

Влияние неоднородных структур нижних слоев атмосферы на условия трансформации сейсмоакустических полей

Д.А. Преснов^{1,*}, А.В. Разин², А.Л. Собисевич^{1,†}, А.С. Шуруп^{3,1}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта Российской академии наук,
Россия, 123995, Москва, Б. Грузинская ул., д. 10, стр. 1

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Научно-исследовательский
радиофизический институт Министерства образования и науки Российской Федерации,
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики,
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 17.11.2014; Подписана в печать 15.12.2014)

Решена задача о возбуждении сейсмоакустических волн в системе однородное изотропное упругое полупространство — однородный газообразный слой — однородное газообразное полупространство при действии на поверхность упругой среды перпендикулярного к ней точечного гармонического силового источника. Данная система моделирует Землю, приземный слой воздуха с резким контрастом температуры и более высокие слои атмосферы. Получены выражения для волновых полей в виде интегралов Фурье — Бесселя. Основное внимание уделено исследованию акустических волн в газообразном полупространстве. Получено приближенное выражение для поля акустической волны в газообразном полупространстве, справедливое на больших по сравнению с длиной волны расстояниях от источника. Рассмотрен случай, когда скорость звука в слое больше скорости звука в газообразном полупространстве (при этом имеет место антиволноводное распространение акустических волн), а также случай низкоскоростного слоя, когда возникает приповерхностный рефракционный волновод. Представлены предварительные результаты натурных наблюдений сейсмоакустической волны вблизи поверхности земли, вызванной промышленным взрывом. Получены интегральные выражения для средних за период волны мощностей излучения акустической волны в трех разных областях газообразного полупространства. Выполнен численный анализ мощностей излучения акустических волн в случаях высокоскоростного и низкоскоростного приземных слоев.

PACS: 43.20.+g, 92.60.Fm, 93.85.Rt

УДК: 534.212+550.83.04

Ключевые слова: акустика слоистых сред, приповерхностный волновод, атмосфера, возбуждение волновых полей, естественные источники, взрывы, инфразвук, полевые наблюдения, геоакустика, сейсмоакустика, ионосфера, мощность излучения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Исследование сейсмоакустических волн, распространяющихся в системе Земля–атмосфера, необходимо для построения моделей литосферно–атмосферно–ионосферно–магнитосферных связей, что является в настоящее время одним из важнейших направлений в геофизике. Интерес к совместному рассмотрению сейсмоакустических волновых процессов, происходящих в различных слоях Земли (твердых, жидких) и ее атмосфере, обусловлен тем, что именно сейсмические и акустические волны распространяются всюду, начиная от земного ядра и кончая верхней ионосферой и, тем самым, играют существенную роль в переносе энергии между геосферами.

Сейсмоакустические волны в системе Земля — атмосфера могут возбуждаться при различных процессах естественного или антропогенного характера, сопровождающихся интенсивным энерговыделением.

Это могут быть взрывы, работа мощных технических устройств и механизмов, а также разного рода подвижки поверхности Земли, в частности, вызванные вулканической деятельностью [1, 2].

В реальных условиях свойства атмосферы меняются с высотой. Например, в тропосфере (до высоты порядка 10 км) температура воздуха падает в среднем на 6°С при подъеме на 1 км [3]. Однако наиболее резкие градиенты температуры воздуха имеют место в приземном слое атмосферы на высотах до нескольких десятков метров над поверхностью Земли. В связи с этим, значительный интерес представляет исследование влияния температурной неоднородности приземного слоя воздуха на формирование акустического поля, возникающего в атмосфере под действием мощных сейсмических источников (как естественного, так и антропогенного характера), с целью определения возможности более эффективной передачи звуковой энергии в ионосферу.

В работах [4, 5] представлены результаты экспериментального наблюдения акустических волн на расстоянии до 50 км от сейсмического вибратора, работающего в диапазоне 5–10 Гц, авторы сделали вывод, что дальнейшее распространение возможно при возникновении приповерхностного волнового канала вследствие

*E-mail: presnov@physics.msu.ru

†E-mail: alex@ifz.ru

температурной инверсии в ночное время суток. Аналитические решения при рассмотрении распространения волны вертикально вверх с учетом нелинейности получены в работе [6]. Группой ученых из Новосибирска разработана численная схема решения волновых уравнений в системе твердая Земля–атмосфера [7]. Практическая важность задачи связана с определением уровня шумов от аэропортов и современных автострад, при исследовании сейсмоионосферных явлений — в частности воздействия на ионосферную плазму.

Вопросы теории взаимодействия сейсмических волн в Земле и акустических волн в атмосфере возникают уже в рамках простых моделей, например, когда атмосфера и Земля являются однородными и заполняют два полупространства [8, 9]. Рассмотрение таких моделей позволяет детально изучить возбуждение и распространение различных типов объемных и поверхностных волн и получить относительно простые аналитические выражения для волновых полей и энергетических характеристик сейсмоакустического излучения.

Итак, пусть плоскость $z = 0$ декартовой системы координат совпадает с границей однородного изотропного твердого тела, занимающего полупространство $z > 0$ и характеризуемого плотностью ρ_2 , скоростью продольной c_l и поперечной c_t волн. Упругое полупространство покрыто однородным газообразным слоем, $-H < z < 0$, имеющим плотность ρ_0 и скорость звука c_0 и граничащим с однородным газом, заполняющим полупространство $z < -H$. Плотность газообразного полупространства и скорость звука в нем обозначим посредством ρ_1 и c_1 соответственно (рис. 1).

