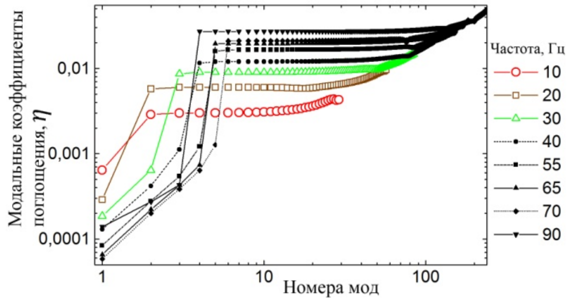

Рис. 3. Модальные коэффициенты поглощения

При вычислении интеграла методом стационарной фазы получено условие существования нормальной волны, которая дает вклад в акустическое поле. Для диапазона частот от 10 до 100Гц первые три моды лежат в диапазоне углов падения лучей от 14^0 до 18.5^0 , а все остальные свыше 18.5^0 до 35^0 (рис.4). В зависимости от глубины источника можно определить расстояние от эпицентра, начиная с которого с увеличением расстояния будут возбуждаться нормальные волны высших номеров. Если расположить источник на границе упругой среды и слоя осадков, то получим, что на расстоянии до 800м нормальные волны еще не сформированы и основной вклад в акустическое поле дает интеграл по перевальному пути.

Вклад каждой моды в акустическое поле определяется экспоненциальным коэффициентом $e^{j\beta_p d}$ из формулы (1). В момент возбуждения нормальной волны её фазовая скорость близка к скорости поперечных волн. Действительная часть выражения стоящего в показателе степени $j\beta_p$ для таких мод может быть в несколько раз меньше, чем у первой моды (рис.5). Поэтому, с увеличением глубины источника амплитуда последней моды преобладает над другими.

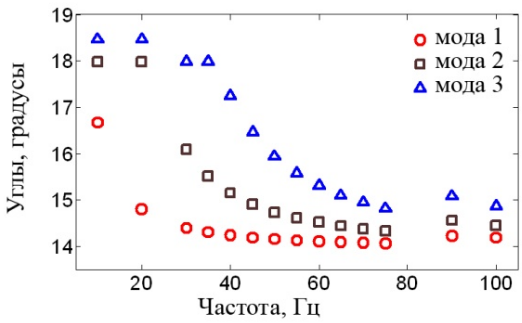

Рис. 4. Углы падения волн начиная с которых моды вносят вклад в акустическое поле

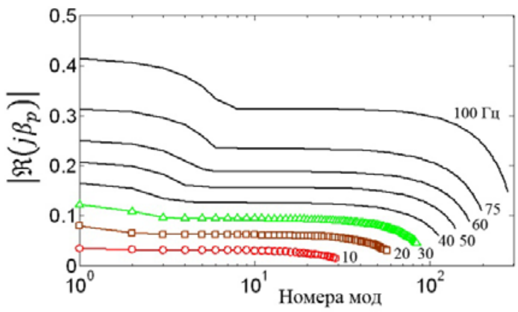

Рис. 5. Модальные коэффициенты поглощения

Каждая мода имеет угловую направленность, которая определяется фазовой скоростью мод и скоростью продольных волн в упругом полупространстве. С увеличением фазовой скорости угловая диаграмма направленности приобретает форму близкую к форме круга (рис.6).

ВЫВОДЫ

В окрестности до 1 км от эпицентра ГАЭ сигнал может быть записан в частотном диапазоне до 70-100 Гц. Линейные размеры источников, расположенных на глубинах до 10 км, способные сгенерировать такие частоты имеют угловую диаграмму направленности. Максимальное значение на диаграмме соответствует ортогональному направлению к линии протяженного источника. Анализ амплитудных коэффициентов мод показывает, что существенное преобладание имеет последняя мода, которая вносит основной вклад в сейсмоакустическое поле в дальней зоне.

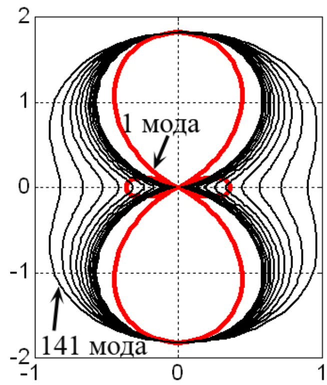

Рис. 6 Угловая диаграмма направленности для разных номеров мод с частотой 50 Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Собисевич Л. Е. Собисевич А. Л.* Сейсмогидроакустические квазипоперечные волны в системе «литосфера-океан-атмосфера» // Гідроакустичний журнал. – 2011. – № 8. – С. 12–25.
2. *Пустовитенко Б. Г., Пустовитенко А. А., Капитанова С. А., Калинюк И. В.* Очаговые параметры землетрясения 7 мая 2008г. в районе о.Змеиный (Западная часть шельфа Черного моря) // Сейсмологический бюллетень Украины за 2008 год. – Севастополь: НПЦ "ЭКОСИ-Гидрофизика". – 2010. – С. 20–27.
3. *Морозов В. Е., Сасорова Е. В.* Высокочастотные сигналы (40–110 Гц), предшествующие землетрясениям, по гидроакустическим данным на Тихоокеанском побережье Камчатки // Вулканология и сейсмология. – 2003. – № 4. – С. 64–74.
4. *Пекерис К.* Теория распространения звука взрыва в мелкой воде // Распространение звука в океане. – М.: Изд-во иностр. лит., 1951. – С. 48–156.
5. *Лапин А. Д.* Звуковое поле в жидком волноводе от монопольного и дипольного источников, расположенных в граничащем с волноводом твердом полупространстве // Акуст. журн. – 1993. –Т. 39, № 5. – С. 859–865.
6. *Соболев Г. А., Пономарев А. В.* Физика землетрясений и предвестники. – М.: Наука, 2003. –270 с.
7. *Ben-Menahem A.* Radiation of seismic surface-waves from finite moving sources // Bulletin of the Seismological Society of America. – 1961. – Vol. 51, № 3. – P. 401–435.
8. *Замаренова Л. Н., Скипа М. И.* Акустическая модель квазистационарных трасс. Часть 1 Концепция исследований // Гидроакустический журнал. – 2009. – №6. – С.10–23.
9. *Вольвовский И. С., Вольвовский Б. С.* Разрезы земной коры территории СССР по данным глубинного сейсмического зондирования. – М.: Советское радио, 1975.–267с.
10. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1973. – 343 с.