

УДК 534.231

Распространение акустических волн, индуцированных морскими землетрясениями

И. В. Калинюк

Отдел сейсмологии института геофизики им. С. И. Субботина НАН Украины,
Симферополь 95000. *E-mail: kalinyuki2010@gmail.com*

Аннотация. В статье рассмотрена трехслойная модель гидроакустического волновода с поглощением, состоящая из однородного слоя воды, однородного слоя жидких осадков и упругого полупространства, в котором расположен точечный источник. Численно решено дисперсионное уравнение, определены комплексные фазовые скорости. Исследовано влияние толщины осадочного слоя на фазовую скорость нулевой моды.

Ключевые слова: акустические волны, акустическая эмиссия, морские землетрясения.

1. Введение

Появление геоакустических шумов перед землетрясением является общеизвестным фактом [11,12,15,16,18,20]. Краткосрочный прогноз землетрясений, основанный на выделении гидроакустических сигналов, вызванных геоакустической эмиссией, является перспективным направлением в изучении физики предвестников землетрясений [12]. Согласно модели лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ) [20] последняя стадия образования главного разрыва может сопровождаться интенсивным выделением акустических волн в широком диапазоне частот. В [15] показано, что примерно за сутки до основного толчка возникают аномалии в записи сейсмоакустических шумов, амплитуда которых зависит от энергетического класса и местоположения возможного землетрясения. Экспериментально установлено, что сейсмоакустические сигналы в диапазоне частот от 40 до 75 Гц и длительностью от 3 до 4 секунд возникают перед землетрясением за 1 час и более [16]. Примерно в половине случаев перед сильным землетрясением выявлена акустическая эмиссия (АЭ). В остальных случаях АЭ выделить на записи практически невозможно. Акустическая эмиссия является результатом слабого разрушения среды (образования микротрещин) и высокочастотное акустическое поле быстро затухает из-за поглощения в среде [11]. Поэтому задача моделирования зон АЭ является актуальной. Для объяснения пространственного распределения зон АЭ в [18] предложена модель геоакустической эмиссии перед сильными сейсмическими событиями, которые определяются по уровням относительных деформаций. Если рассматривать АЭ как волновой процесс, то описание сейсмического волнового поля сведется к прямой задаче сейсмологии, т.е. к определению волнового поля

по известным параметрам среды и очага. Для изучения распространения акустических волн в зонах АЭ мы ограничимся трехслойной акустической моделью среды и очагом в виде точечного источника. Численные расчеты были произведены в диапазоне частот от 30 до 100 Гц. Выбор частотного диапазона исследования определен из экспериментальных данных [16].

2. Постановка задачи

В задачах акустики часто используются плоскопараллельные модели среды мелкого моря. Наиболее простыми и хорошо изученными являются модели Пекериса [17] и Шермана [21]. В модели Пекериса водный слой подстилает однородное жидкое полупространство. В модели Шермана полупространство состоит из однородной упругой среды.