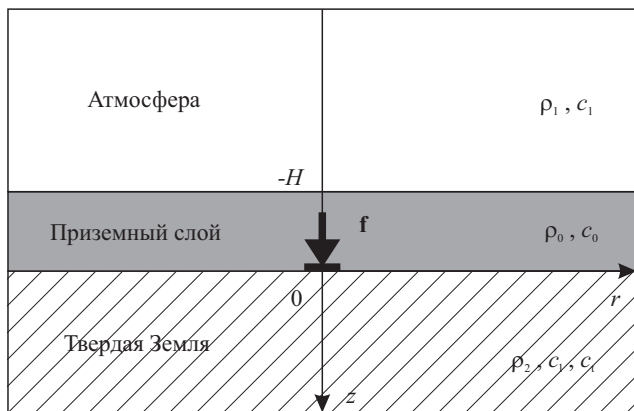


Рис. 1: Геометрия рассматриваемой модели слоистой среды

Будем считать все три среды идеальными, не принимая во внимание влияние вязкости. Кроме того, будем пренебрегать действием силы тяжести. Это справедливо для волн, частота которых существенно превышает частоту Брента–Вяйсяля, т. е. данное приближение заведомо пригодно для частот порядка десятых долей герца и выше.

Для описания волновых полей в изотропной упругой среде будем пользоваться известным уравнением

Ламе, после подстановки в которое компонент тензора напряжений, выраженных через смещения

$$\sigma_{ij} = \lambda \operatorname{div} \mathbf{u}_2 \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_{2i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{2j}}{\partial x_i} \right),$$

получим волновое уравнение для потенциалов смещений ψ_2 и \mathbf{A} ($\mathbf{u}_2 = \operatorname{grad} \psi_2 + \operatorname{rot} \mathbf{A}$) [10]. Здесь λ и μ — параметры Ламе. В газообразных средах волновое уравнение для смещений получается на основе линеаризованных уравнений гидродинамики [11]. Подставляя в эти уравнения смещение и давление в виде потенциалов $\mathbf{u}_{0,1} = \operatorname{grad} \psi_{0,1}$, $p_{0,1} = -\rho_{0,1} \frac{\partial^2 \psi_{0,1}}{\partial t^2}$ для соответствующих сред, имеем волновые уравнения [9]:

$$\Delta \psi_1 - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial t^2} = 0, \quad \Delta \psi_0 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \psi_2 - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} = 0, \quad \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

где $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho_2}$, $c_t = \sqrt{\mu/\rho_2}$ — скорости продольных и поперечных волн выражаются через плотность и параметры твердого полупространства. Для решения этих уравнений необходимо задать условия на границах раздела сред:

$$p_0|_{z=-H} = p_1|_{z=-H}, \quad u_{0z}|_{z=-H} = u_{1z}|_{z=-H}, \quad (3)$$

$$u_{0z}|_{z=0} = u_{2z}|_{z=0},$$

$$\sigma_{xz}|_{z=0} = -f_x(x, y, t), \quad \sigma_{yz}|_{z=0} = -f_y(x, y, t), \quad (4)$$

$$\sigma_{zz}|_{z=0} + p'_0|_{z=0} = -f_z(x, y, t),$$

а также условия излучения на бесконечности.

Рассмотрим действие на поверхность упругого полупространства нормального к ней точечного гармонического силового источника:

$$f_z(x, y, t) = f_0 \delta(x) \delta(y) e^{-i\omega t}, \quad (5)$$

где f_0 — амплитуда приложенной силы, в дальнейшем значение амплитуды будем везде использовать 100 кН, что соответствует мощнейшим сейсмическим вибраторам; $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота воздействия. В случае точечного источника удобно перейти к цилиндрическим координатам (r, φ, z) . Из соображений симметрии ясно, что смещения в твердой среде могут иметь только r - и z -компоненты. При этом векторный потенциал можно выбрать в виде $\mathbf{A} = A e_{\varphi}$, где e_{φ} — орт оси φ .

2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

Решая волновые уравнения методом интегральных преобразований, получаем выражения для потенциа-

лов в виде интегралов Фурье — Бесселя (временную зависимость в виде $e^{-i\omega t}$ для краткости писать не будем):

$$\psi_1 = -\frac{f_0\omega^2}{\pi\rho_2c_t^4} \int_0^\infty \frac{\kappa_l}{D(k)} e^{i\kappa_0 H - i\kappa_1(z+H)} J_0(kr)k dk, \quad (6)$$

$$\psi_0 = -\frac{f_0\omega^2}{2\pi\rho_2c_t^4} \int_0^\infty \frac{\kappa_l}{\kappa_0 D(k)} \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \kappa_0 - \kappa_1 \right) e^{i\kappa_0(z+2H)} + \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \kappa_0 + \kappa_1 \right) e^{-i\kappa_0 z} \right] J_0(kr)k dk, \quad (7)$$

$$\psi_2 = \frac{f_0}{2\pi\rho_2c_t^2} \int_0^\infty \frac{(k_t^2 - 2k^2)}{D(k)} \left[\kappa_1 (1 + e^{2i\kappa_0 H}) + \frac{\rho_1}{\rho_0} \kappa_0 (1 - e^{2i\kappa_0 H}) \right] e^{i\kappa_l z} J_0(kr)k dk, \quad (8)$$

$$A = \frac{if_0}{\pi\rho_2c_t^2} \int_0^\infty \frac{\kappa_l}{D(k)} \left[\kappa_1 (1 + e^{2i\kappa_0 H}) + \frac{\rho_1}{\rho_0} \kappa_0 (1 - e^{2i\kappa_0 H}) \right] e^{i\kappa_l z} J_1(kr)k^2 dk, \quad (9)$$

