

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ИНДУЦИРОВАННЫХ МОРСКИМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ

В статье рассмотрены две модели гидроакустического волновода с поглощением, состоящего 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; сейсмоакустическая эмиссия; морские землетрясения.

Краткосрочный прогноз землетрясений, основанный на выделении гидроакустических сигналов, вызванных геоакустической эмиссией является перспективным направлением в изучении физики предвестников землетрясений. [Марупуец и др., 2008].

Согласно модели лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ) [Соболев и др., 2003] последняя стадия образования главного разрыва может сопровождаться интенсивным выделением акустических волн в широком диапазоне частот. Экспериментально установлено, что сейсмоакустические сигналы в диапазоне частот от 40 до 75 Гц и длительностью от 3 до 4 сек. возникают перед землетрясением примерно за 1 час и более [Левин, 2002].

Высокочастотный сейсмоакустический сигнал при распространении может настолько затухнуть, что выделить это событие на фоне микросейсм, наземными сейсмостанциями даже на сравнительно малых расстояниях, практически невозможно. Из-за большого коэффициента поглощения волн в твердой среде по сравнению с водой. Например, в океане поглощение звука в воде на расстоянии до 1000 км можно не учитывать. Однако, для мелкого моря ситуация значительно усложняется тем, что необходимо учитывать взаимодействие волн с дном. В таких случаях местоположения пунктов мониторинга эмиссии играет важную роль.

В статье получена теоретическая оценка акустического поля для двух моделей среды с поглощением.

В качестве среды возьмем трехслойную модель мелкого моря с плоскопараллельными границами (рис.1). Под первым водным слоем $0 < z < H_1$ расположен слой жидких осадков $H_1 < z < H$, который подстилает упругое полупространство $H < z < \infty$. Для каждого слоя заданы параметры плотность ρ_i , скорость $v_i = c_i(1 - j\eta_i)$ и тангенс угла потерь (поглощение) η_i , $i = 1, 2, l, t$, который определяется физическими свойствами среды, а коэффициент затухания (к.з.) определяется из выражения $\alpha_i = 8.68k_i\eta_i$ [дБ/км]. Индексы l, t обозначают продольные и поперечные волны соответственно для полупространства.

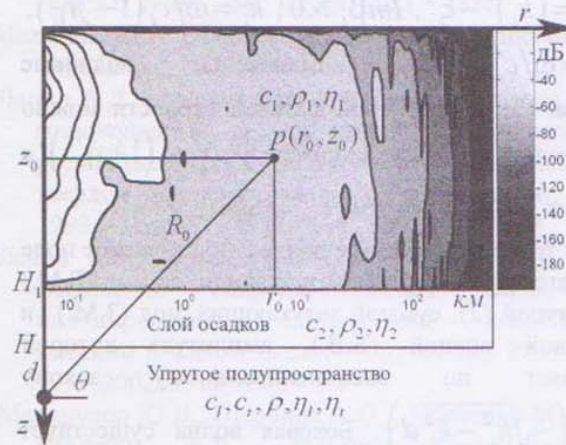


Рис. 1. Акустическое поле, рассчитанное для первой модели

Введем в модель с осевой симметрией цилиндрическую систему координат (r, θ, z) , где ось z направлена в нижнее полупространство. На глубине $z = H + d$ расположен излучатель с объемной скоростью V , излучающий с частотой ω продольные сферически-симметрические волны. Выражение для поля давления, которое создает излучатель, определяется по формуле [Исакович, 1973]:

$$p_0(r, z) = \omega \rho V \exp(j\omega(R/v_t - t)) / 4\pi jR, \quad (1)$$

$$\text{где } R = \sqrt{r^2 + (H + d - z)^2}$$

Акустическое поле от излучателя (1) в водном слое для описанной модели имеет вид [Лалин, 1993]:

$$p(r, z, t, \omega) = Q(t) \sum_{n=0}^N F(\xi_n, z) H_0^{(1)}(\xi_n r), \quad (2)$$

где

$$F(\xi, z) = \frac{\sin(\beta_1 H_1 z)}{\beta_1} \frac{(2\xi^2 - k_t^2) \cdot \xi}{\Delta(\xi)} e^{j\beta_1 d}, \quad (3)$$

$$\Delta(\xi) = D(\xi)T(\xi) + \frac{k_t^4 \rho_2 \beta_1}{\rho \beta_2} S(\xi), \quad (4)$$

$$D(\xi) = (2\xi^2 - k_t^2)^2 - 4\xi^2 \beta_l \beta_t, \quad (5)$$

$$T(\xi) = \cos(\beta_1 H_1) \cos(\beta_2 H_2) - \frac{\rho_1 \beta_2}{\rho_2 \beta_1} \sin(\beta_1 H_1) \sin(\beta_2 H_2) \quad (6)$$