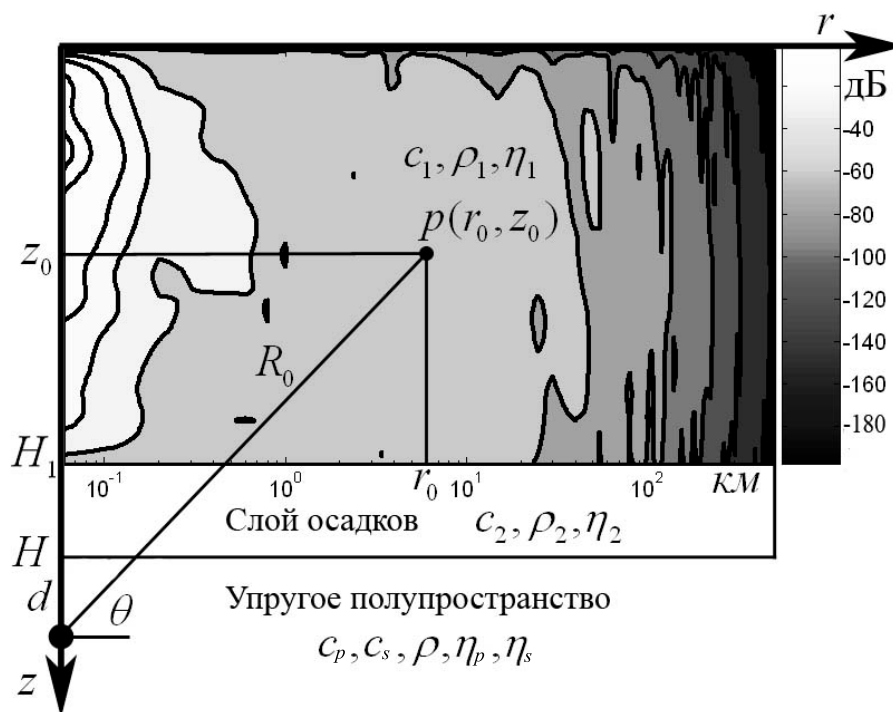


Рис. 1. Модель шельфовой части мелкого моря

Сравнение двух моделей, приведенное в [4,8,9], сводится к тому, что в модели Шермана существует поверхностная волна (нулевая мода), скорость которой определяется параметрами полупространства. Поверхностная волна может оказывать существенное влияние на уровень акустического поля, если скорость сдвиговых волн в упругом полупространстве больше 1 км/с. При малых скоростях сдвиговых волн акустическое поле определяется в основном теми же модами, что и в модели Пекериса. При этом учет нулевой моды также оказывается необходимым

в неоднородных средах с подводным звуковым каналом, в которых нулевая мода при определенных условиях может канализоваться [5]. Результаты, полученные в [4,5,8,9], справедливы для источника, расположенного в водном слое и могут оказаться неполными для случая, когда источник расположен в упругом полупространстве. В рассматриваемой задаче излучатель расположен именно там, на глубине порядка 20-40 км.

На формирование акустического поля в шельфовой части моря особо сильно влияют физико-механические параметры дна. При многократном отражении волн от верхнего слоя осадков усложняется интерференционная структура поля, происходит рассеивание энергии дном [1]. Верхние слои дна составляют неконсолидированные осадки, которые учитываются в модели в виде жидкого слоя с поглощением, при этом не принимаются во внимание сдвиговые волны [2]. Учитывая место расположения источника и существование слоя неконсолидированных осадков в море, можно сделать вывод, что двухслойная модель Шермана не подходит для исследования акустического поля на сравнительно высоких частотах.

В качестве среды рассмотрим трехслойную модель мелкого моря в радиально-симметрической цилиндрической системе координат с плоскопараллельными границами (рис.1), в которую введено поглощение. Под первым водным слоем мощностью H_1 расположен слой жидких осадков мощностью H_2 , который подстилает упругое полупространство. Общая толщина водного и осадочного слоя равна $H = H_1 + H_2$. 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.

Регистрация АЭ производится гидрофонами, расположенными в море на глубине z_0 и эпицентральной расстоянии r_0 от источника (рис.1). В упругое полупространство на глубину $z_1 = H + d$ от свободной поверхности помещен гармонический точечный источник, излучающий в среду только сферически-симметричные волны. Излучатель представляет собой пульсирующую сферу с частотой $\omega > 0$ и амплитудой излучаемых сферических волн Q , потенциал которых имеет вид [6,10]:

$$\Phi = \frac{Q}{R} e^{j(k_p R - \omega t)}, \quad (1)$$

где $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, $k_p = \omega/c_p$

Потенциал (1) можно записать через интеграл Зоммерфельда [3,22], который описывает цилиндрические волны:

$$\Phi = Q \exp(-j\omega t) \int_0^\infty \frac{\xi}{j\gamma} \exp(j\gamma|z|) J_0(\xi r) d\xi. \quad (2)$$

где $\gamma = \sqrt{k_p^2 - \xi^2}$, $\text{Im}(\gamma) > 0$.

Источник излучает продольные волны в твердую среду (рис.2). В результате преломления продольной волны на плоской границе возникает две новые продольные волны (P и SV волны с вертикальной поляризацией).