В (6)–(9) введены следующие обозначения:

$$D(k) = \kappa_1(1 + e^{2i\kappa_0 H}) \left[R_0(k) + \frac{\rho_1}{\rho_2} k_t^4 \frac{\kappa_l}{\kappa_1} \right] + \frac{\rho_1}{\rho_0} \kappa_0(1 - e^{2i\kappa_0 H}) \left[R_0(k) + \frac{\rho_0^2}{\rho_1\rho_2} k_t^4 \frac{\kappa_1\kappa_l}{\kappa_0^2} \right], \quad (10)$$

$$R_0(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 + 4k^2\kappa_l\kappa_t, \quad \kappa_{l,t} = \sqrt{k_{l,t}^2 - k^2}, \quad \kappa_{0,1} = \sqrt{k_{0,1}^2 - k^2},$$

$k_{l,t} = \omega/c_{l,t}$, $k_{0,1} = \omega/c_{0,1}$ — волновые числа продольной и поперечной волн в твердом теле, а также акустических волн в газообразных средах, $J_0(kr)$ и $J_1(kr)$ — функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядков.

Подынтегральные выражения в (6) и в (8), (9) имеют вид волн, уходящих в области $z \rightarrow -\infty$, $z \rightarrow \infty$ соответственно от границ $z = -H$ и $z = 0$. Подынтегральные выражения в (7) имеют вид волн, отраженных от двух границ газообразного слоя $z = 0$ и $z = -H$.

Уравнение

$$D(k) = 0 \quad (11)$$

представляет собой дисперсионное уравнение для поверхностных волн в системе упругое полупространство–газообразный слой–газообразное полупространство. Отметим, что в предельных случаях, приводящих к математическим моделям при отсутствии слоя, отсутствии газообразного полупространства или отсутствии атмосферы вовсе уравнение (11) переходит в известные уравнения [13] для описания поверхностных волн Стоунли и Рэлея на границах раздела сред.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Решения дисперсионного уравнения (11) существенным образом зависят от акустических параметров сред. Численный анализ показал, что в случае, когда скорость звука в слое больше, чем скорость звука в газообразном полупространстве $c_0 > c_1$, при относительно малых толщинах слоя дисперсионное уравнение может не иметь действительных решений. Если же толщина слоя составляет несколько длин звуковой волны в нем, то решением уравнения (11) является волновое число волны Стоунли на границе упругого полупространства и газообразного полупространства, у которого акустические параметры равны соответствующим параметрам слоя.

В случае, когда скорость звука в слое меньше, чем скорость звука в газообразном полупространстве, $c_0 < c_1$, анализ дисперсионного уравнения (11) показывает, что оно всегда имеет действительные корни. Если слой является относительно тонким, т. е. его толщина меньше или порядка длины звуковой волны в нем, то

дисперсионное уравнение удобно представить в виде:

$$D_1(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - k_t^2} \sqrt{k^2 - k_t^2} + \frac{\rho_0 k_t^4 \sqrt{k^2 - k_1^2}}{\rho_2 \sqrt{k_0^2 - k^2}} \operatorname{tg}(H \sqrt{k_0^2 - k^2}) + \frac{\rho_1 k_t^4 \sqrt{k^2 - k_1^2}}{\rho_2 \sqrt{k^2 - k_1^2}} - \frac{\rho_1 \sqrt{k_0^2 - k^2}}{\rho_0 \sqrt{k^2 - k_1^2}} \operatorname{tg}(H \sqrt{k_0^2 - k^2}) \left[(2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2 \sqrt{k^2 - k_t^2} \sqrt{k^2 - k_t^2} \right] = 0. \quad (12)$$

Отметим, что уравнение (12) является чисто действительным.

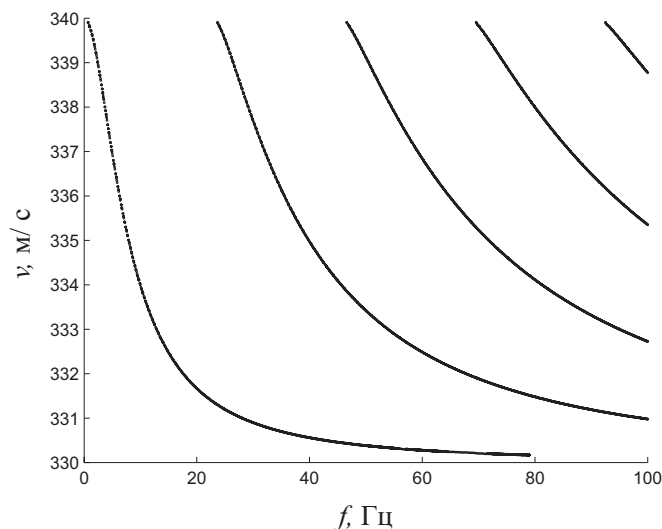


Рис. 2: Дисперсионные зависимости для низкоскоростного слоя $c_0 = 330$ м/с; $c_1 = 340$ м/с, толщиной $H = 30$ м

На рис. 2 представлен характерный вид дисперсионных кривых. Решения дисперсионного уравнения (12)

представляют собой нормальные волны (моды). При этом скорость первой (фундаментальной моды) меняется от скорости волны Стоунли на границе твердого тела и газа с акустическими параметрами верхнего полупространства на низких частотах (при этом приземный слой очень тонкий по сравнению с длинами волн), до скорости волны Стоунли на границе твердого тела и газа с акустическими параметрами приземного слоя на высоких частотах (слой акустически толстый). Скорости второй моды и мод более высоких номеров меняются с ростом частоты от скорости акустической волны в газообразном полупространстве до скорости акустической волны в слое.