$$S(\xi) = \cos(\beta_1 H_1) \sin(\beta_2 H_2) + \frac{\rho_1 \beta_2}{\rho_2 \beta_1} \sin(\beta_1 H_1) \cos(\beta_2 H_2) \quad (7)$$

$$Q(t) = A\omega^3 \rho V e^{-j\omega t} / 2c_i^2 \quad (8)$$

$\beta_i^2 = (k_i)^2 - \xi^2$, $Im\beta_i > 0$, $k_i = \omega/c_i(1 - j\eta_i)$, $\xi_n = \omega/c'_n(1 - j\eta'_n)$ – комплексные волновые числа. По комплексной фазовой скорости можно вычислить значение скорости $v_n = c'_n(1 + \eta_n'^2)$ и к.з.: $\alpha'_n = 8.68\omega\eta'_n/v_n c'_n$ [дБ/км].

В трехслойной среде полное акустическое поле задается суммой распространяющихся мод (Р.М.) формулой (2), суммой затухающих мод (З.М.) и боковой волной (Б.В.), амплитуда которой убывает по экспоненциальному закону $\exp(-\sqrt{k_i^2 - k_i'^2}d)$. Боковая волна существует при определенном условии $k_i/\cos(\theta) < k_i'$, где $\cos\theta = r_0/R_0$. Для рассматриваемых моделей полем боковой волны и затухающих мод можно пренебречь. Формула (4) является дисперсионным уравнением трехслойной среды, в которую входит уравнение Релея (5) [Викторов, 1981]. При предельном переходе к двухслойной модели дисперсионное уравнение (4) преобразуется к дисперсионному уравнению для модели Шермана. Решение дисперсионного уравнения для модели Шермана без поглощения рассмотрено в статье [Маркушевич, 1989]. Уравнение (4), для среды с поглощением, решено численными методами минимизации. Из (4) найдены комплексные фазовые скорости с точностью до 10^{-10} . Формулы (6,7) учитывает влияние промежуточного слоя в модели.

Вычисления произведены для двух моделей. Глубина $H_1 = 0.2\text{ км}$, плотность $\rho_1 = 1.0\text{ г/см}^3$, скорость звука $c_1 = 1.5\text{ км/с}$ и коэффициент поглощения $\eta_1 = 0.0001$ водного слоя одинаковые для двух моделей. Параметры слоя осадков для первой модели: $H_2 = 0.01\text{ км}$, $\rho_2 = 1.6\text{ г/см}^3$, $c_2 = 1.8\text{ км/с}$, $\eta_2 = 0.03$, и для второй $H_2 = 0.05\text{ км}$, $c_2 = 1.7\text{ км/с}$. Твердое полупространство представлено следующими параметрами среды: $\rho_2 = 2.5\text{ г/см}^3$, $c_1 = 5.916\text{ км/с}$, $c_i = 3.162\text{ км/с}$, $\eta_i = 0.008$, $\eta_i = 0.016$ и вторая $\eta_i = 0.003$,

$\eta_i = 0.008$. Точечный источник расположен в упругом полупространстве на глубине $d = 20\text{ км}$. Источник в первой модели излучает 50 Гц и второй модели 70 Гц. Циклическая частота источника определяет количество нормальных волн, которые могут распространяться в волноводе. Для первой модели их число равно 12 и 17 - для второй. Основной вклад в акустическое поле вносят Р.М. с к.з. от 0.18 и 0.29 дБ/км – нулевых мод соответственно моделям до 5.3 и 25.3 дБ/км – 12 и 17 моды. З.М. распространяются с к.з. большими, чем последние Р.М. Для Б.В. к.з. составляет 229 и 322 дБ/км соответственно. На рис.1 показаны линии уровня акустического поля, рассчитанные для первой модели.

В среде с поглощением первое слагаемое выражения (2) вносит существенный вклад в поле так, как с увеличением номера моды или частоты увеличивается тангенс углов потерь. Первое слагаемое – нулевая мода (аналог волны Стоунли), которая всегда существует и не имеет критической частоты [Викторов, 1981]. Комплексная фазовая скорость нулевой моды определяется, в основном, параметрами упругого полупространства и частотой источника. На рис. 2 показано изменение фазовой скорости нулевой моды при увеличении промежуточного слоя донных осадков.

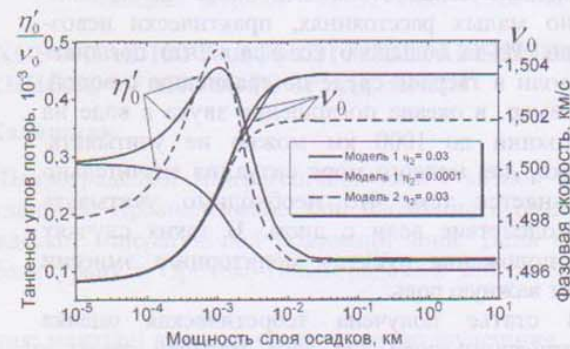


Рис.2. Зависимость фазовой скорости нулевой моды от мощности слоя осадков

Фазовые скорости (шкала справа) при малой толщине слоя в двух моделях практически не отличаются. Этот результат можно объяснить при построении графика фазовой скорости нулевой моды. Из рис. 2 видно что, для мощности осадков более 10м имеет асимптотически устойчивое значение с минимальными углами потерь, что увеличивает зону распространения акустических волн. При толстом слое осадков акустические волны, прошедшие в водный слой практически не взаимодействуют с границей твердого полупространства и фазовые скорости практически не изменяются. В этой случае волна Стоунли становится первой распространяющейся модой в модели Пекериса [Пекерис, 1951]. При умень-