Обозначим через Φ_i потенциалы смещений в волновых уравнениях, которые описывают продольные $P(\Phi_{1,2,p})$ и поперечные $SV(\Phi_s)$ волны, распространяющиеся в среде:

$$\ddot{\Phi}_i = \frac{\Phi}{\rho} + C_i^2 \nabla^2 \Phi_i \quad (3)$$

Точечный источник, расположенный в упругом полупространстве, описывается функцией:

$$\Phi(r, z, t) = \frac{Q}{2\pi r} e^{-j\omega t} \delta(r) \delta(z - z_1), \quad (4)$$

где $\delta(\cdot)$ — дельта-функция Дирака. Для других слоев функция источника тождественно равна нулю.

На границах разделов двух сред должны выполняться следующие граничные условия:

граница «воздух – вода»:

$$\Phi_1 = 0, \quad z = 0 \quad (5)$$

граница «вода – осадки»:

$$\rho_1 \Phi_1 = \rho_2 \Phi_2, \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z}, \quad z = H_1 \quad (6)$$

граница «осадки – упругое полупространство»:

$$\frac{\partial \Phi_p}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi_s}{\partial r} \right) = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z}, \quad z = H \quad (7)$$

$$\sigma_{zr} = 0, \quad \sigma_{zz} = -\omega^2 \rho_2 \Phi_2, \quad (8)$$

где σ_{zr} , σ_{zz} — компоненты тензора напряжений.

Свободная верхняя граница описывается условием (5), а непрерывность нормальных смещений на границе «вода – жидкие осадки» определяется условием (6). На границе раздела «жидкость – твердое тело» справедливы условия (7)-(8), в которых нормальные смещения и напряжения непрерывны, а касательные напряжения отсутствуют.

Таким образом, решение (3)-(4) с граничными условиями (5)-(8), (14) представимо в виде [17,22]:

$$\Phi_1 = A \sin(\beta_1 z) J_0(\xi r) e^{-j\omega t}, \quad 0 \leq z \leq H_1 \quad (9)$$

$$\Phi_2 = [B \sin(\beta_2(z - H_1)) + C \cos(\beta_2(z - H_1))] J_0(\xi r) e^{-j\omega t}, \quad H_1 \leq z \leq H \quad (10)$$

$$\Phi_p = \left[\frac{Q\xi}{j\beta_p} e^{j\beta_p(H+d-z)} + E e^{j\beta_p(z-H)} \right] J_0(\xi r) e^{-j\omega t}, \quad H \leq z \leq H + d \quad (11)$$

$$\Phi_s = G e^{j\beta_s(z-H)} J_0(\xi r) e^{-j\omega t}, \quad H \leq z \leq \infty \quad (12)$$

$$\Phi_{p,1} = \left[\frac{Q\xi}{j\beta_p} + L \right] e^{j\beta_p(z-H-d)} J_0(\xi r) e^{-j\omega t}, \quad H + d \leq z \leq \infty \quad (13)$$

где $\beta_i^2 = (\omega/C_i)^2 - \xi^2$, $\text{Im}(\beta_i) > 0$.

Потенциалы $\Phi_p, \Phi_{p,1}$ описывают уходящую от источника цилиндрическую волну. Горизонтальная ось, проходящая через источник, рассматривается как граница раздела двух сред, на которой равны давления, а вертикальные скорости терпят разрыв. Эти условия можно представить в виде [17]:

$$\Phi_p = \Phi_{p,1}, \quad \frac{\partial \Phi_p}{\partial z} - \frac{\partial \Phi_{p,1}}{\partial z} = 2Q\xi J_0(\xi r) e^{-j\omega t}, \quad z = H + d \quad (14)$$

Подставляя и решая систему уравнений, находим коэффициент отражения A :

$$A = 2Qk_s^2 \xi e^{j\beta_p(H+d)} \frac{(k_s^2 - 2\xi^2)}{\beta_1 \Delta(\xi)} \quad (15)$$

где

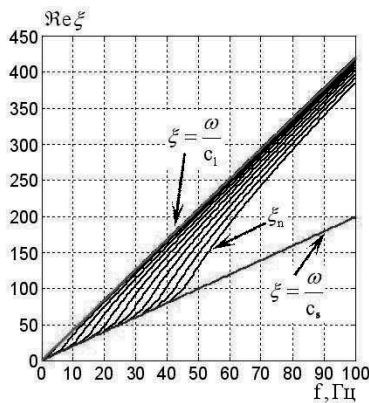
$$\Delta(\xi) = D(\xi) \cdot T(\xi) - i \frac{k_s^4 \rho_2 \beta_p}{\rho \beta_2} \cdot S(\xi) \quad (16)$$

$$T(\xi) = \cos(\beta_1 H_1) \cos(\beta_2 H_2) - \frac{\rho_1 \beta_2}{\rho_2 \beta_1} \sin(\beta_1 H_1) \sin(\beta_2 H_2) \quad (17)$$