4. ПОЛЕ АКУСТИЧЕСКИХ МОД В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ РЕФРАКЦИОННОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим поле акустических мод в приземном слое в случае, когда скорость звука в нем ниже, чем скорость звука в полупространстве, и возникает приповерхностный рефракционный волновод. В интегральном выражении (7) для потенциала смещений в слое заменим функцию Бесселя на функцию Ханкеля, причем для последней используем асимптотику при больших значениях аргумента [12]. Звуковое давление в слое запишется в следующем интегральном виде:

$$p_0 = -\frac{\rho_0 \omega^4 f_0}{4\pi \rho_2 c_t^4} \sqrt{\frac{2}{\pi r}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \int_{\infty e^{i\pi}}^{\infty} \frac{q_l \left[\frac{\rho_1}{\rho_0} \kappa_0 \cos \kappa_0 (z + H) + q_1 \sin \kappa_0 (z + H) \right]}{\kappa_0 q_1 \cos \kappa_0 (z + H) D_1(k)} e^{ikr} \sqrt{k} dk, \quad (13)$$

где $q_{l,1} = \sqrt{k^2 - k_{l,1}^2}$. Поле акустических мод получается из (13) путем вычисления вычетов в полюсах подынтегрального выражения. Полюса определяются из дисперсионного уравнения (12).

Для моды с номером m из (13) получаем следующее выражение для акустического давления:

$$p_m = -\frac{\rho_0 \omega^4 f_0}{\rho_2 c_t^4} \sqrt{\frac{k_m}{2\pi r}} e^{i\frac{\pi}{4}} e^{ik_m r} \frac{\sqrt{k_m^2 - k_1^2}}{\sqrt{k_0^2 - k_m^2} \sqrt{k_m^2 - k_1^2} \cos [(z + H) \sqrt{k_0^2 - k_m^2}]} \times \left\{ \frac{\rho_1}{\rho_0} \sqrt{k_0^2 - k_m^2} \cos \left[(z + H) \sqrt{k_0^2 - k_m^2} \right] + \sqrt{k_m^2 - k_1^2} \sin \left[(z + H) \sqrt{k_0^2 - k_m^2} \right] \right\} \frac{1}{D_1'(k_m)}, \quad (14)$$

здесь штрих обозначает производную функции по переменной k . Полное акустическое поле в волноводе на значительном расстоянии от источника представляет собой сумму полей мод.

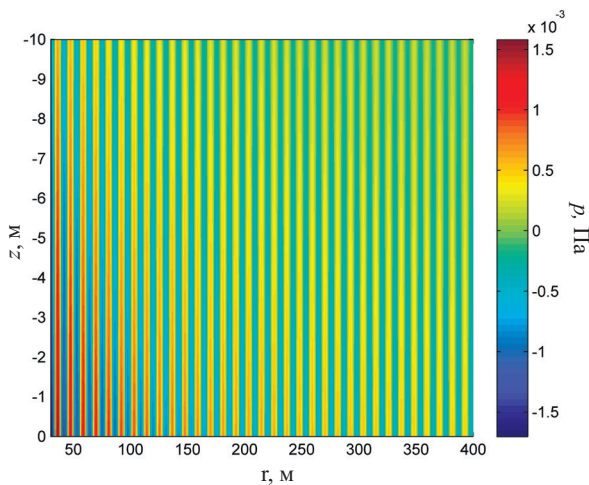


Рис. 3: Акустическое поле в приповерхностном волноводе (1 мода). Частота синусоидального источника $f = 30$ Гц, толщина слоя $H = 10$ м

Результаты численного анализа, представленные на рис. 3 получены с использованием следующих параметров сред: плотность твердого тела составляет $\rho_2 = 1000$ кг/м³, а плотности газообразных слоя и полупространства равны соответственно $\rho_0 = 1,3$ кг/м³ и $\rho_1 = 1,29$ кг/м³. Скорости поперечных и продольных волн в твердом теле составляют $c_t = 1000$ м/с и $c_l = 1732$ м/с, а газообразные слой и полупространство характеризуются скоростями звука $c_0 = 330$ м/с и $c_1 = 340$ м/с. На графике рис. 3 изображено пространственное распределение акустического давления в приповерхностном слое атмосферы при наличии точечного источника, возбуждающего синусоидальную волну на частоте $f = 30$ Гц, при толщине низкоскоростного слоя $H = 10$ м. В таких условиях, согласно (12) образуется лишь одна фундаментальная мода.

Полученное решение позволяет полностью описывать дальнейшее распространение нормальных акустических волн (возбуждаемых сейсмическими источниками) в волновом канале, расположенном вблизи поверхности земли.

5. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

13 декабря 2013 года коллективом авторов данного исследования проводились полевые работы по регистрации сейсмоакустических сигналов от удаленного подземного взрыва заряда тринитротолуола на горно-обогатительном карьере (Мурманская область,

Россия). В точке приема колебаний, на расстоянии ~ 8830 м от взрыва, был установлен широкополосный молекулярно-электронный сейсмометр Хемотрон [14] и над ним на высоте 0,5 м на подвесе размещен микрофон Briel&Kjaer [15]. Для синхронизации записей использовалась серия хлопков рядом с точкой. Необработанные записи датчиков акустического и сейсмического сигналов представлены на рис. 4.

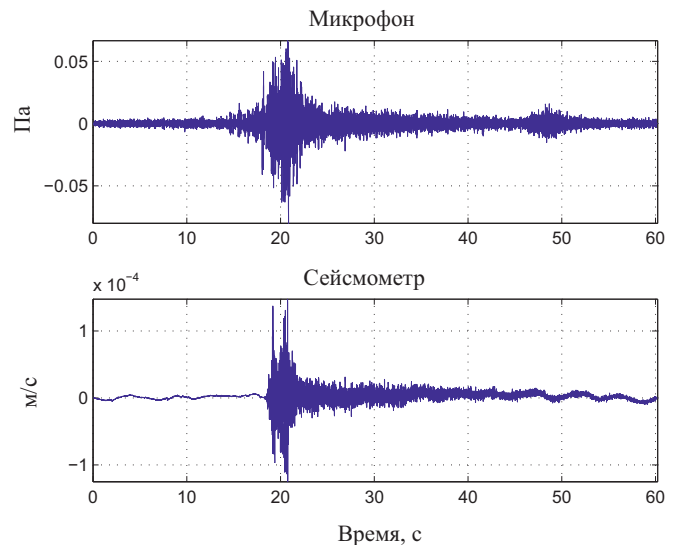


Рис. 4: Записи промышленного взрыва в карьере

Несмотря на то, что скорость продольных волн в твердой земле значительно превышает скорость звуковых волн в воздухе на рис. 4 видно, что одновременно с приходом сейсмической волны фиксируется и возмущение приповерхностного слоя атмосферы.

Для более подробного исследования записей, выделим на них пятисекундные участки соответствующие непосредственно взрыву и построим их спектрограммы с использованием непрерывного вейвлет преобразования. В качестве материнского вейвлета используется вейвлет Морле. Красный цвет соответствует малым значениям вейвлет коэффициента, синий — максимальным. Чем больше коэффициент — тем выше степень похожести исследуемого сигнала на материнскую функцию.

Согласно рис. 5, на котором изображена запись взрыва на микрофон, акустический сигнал сильно зашумлен, причем спектр полезного сигнала имеет широкий частотный диапазон и пересекается со спектром помехи, а это затрудняет использование фильтров.

Похожую картину можно наблюдать и на рис. 6, на котором отображена спектрограмма сейсмических колебаний. Несмотря на то, что выделение волновой формы на акустической и сейсмической записях промышленного взрыва в карьере затруднено, спектрограммы позволяют сделать ряд выводов о произошедшем событии. Во-первых, необходимо отметить что взрыв был не единственный, а проводилась серия взрывов что отчетливо видно по нескольким максимумам на спек-

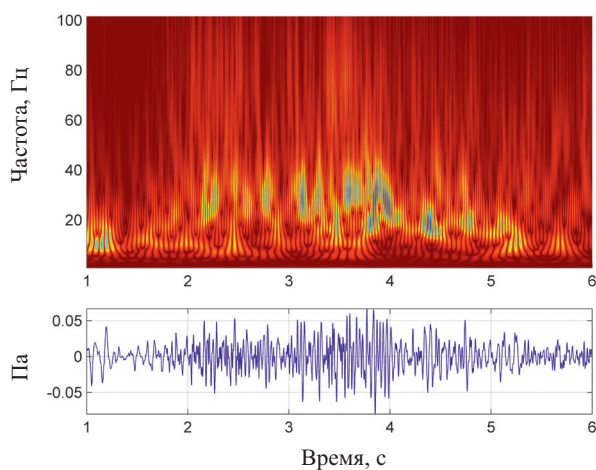


Рис. 5: Спектрограмма взрыва — микрофон

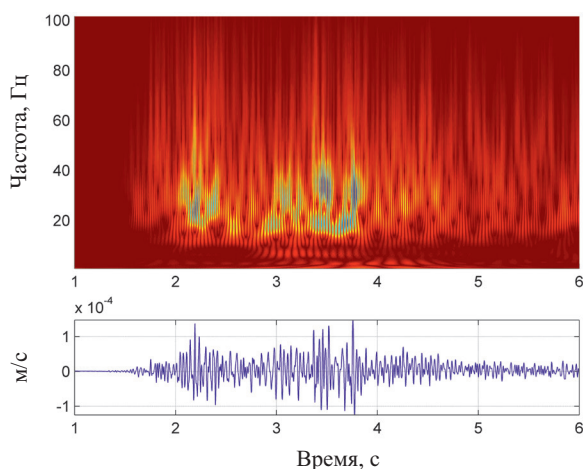


Рис. 6: Спектрограмма взрыва — сейсмометр

трограммах, к тому же после основного события про-

$$p_1 \approx -\frac{if_0\rho_1\omega^4 k_1 \cos\theta \sqrt{k_l^2 - k_1^2 \sin^2\theta}}{\pi\rho_2 c_t^4 D(k_1 \sin\theta)} e^{iH(\sqrt{k_0^2 - k_1^2 \sin^2\theta} - k_1 \cos\theta)} \frac{\exp(ik_1 R)}{R}. \quad (16)$$

Обсуждение пределов применимости формулы (16) при произвольных углах θ выходит за рамки настоящей статьи. Пример численного исследования этого соотношения при тех же параметрах сред, что и в четвертом разделе приведен на рис. 7.