шении толщины слоя появляется нижняя граница, благодаря которой происходит диссипация энергии в слое осадков с частичным оттоком в нижнее полупространство и как следствие увеличиваются тангенсы углов потерь фазовых скоростей. Положение максимума потерь зависит от затухания в слое осадков и частоты источника. Потери при распространении, выраженные в децибелах, определяются по формуле:

$$T = 20 \log_{10} \left| \frac{p(r)}{p(r=1)} \right|, \quad (9)$$

По формуле (9) для двух моделей рассчитаны потери, при распространении акустических волн, с учетом геометрического расхождения. Уменьшение давления на 60 дБ от эпицентра происходит для первой модели на расстоянии 97 км и на 85 км для второй (рис.1). Эта разница возрастает с увеличением уровня потерь. При этом тангенс угла потерь для нулевых мод двух моделей с частотами 50 и 70 Гц составил соответственно 0.00010 и 0.000114. На расстоянии 100 км от источника, сигнал затухнет в воде с частотой выше 70 Гц. Расчет акустического поля показал, что на этих частотах интенсивность акустического поля сильно зависит от геометрического расхождения волны, пропорционального $r^{-0.5}$.

Выполненные вычисления позволяют сделать следующие выводы:

1. Акустическое поле, в рассматриваемом диапазоне частот, в основном, зависит от геометрического расхождения, пропорции-онального $r^{-0.5}$.
2. Тангенс угла потерь нулевой моды содержит наименьшее значение среди всех распространяющихся мод. С увеличением частоты источника, увеличивается вклад нулевой моды в общее поле.

ПОШИРЕННЯ ГІДРОАКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ, ІНДУКОВАНИХ МОРСЬКИМИ ЗЕМЛЕТРУСАМИ

I. Калинюк

У статті розглянуті дві моделі гідроакустичного хвилеводу з поглинанням, що складається з однорідного шару води, однорідного шару рідких опадів і пружного півпростору, в якому розташований точкове джерело. Чисельно вирішено дисперсійне рівняння, визначені комплексні фазові швидкості. Досліджено вплив товщини осадового шару на фазову швидкість нульової моди.

Ключові слова: акустичні хвилі; сейсмоакустичних емісія; морські землетруси.

DISTRIBUTION HYDROACOUSTIC WAVES INDUCED SEA EARTHQUAKES

I. Kalinyuk

In this paper, two hydro acoustic waveguide model with absorption, which consists of a homogeneous layer of water, a uniform layer of liquid precipitation and an elastic half-space, which is a point source. Numerically solved the dispersion equation that defined the complex phase velocity. The influence of sediment thickness on the phase velocity of the zero mode.

Key words: acoustic waves; seismic acoustic emission; sea earthquake.

3. Потери нулевой моды в рассмотренных моделях (рис.1.) значительно меньше потерь при распространении объемных сейсмических волн в упругом полупространстве, что увеличивает зону регистрации акустических волн.

4. Нулевая мода при увеличении мощности слоя осадков становится первой распространяющейся модой в модели Пекериса.

Литература

- Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. –М.: Наука, 1981. –288с.
- Исакович М.А. Общая акустика. Учебное пособие. –М.: Наука, 1973. – 495с.
- Лапин А.Д. Звуковое поле в жидком волноводе от монопольного и дипольного источников, расположенных в граничащем с волноводом твердом полупространстве. // Акуст. журн. – 1993. –Том 39. – Вып. 5. –С.859–865.
- Левин Б.В., Морозов В.Е., Ссорова Е.В. и др. Выделение гидроакустических сигналов, индуцированных подводными землетрясениями в Тихом океане // Отчет ИО РАН за 1999-2002г.г. по теме 4.4.2
- Марапулец Ю.В., Щербина А.О., Мищенко М.А., Шадрин А.В. Методы исследования высокочастотной геоакустической эмиссии. Монография. – Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ. –2008. –105с.
- Маркушевич В.М., Федоров В.Е. Волновые числа в задачах о колебаниях жидкого слоя на упругом полупространстве. //Сб. науч. трудов. Вычислительная сейсмология. –1989. –Вып. 22. –С. 146-153.
- Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде. // Распространение звука в океане. – М.: Изд-во иностр. лит. –1951.
- Соболев Г.А. Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. –М.: Наука. –2003. –270с.