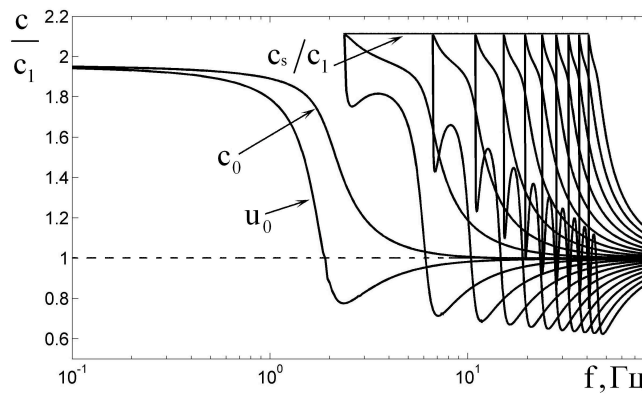
$$S(\xi) = \cos(\beta_1 H_1) \sin(\beta_2 H_2) + \frac{\rho_1 \beta_2}{\rho_2 \beta_1} \sin(\beta_1 H_1) \cos(\beta_2 H_2)$$

$$D = (2\xi^2 - k_s^2)^2 + 4\xi^2 \beta_p \beta_s \quad (18)$$

Формула (18) при $D = 0$ называется уравнением Рэля [7]. Значение корня уравнения совпадает со скоростью поверхностной волны Рэля. Выражение (16) при $\Delta(\xi) = 0$ является дисперсионным уравнением трехслойной модели среды, в которое входит формула (18). Корнями дисперсионного уравнения являются комплексные волновые числа ξ_n (рис.2а), по которым рассчитаны фазовые c_n , групповые u_n скорости (рис.2б) и модальные коэффициенты поглощения η_n [19]. Формулы (17) учитывают влияние осадочного слоя в модели.



(а) Волновые числа



(б) Групповые и фазовые скорости

Рис. 2. Дисперсия волн

При предельном переходе к двухслойной модели ($H_2 \rightarrow 0$) дисперсионное уравнение (16) преобразуется к дисперсионному уравнению для модели Шермана:

$$tg(\beta_1 H_1) = - \frac{D \beta_1 \rho}{k_s^4 \beta_p \rho_1} \quad (19)$$

Решение уравнения (16), в частном случае уравнения (19) описано в [21] и приведено на рис. 2а и 2б. При увеличении осадочного слоя ($H_2 \rightarrow \infty$) уравнение (16) сводится к дисперсионному уравнению двухслойной модели Пекериса для фазовых скоростей ($c_1 < c < c_2$) и модели Шермана для ($c_2 < c < c_s$):

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(\beta_1 H_1) &= \frac{\beta_1 \rho_2}{\beta_2 \rho_1}, \quad c_1 < c < c_2, \\ \operatorname{tg}(\beta_1 H_1) &= -\frac{D \beta_2 \rho}{k_s^4 \beta_p \rho_2}, \quad c_2 < c < c_s \end{aligned} \quad (20)$$

Волновые числа уравнения (20) свидетельствуют о разделении закона дисперсии на две части. Каждое уравнение определяется параметрами одной из границ «вода – осадки» или «осадки – упругое полупространство». В результате групповая скорость имеет два минимума [17].