Согласно рис. 7, наличие приземного слоя атмосферы толщиной $H = 10$ м с отличными от полупространства параметрами приводит к уменьшению амплитуды колебаний в вертикальном направлении при приближении

должительное время регистрируются более слабые по интенсивности колебания земной поверхности, вызванные, по видимому, обрушением горной породы.

В результате можно сделать вывод, что сейсмическая поверхностная волна, возбуждаемая взрывом, и порождаемая ею акустическая волна, неудобны для анализа из-за широкого частотного спектра. Но, тем не менее, могут быть использованы для первичного определения параметров сейсмического события.

6. ПОЛЕ И МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Наибольший интерес представляют оценки акустической мощности, передаваемой в верхние слои атмосферы при работе наземного сейсмического источника. Для анализа поля сферической акустической волны в газообразном полупространстве, которое моделирует более высокие слои атмосферы, в подынтегральном выражении (6) перейдем от функции Бесселя к функции Ханкеля:

$$\psi_1 = -\frac{f_0\omega^2}{2\pi\rho_2 c_t^4} \int_{\infty e^{i\pi}}^{\infty} \frac{\kappa_\ell}{D(k)} e^{i\kappa_0 H - i\kappa_1(z+H)} H_0^{(1)}(kr) k dk, \quad (15)$$

где $H_0^{(1)}(kr)$ — функция Ханкеля первого рода нулевого порядка.

Переходя в интеграле (15) к сферическим координатам $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$, $\theta = \arccos(|z|/R)$ (угол θ отсчитывается от вертикальной оси) и, вычисляя его методом стационарной фазы [16], получаем приближенное выражение для потенциала смещений в акустической волне в газообразном полупространстве на больших расстояниях от источника. Соответствующее этому потенциалу звуковое давление как в случае $c_0 < c_1$, так и в случае $c_0 > c_1$ имеет вид:

к слою. Причем, если вдоль поверхности образуется волновой канал, то амплитуда спадает плавно, в то время как при высокоскоростном слое можно видеть достаточно резкое уменьшение амплитуды.

Плотность потока мощности излучения в акустической волне дается выражением

$$I_1 = \frac{|p_1|^2}{2\rho_1 c_1}. \quad (17)$$

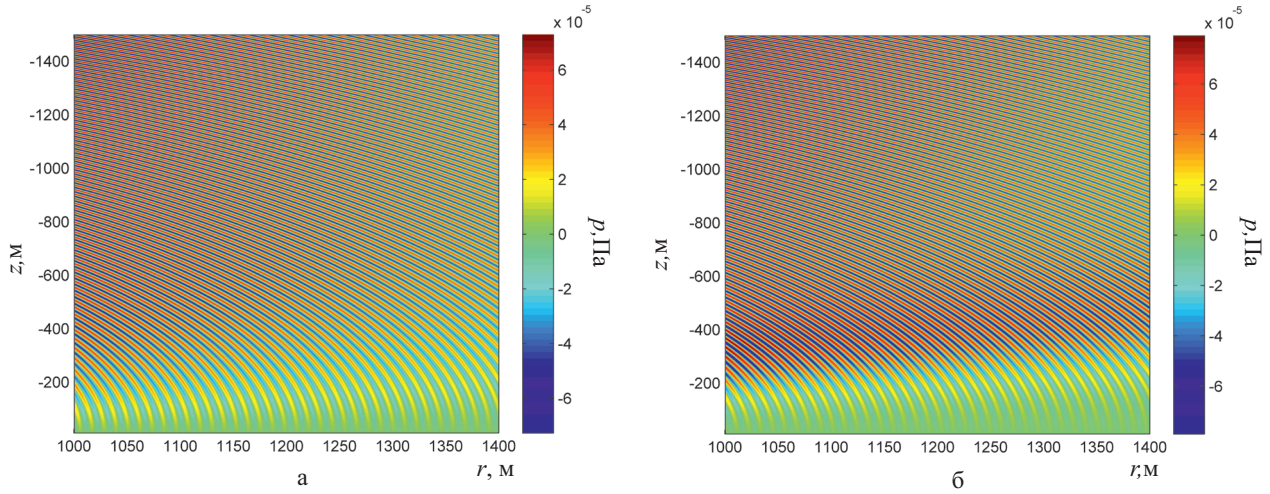


Рис. 7: Акустическое поле в верхней атмосфере на большом расстоянии от источника. Частота синусоидального источника $f = 30$ Гц, толщина слоя $H = 10$ м. а – при наличии волновода $c_0 = 330$ м/с; $c_1 = 340$; б – высокоскоростной слой $c_0 = 350$ м/с; $c_1 = 340$.