3. Решение задачи

Для того, чтобы потенциалы (11) и (13) удовлетворяли условию (14) необходимо произвести интегрирование по всем значениям ξ от 0 до ∞ . Тогда потенциал смещения Φ_1 в водном слое будет иметь вид:

$$\Phi_1 = 2Qk_s^2 e^{-j\omega t} \cdot \int_0^\infty \frac{(k_s^2 - 2\xi^2) \sin(\beta_1 z)}{\beta_1 \Delta(\xi)} e^{j\beta_p(H+d)} J_0(\xi r) \xi d\xi \quad 0 \leq z \leq H_1 \quad (21)$$

Интеграл (21) вычисляется стандартным методом стационарной фазы [6]. Для асимптотической оценки интеграла произведем стандартную замену в (21) функции Бесселя на функцию Ханкеля по формуле из [6, с. 161]: $J_0(u) = \frac{1}{2}[H_0^{(1)}(u) + H_0^{(2)}(u)]$

После замены разобьем интеграл на два интеграла. В том из них, в котором есть множитель $H_0^{(2)}(u)$, заменим ξ на $-\xi$ и учтем, что $H_0^{(2)}(-u) = -H_0^{(1)}(u)$. Тогда объединяя два интеграла получим

$$\Phi_1 = Qk_s^2 e^{-j\omega t} \int_{-\infty}^\infty \frac{(k_s^2 - 2\xi^2) \sin(\beta_1 z)}{\beta_1 \Delta(\xi)} e^{j\beta_p(H+d)} H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi \quad (22)$$

Перепишем (22) используя асимптотическое представление функции Ханкеля. Для полученного интеграла найдем асимптотическое представление поля в волноводе на больших расстояниях методом стационарной фазы.

$$\Phi_1 = Qk_s^2 e^{-j(\omega t + \frac{\pi}{4})} \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \int_{-\infty}^\infty \frac{(k_s^2 - 2\xi^2) \sin(\beta_1 z)}{\beta_1 \Delta(\xi)} e^{j\beta_p z_0} \sqrt{\xi} e^{jR_0(\xi \cos(\theta) + \beta_p \sin(\theta))} d\xi \quad (23)$$

где $R_0 = \sqrt{r^2 + (H + d - z_0)^2}$, $\cos(\theta) = r/R_0$, $|\theta| < \pi/2$ Интеграла (23) раскладывается на сумму трех выражений [17]: интеграл по перевальному пути, интеграл по берегам разреза и сумму вычетов, которые задеваются при деформации исходного

контура. В [17] показано, что интеграл по перевальному пути убывает пропорционально r^{-2} , интеграл дающий боковую волну убывает по экспоненциальному закону, поэтому эти интегралы не дают вклад в дальнее поле. В (22) полюсы подынтегрального выражения являются корнями ξ_n дисперсионного уравнения (16) при условии, что

$$k_p / \cos(\theta) < \xi_n \tag{24}$$

Амплитуду нормальной волны в формуле (21) представим в асимптотическом виде:

$$\Phi_{1,n} = 2\pi j Q e^{-j\omega t} k_s^2 \frac{\sin(\beta_1 z)}{\beta_1} \frac{(k_s^2 - 2\xi_n^2)}{T'(\xi_n)} e^{j\beta_p(H+d)} \xi_n H_0^{(1)}(\xi_n r) \tag{25}$$

где $T'(\xi) = (\partial\Delta(\xi)/\partial\xi)_{\xi_n}$ Тогда поле в дальней зоне можно представить в виде:

$$\Phi_1 = 2\pi j Q e^{-j\omega t} k_s^2 \sum_{n=0}^N \frac{\sin(\beta_1 z)}{\beta_1} \frac{(k_s^2 - 2\xi_n^2)}{T'(\xi_n)} e^{j\beta_p(H+d)} \xi_n H_0^{(1)}(\xi_n r) \tag{26}$$

Полное акустическое поле задается суммой распространяющихся мод, суммой затухающих мод и боковой волной. Амплитуда боковой волны убывает с расстоянием по экспоненциальному закону [6,14]. Потери при распространении акустических волн, выраженные в децибелах, определяются по формуле:

$$TL = 20 \lg |\ddot{\Phi}_1(r) / \ddot{\Phi}_1(r \equiv 1)| \tag{27}$$

4. Результаты

На рис.1 приведены изолинии поля акустического давления, рассчитанные по формуле (27). Точечный источник расположен в упругом полупространстве на глубине $d = 20$ км. При расчетах были подобраны параметры модели таким образом, что бы полем боковой волны и затухающих мод можно пренебречь. Из дисперсионного уравнения для разных параметров модели среды найдены волновые числа. В таблице 1 приведены физико-механические параметры модели близкие к реальным. Для водного слоя $H_1 = 0.2$ км, $\rho_1 = 1.0$ г/см³, $c_1 = 1.50$ км/с, $\eta_1 = 10^{-4}$.

Таблица 1. Физико-механические параметры среды.

№	f	H_2	c_2	ρ_2	η_2	ρ	c_p	η_p	c_s	η_s
1	50	0.01	1.6	1.8	0.03	2.50	5.916	0.008	3.162	0.016
2	50	0.01	1.6	1.8	10^{-4}	2.50	5.916	0.008	3.162	0.016
3	70	0.05	1.6	1.7	0.03	2.50	5.916	0.003	3.162	0.008
4	30	0.05	1.6	1.8	0.06	2.50	5.916	0.008	3.162	0.016
5	30	0.0	2.0	1.8	0.016	2.75	6.000	0.004	3.500	0.014

Волновые числа нулевой моды при малой толщине осадочного слоя определяются, в основном, параметрами упругого полупространства и частотой источника. На рис. 3 показано изменение фазовой скорости нулевой моды при увеличении промежуточного слоя донных осадков. Фазовые скорости (шкала справа) при малой толщине слоя практически не отличаются. Для мощности осадков более 10-20м волновые числа имеют асимптотически устойчивое значение с минимальными модальными коэффициентами поглощения. При толстом слое осадков акустические волны, прошедшие в водный слой практически не взаимодействуют с границей упругого полупространства, фазовые скорости при этом изменяются не значительно. При уменьшении толщины слоя осадков появляется нижняя граница, из-за которой происходит диссипация энергии в слое осадков с частичным оттоком в нижнее полупространство. Как следствие происходит увеличение значений модальных коэффициентов поглощения.

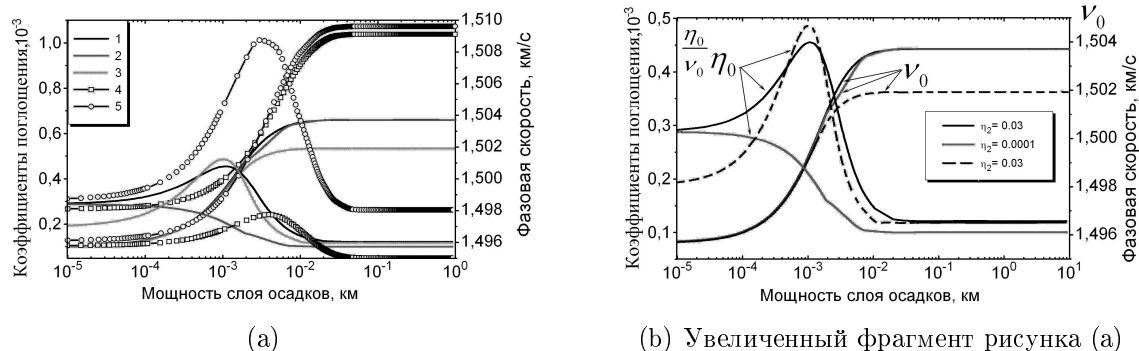


Рис. 3. Зависимость нулевой моды от толщины слоя осадков

В статье [14] не рассмотрен вопрос о зависимости нормальных мод от мощности осадочного слоя в случае трехслойной среды с поглощением. Для определения зависимости в среде MATLAB 7 разработана программа решения дисперсионного уравнения (16) численными методами минимизации с точностью до 10^{-10} . Из формулы (22) видно, что кроме геометрического расхождения и собственного затухания для всех нормальных волн, есть множитель, который связан с глубиной источника. По полученным волновым числам произведен расчет мнимой части (рис. 4). Из рисунка видно, что для каждой моды существует частота, на которой её амплитуда максимальна. При этом амплитуды распространяющихся нормальных волн больше амплитуды боковой волны, которая пропорциональна $\exp(-\sqrt{k_s^2 - k_p^2}d)$. Кроме этого, на больших частотах и глубинах источника амплитуда нулевой моды может оказаться больше амплитуд нормальных волн.