Отметим, что в отсутствие газообразного слоя, $H = 0$, плотности потока мощности излучения, рассчитанные по формуле (17) переходят в известные [9] выражения для случая контакта упругого и газообразного полупространств. Для вычисления мощности излучения акустической волны необходимо вычислить поток мощности через полусферу радиуса R :

$$W_1 = 2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} I_1(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (18)$$

При вычислении интеграла (18) необходимо учесть, что интервал интегрирования $0 \leq \theta \leq \pi/2$ нужно разбить на три области в случае $c_0 < c_1$ и на четыре

области в случае $c_0 > c_1$. Наибольший интерес представляют расчеты мощности излучения акустической волны в области I ($0 \leq \theta < \arcsin(c_1/c_0)$), где распространение волны происходит в направлениях, близких к вертикали. Излучаемую мощность удобно представить в виде

$$W_1^{(I)} = \frac{f_0^2 \omega^2}{4\pi \rho_2 c_1^3} \tilde{W}_1^{(I)}, \quad (19)$$

где $\tilde{W}_1^{(I)}$ – численный коэффициент, который дается следующим интегральным выражением:

$$\tilde{W}_1^{(I)} = 4 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\nu_1}{n^3} \int_0^{\arcsin(c_1/c_0)} \frac{\nu_1^2 (n^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{|D_1^{(I)}(\theta)|^2}. \quad (20)$$

В (20) введены обозначения:

$$\begin{aligned} |D_1^{(I)}(\theta)|^2 = & \left\{ \nu_1 \left[1 + \cos \left(2k_t H \sqrt{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \right) \right] S_{12}^{(I)}(\theta) \cos \theta + \right. \\ & \left. + \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \left[1 - \cos \left(2k_t H \sqrt{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \right) \right] \times \left[R_1^{(I)}(\theta) + \frac{\rho_0^2}{\rho_1 \rho_2} \frac{\nu_1 \sqrt{n^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \cos \theta}{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \right] \right\}^2 + \\ & + \sin^2 \left(2k_t H \sqrt{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \right) \left\{ \nu_1 S_{12}^{(I)}(\theta) \cos \theta - \right. \\ & \left. - \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \left[R_1^{(I)}(\theta) + \frac{\rho_0^2}{\rho_1 \rho_2} \frac{\nu_1 \sqrt{n^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \cos \theta}{\nu_0^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \right] \right\}^2, \end{aligned} \quad (21)$$

$$S_{12}^{(I)}(\theta) = R_1^{(I)}(\theta) + \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\sqrt{n^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta}}{\nu_1 \cos \theta},$$

$$R_1^{(I)}(\theta) = (1 - 2\nu_1^2 \sin^2 \theta)^2 + 4\nu_1^2 \sin^2 \theta \sqrt{n^2 - \nu_1^2 \sin^2 \theta} \sqrt{1 - \nu_1^2 \sin^2 \theta},$$

$n = c_t/c_l$ — отношение скоростей поперечной и продольной волн, $\nu_0 = c_t/c_0$ — отношение скорости поперечной волны к скорости звуковой волны в слое, $\nu_1 = c_t/c_1$ — отношение скорости поперечной волны к скорости звуковой волны в газообразном полупространстве. Аналогичный вид имеют выражения для мощностей излучения акустической волны в указанных выше областях II ($\arcsin(c_1/c_l) \leq \theta < \arcsin(c_1/c_t)$) и III ($\arcsin(c_1/c_t) \leq \theta < \pi/2$). Эти выражения здесь не приводятся из-за их громоздкости. Анализ формулы (20) для различных отношений толщины приповерхностного слоя к длине волны при параметрах сред указанных в разделе 4, дает следующий график.

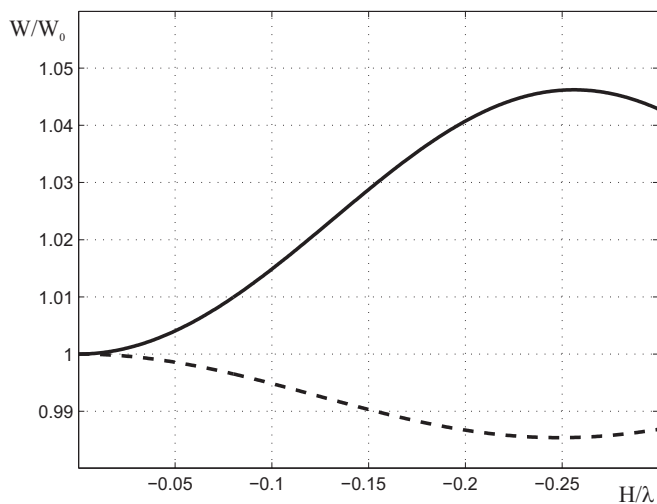


Рис. 8: Эффективность излучения акустической энергии в верхние слои атмосферы в зависимости от отношения толщины слоя к длине волны. При $c_1 = 340$ м/с; Сплошная линия — $c_0 = 345$ м/с; Пунктирная — $c_0 = 335$ м/с

Здесь по оси ординат отложено отношение излученной мощности, при толщиной слоя равной H , к мощности, когда слой отсутствует вовсе. Отметим, что акустическая мощность в верхних слоях атмосферы при наличии слоя существенным образом зависит от соотношения между толщиной неоднородного слоя и длиной волны. Так, высокоскоростной слой приводит к росту излученной мощности, а низкоскоростной

к уменьшению из-за захвата части энергии волноводом. Максимум таких изменений достигается при значениях H/λ близких к $(2n - 3)/4$, где $n = 2, 3, 4...$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель слоистой среды позволила получить аналитические выражения для акустического давления в газообразном слое и газообразном полупространстве при действии на поверхность земли точечного сейсмического источника. Экспериментальные результаты показали возможность возбуждения сейсмоакустических волн промышленными взрывами.