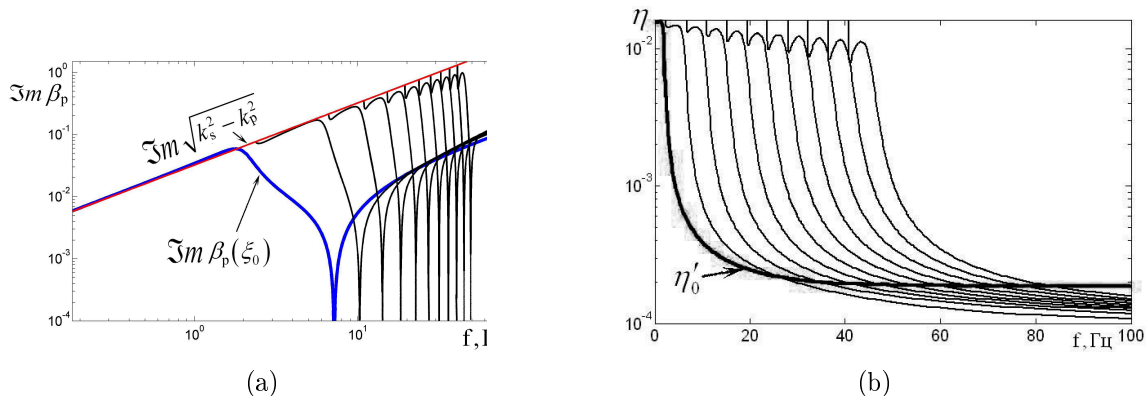
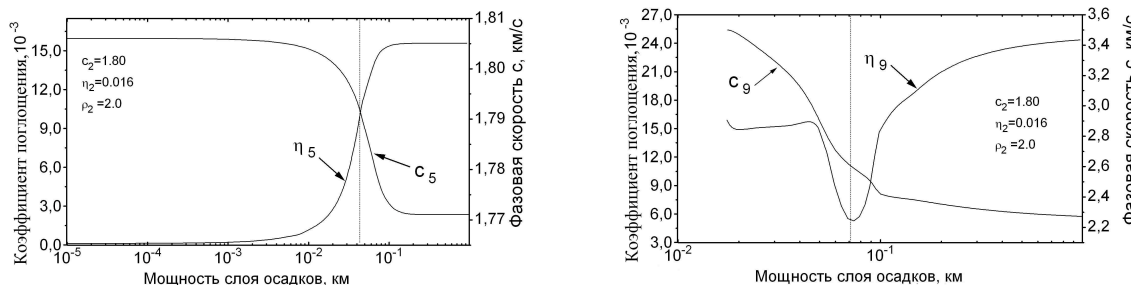


Рис. 4. Нулевая мода

Для мод с фазовыми скоростями большими скорости в слое осадков зависимость мощности осадочного слоя от фазовой скорости мод изменяется на убывающую (рис.5а). Графики рассчитаны для модели с частотой источника 30 Гц. На этой частоте возбуждаются 8 мод, но с увеличением толщины слоя осадков появляется девятая мода (рис. 5б) с большими значениями модальных коэффициентов затухания.



(а) Зависимость пятой моды от толщины слоя осадков

(б) Зависимость девятой моды от толщины слоя осадков

Рис. 5. Особенности волновых чисел в трехслойной модели с поглощением

Модальные коэффициенты поглощения квазираспространяющихся мод больше, чем у распространяющихся мод, но вклад этих мод в акустическое поле может оказаться различным в зависимости от параметров модели.

5. Выводы

1. При малых значениях толщины слоя неконсолидированных осадков (1-2 м) нулевая мода может рассматриваться как аналог поверхностной волны Стоунли в модели Шермана. Действительные и мнимые части волнового числа нулевой моды определяются параметрами упругого полупространства и слоя осадков. Значения модальных коэффициентов поглощения на частотах более 25 Гц оказываются больше, чем у мод с высшими номерами.

2. При больших значениях толщины слоя осадков модальный коэффициент поглощения нулевой моды принимает наименьшее значение по сравнению с модами высших номеров. Волновое число нулевой моды приближается к волновому числу первой распространяющейся моды в модели Пекериса.

3. Потери при распространении сигналов АЭ в воде меньше, чем в упругом полупространстве, что указывает на целесообразность сейсмического мониторинга АЭ в море.

4. С увеличением толщины слоя осадков, увеличивается общая глубина волновода, от которой зависит количество распространяющихся мод в волноводе. Начиная с некоторой толщины слоя осадков появляется старшая мода с большим модальным коэффициентом поглощения.