Полученные результаты позволяют выяснить, может ли наличие приземного слоя с резким контрастом температуры приводить к значительным количественным изменениям акустического поля в верхних слоях атмосферы, а также существенно повлиять на распределение волнового поля вблизи земной поверхности. Зависимости переданной в более высокие слои атмосферы мощности излучения акустической волны от толщины слоя имеют сложный осциллирующий характер, в связи с чем наличие приповерхностного слоя воздуха с резким контрастом температуры (как в сторону ее снижения, так и повышения) может приводить как к некоторому увеличению, так и к уменьшению эффективности передачи энергии излучения сейсмических волн акустическим волнам в атмосфере.

Авторы выражают благодарность за помощь в проведении экспериментальных исследований заместителю директора по научной работе Горного института КНЦ РАН профессору Козыреву А. А. и, в частности, лаборатории «Технологических процессов при добыче полезных ископаемых» и её руководителю Козыреву С. А.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (проекты 14-05-00762 и 14-05-31246), а также Программы фундаментальных исследований Президиума РАН.

- [1] *Arrowsmith S.J., Johnson J.B., Drob D.P. and Hedlin M.A.H.* Rev. Geoph. **48**. RG4003. (2010).
- [2] *Собисевич А.Л., Руденко О.В.* Акуст. журн. **51**, № 7. С. 169. (2005).
- [3] *Матвеев Л.Т.* Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. (Л.: Гидрометеиздат, 1976). 640 с.
- [4] *Гуляев В.Т., Кузнецов В.В., Плоткин В.В., Хомутов С.Ю.* Изв. АН. ФАО. **37**, № 3. С.303. (2001).
- [5] *Ковалевский В.В.* Акуст. журн. 2005. **51**. Приложение. С. 92. (2005).
- [6] *Гусев В.А., Жостков Р.А.* Профили интенсивных импульсных сигналов, распространяющихся вертикально вверх в стратифицированной атмосфере. Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного Совета РАН по акустике. **1**. С. 200. (М.: Геос, 2010).
- [7] *Михайленко Б. Г., Решетова Г. В.* Сиб. журн. вычисл. матем., **9**:1 С. 37. (2006).
- [8] *Разин А. В.* Изв. вузов. Радиофизика. **45**. № 4. С. 354. (2002).
- [9] *Разин А.В., Собисевич А.Л.* Геоакустика слоистых сред. (М.: ИФЗ РАН. 2012). 210 с.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. (М.: Наука, 1987). 248 с.
- [11] *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.Л.* Теория волн. (М.: Наука, 1990).
- [12] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. (М.: Наука, 1973). 343 с.
- [13] *Викторов И.А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. (М.: Наука, 1981). 287 с.
- [14] http://r-sensors.ru/8_seismometers_ru.shtml
- [15] <http://www.bksv.ru/Products/transducers/acoustic/microphones/microphone-cartridges/4197>
- [16] *Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология. Теория и методы: В 2 т.: пер. с англ. (М.: МИР, 1983). 879 с.

Seismoacoustic wavefield transformation through heterogeneity of lower atmosphere

D.A. Presnov^{1,a}, A.V. Razin², A.L. Sobisevich^{1,b}, A.S. Shurup^{1,3}

¹*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences. Moscow 123995, Russia*

²*Radiophysical Research Institute. Nizhny Novgorod 603950, Russia*

³*Department of Acoustics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^apresnov@physics.msu.ru, ^balex@ifz.ru

Problem of seismoacoustic wave's excitation in a layered system composed of homogeneous isotropic elastic half-space-homogeneous fluid layer-fluid half-space, by harmonic force acting on elastic medium is considered. This system simulates Earth, near-surface layer of air with sharp temperature contrast and atmosphere. Expressions for wavefields obtained in the form of Fourier-Bessel integrals. Focus is concentrated on study of acoustic waves in the fluid half-space. Approximate solution valid on large (in comparison with the wavelength) distances from the seismic source is derived. We examine the case where sound speed in the layer higher than in the fluid half-space (this holds antiwaveguide propagation of acoustic waves), and the case of low-velocity layer, when near-surface refraction waveguide occurs. Acoustic waves average by period radiation powers obtained in integral expressions for three different areas of fluid half-space. Numerical analysis of the radiation power is conducted in the case of high-velocity and low-velocity near-surface layers. Results of data processing from field experiments on acoustic and seismic signals detection during industrial explosions in quarry (northwest Russia) presented.

PACS: 43.20.+g, 92.60.Fm, 93.85.Rt

Keywords: acoustics of layered media, surface waveguide, atmosphere, excitation of waves, natural sources, explosions, infrasound, field observations, geoacoustics, seismoacoustics, ionosphere, radiation power.

Received 17.11.2014.

Сведения об авторах

1. Преснов Дмитрий Александрович — аспирант; тел.: (499) 254-87-52, e-mail: presnov@physics.msu.ru.
2. Разин Андрей Владимирович — доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник; e-mail: razav@inbox.ru.
3. Собисевич Алексей Леонидович — доктор физ.-мат. наук, заведующий лабораторией; тел.: (499) 254-87-52, e-mail: alex@ifz.ru
4. Шуруп Андрей Сергеевич — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник; e-mail: andrey.shurup@gmail.com.