5. Для мод с фазовыми скоростями выше скорости в слое осадков зависимость мощности осадочного слоя от фазовой скорости мод изменяется на убывающую.

Список цитируемых источников

1. Агеева Н.С., Крупин В.Д. Влияние толщины слоя грунта на частотные характеристики мод в мелком море // Акуст. журн. — 1983. — Т. XXIX, №6. — С. 721–727.
2. Агеева Н.С., Крупин В.Д. Частотные характеристики нормальных волн в мелком море со слоистым поглощающим дном // Акуст. журн. — 1981. — Т. XXVII, №5. — С. 669–677.
3. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология: Теория и методы. — Т. 1: Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 520 с., ил.
4. Аленницын А.Г. Влияние волны Стоунли на акустическое поле точечного источника в слое жидкости, лежащей на упругом полупространстве // Акуст. журн. — 1987. — Т. XXXIII, №6. — С. 969–973.
5. Безруков А.В., Приходько В.Ю., Тютюкин В.В. Расчет характеристик нормальных волн мелкого моря с упругим дном (импедансный метод) // Акуст. журн. — 1987. — Т. XXXIII, №5. — С. 805–813.
6. Бреховский Л.М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973. — 343 с.
7. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. — М.: Наука, 1981. — 288 с.
8. Грудская О.Н. Численное исследование вклада различных частей акустического поля в моделях Пекериса и Шермана // Акуст. журн. — 1989. — Т. XXXV, №4. — С. 752–753.
9. Грудская О.Н. Влияние скорости поперечных волн в дне на распространение звука в мелком море // Акуст. журн. — 1989. — Т. XXXV, №6. — С. 1054–1058.
10. Исакович М.А. Общая акустика. — М.: Наука, 1973. — 495 с.
11. Купцов А.В. Изменение характера геоакустической эмиссии в связи с землетрясением на Камчатке // Физика Земли, — 2005. — №10. — С. 59–65.
12. Маранулеу Ю.В. Методы исследования высокочастотной геоакустической эмиссии. — Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ, 2008. — 105 с.
13. Маркушевич В.М. Волновые числа в задачах о колебаниях жидкого слоя на упругом полупространстве // Сб. науч. трудов. Вычислительная сейсмология. — М.: Наука, — 1989. — №22. — С. 146–153.

14. *Лавин 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.
15. *Ларионов И.А., Щербина А.О., Миценко М.А.* Отклик геоакустической эмиссии на процесс подготовки землетрясений в разных пунктах наблюдений // Серия Науки о Земле.- Петропавловск-Камчатский: Вестник КРАУНЦ. — 2005. — Т. 2, №6. — С. 108–115.
16. *Левин Б.В., Морозов В.Е., Сасорова Е.В. и др.* Выделение гидроакустических сигналов, индуцированных подводными землетрясениями в Тихом океане. — [http : //fcr.ocean.ru/component/option,com_docman/task,docview/gid,512/Itemid,484/](http://fcr.ocean.ru/component/option,com_docman/task,docview/gid,512/Itemid,484/): Отчет ИО РАН за 1999–2002гг. по теме 4.4.2. — С. 47–56.
17. *Пежерис К.* Теория распространения звука взрыва в мелкой воде // Распространение звука в океане. — М.: Изд-во иностр. лит., 1951. — С. 48–156.
18. *Пережогин А.С.* Моделирование зон геоакустической эмиссии. // Труды регион. науч. апатехнич. конференции. Геофизический мониторинг и проблемы сейсмической безопасности Дальнего Востока России: в 2 томах. — 2008. — Т.2, — С. 163–165.
19. *Сейсморазведка. Справочник геофизика* / Под ред. И.И. Гурвича, В.П.Ноконова. — М.: Недра, 1981. — 464 с.
20. *Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. — М.: Наука, 2003. — 270 с.
21. *Шерман Д.И.* О распространении волн в жидком слое, лежащем на упругом полупространстве.// Тр. Сейсмол. ин-та. — М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1945. — №115. — 43с.
22. *Ewing W.M, Jardetzky W.S., Press F.* Elastic waves in layered media. — N.Y., McGraw-Hill, 1957.

Получена 01.11.2011 Переработана 16.12.2011