

Ю. М. Заславский, В. Ю. Заславский

*Институт прикладной физики Российской академии наук*

*Россия 603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46, тел. (831) 4164764, факс: (831) 4365976*

*E-mail: [zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru](mailto:zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru)*

## О влиянии дисперсии на распространение поверхностных волн Рэлея

*Получена 09.11.2011, опубликована 24.11.2011*

Анализируются поверхностные рэлеевские волны на полупространстве, граница которого имеет тонкое покрытие, отличающееся от подложки плотностью и вызывающее частотную дисперсию фазовой скорости, подобную наблюдаемой у интерференционных сейсмических волн. Для указанных поверхностных волн выведено дисперсионное уравнение, на основе которого построен график частотной зависимости их фазовой скорости. Применительно к модели среды в виде слой-полупространство выведены расчетные формулы для волновых откликов на импульсное воздействие, по которым для всё более удаленных от источника приемных точек, лежащих на поверхности, построены их графики. Представленные иллюстрации показывают, что по мере роста дистанции источник-приемник происходит нарастание длительности волнового отклика на импульсное воздействие, увеличение времени задержки его прихода и спад уровня поверхностной волны.

Ключевые слова: поверхностные рэлеевские волны, инородный слой, частотная дисперсия, фазовая скорость, импульсное воздействие, волновой отклик

### ВВЕДЕНИЕ

В связи с задачами, возникающими в инженерной сейсморазведке и в ряде других разделах сейсмологии и акустики, не снижается интерес к анализу поверхностных сейсмических волн, распространяющихся по грунту и представляющих собой волновой отклик на ударное воздействие по его поверхности. Исследования дисперсионных эффектов при распространении поверхностных акустических волн применительно к проблемам электроники и в решении задач разведочной геофизики (сейсмоакустики) также остаются востребованными. Для анализа волнового распространения в настоящее время, как правило, применяется конечно-элементный метод [1-3], реализуемый современными программными пакетами, но при этом не исключается дальнейшее развитие аналитических подходов, позволяющих в ряде случаев с использованием вычислительных средств получать результаты, дающие наглядную демонстрацию, в частности, эффекта волновой дисперсии. Сейсмоакустические поверхностные волны, называемые интерференционными, имеют многомодовый

состав, а образующие их моды обладают частотной дисперсией. В настоящей работе с целью рассмотрения указанного эффекта при распространении этих волн предложена упрощенная модель среды, позволяющая получить «имитацию» частотной дисперсии для единственной существующей в этом случае волновой моды, при этом отпадает необходимость рассмотрения слоистой структуры. Как будет показано ниже, анализ указанной волновой моды осуществляется сравнительно просто: в частности, могут быть получены амплитудно-частотные характеристики возбуждения волны, построены графики волнового отклика на импульсное воздействие в точках поверхности, все более удаленных от источника, найдены отличия в указанных характеристиках откликов от аналогичных, соответствующих классическим рэлеевским волнам на свободной границе однородного упругого полупространства.

В сейсмике термин «рэлеевские» часто употребляют как обобщенный и применяют для обозначения поверхностных волн на свободной земной границе, имеющих вертикальную и горизонтальную поляризацию вектора смещений (и волновым вектором, лежащим в саггитальной плоскости), игнорируя при этом слоистость земной среды, вследствие которой рэлеевские волны и превращаются в интерференционные (квазирэлеевские). Классические рэлеевские волны, распространяющиеся вдоль плоской границы однородного полупространства, известны с начала прошлого века, для их описания используются простые аналитические выражения. Эти волны не обладают частотной дисперсией фазовой скорости. Однако часто возникает необходимость моделировать интерференционные поверхностные волны, бегущие, как и рэлеевские, вдоль свободной границы реального слоистого полупространства, но обладающие волноводной дисперсией фазовой и групповой скорости. При этом описание и исследование указанных интерференционных поверхностных волн в рамках многослойной модели среды серьезно затруднено вследствие чрезвычайной громоздкости формальной аналитической записи частотной зависимости  $V(\omega)$  и коэффициента возбуждения  $K(\omega)$ . В предлагаемом подходе высшие моды не возникают, тем не менее, у единственной волновой моды имеет место дисперсия фазовой скорости, и это позволяет детально рассмотреть влияние дисперсионных эффектов на распространение волнового импульса. Вышеперечисленное обосновывает необходимость проведения анализа в такой постановке. Расчет графиков зависимости от времени сейсмического отклика поверхностной волны выполняется численным путем.

## 1. ВЫВОД РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Известно, что в однородном полупространстве, заполненном упругой средой с плотностью  $\rho$  и скоростью волн сжатия и сдвига  $c_l$ ,  $c_t$ , поверхностные рэлеевские волны возбуждаются переменным силовым воздействием, приложенным, например, в некоторой точке  $z = 0$ ,  $r = 0$  на границе полуограниченной среды. Рассматриваемая на рис. 1 модель отличается от однородного упругого полупространства только присутствием тонкого слоя поверхностной инерционной массы  $m$  некоторого вещества, непрерывно покрывающего поверхность  $z = 0$  и жестко сцепленного со средой.

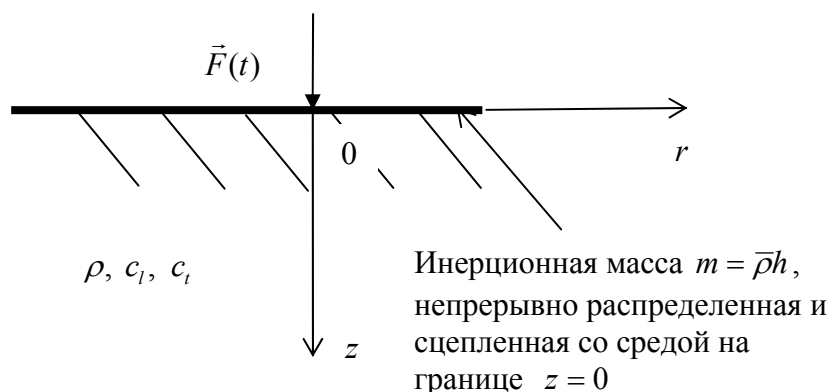


Рис. 1. Модель полупространства, возбуждаемого переменной силой  $\vec{F}(t) = F_0 \vec{z}^0 e^{-i\omega t}$

Ниже кратко изложим подход, обычно используемый при решении задачи волнового возбуждения полупространства переменным силовым источником, сосредоточенным на границе. Здесь также воспользуемся этим подходом, но при учете изменений за счет присутствия поверхностной неоднородности — тонкого слоя инородной массы, который эквивалентен тонкому слою, отличающемуся от материала полупространства по плотности [4, 5]. Поле упругих смещений  $u_r = u$ ,  $u_z = w$  в полупространстве в предлагаемой модели, как и в случае однородного полупространства со свободной границей, представляется с помощью неопределенных коэффициентов в виде Фурье-Бесселева разложения (фактор  $e^{-i\omega t}$  опускаем):

$$u = \int_0^\infty (-A k e^{-\nu_l z} + B \nu_l k e^{-\nu_t z}) J_1(kr) k dk, \quad (1)$$

$$w = \int_0^\infty (-A \nu_l e^{-\nu_l z} + B k^2 e^{-\nu_t z}) J_0(kr) k dk, \quad (2)$$

где  $k$  — переменная интегрирования,

$$k_l = \omega/c_l, \quad k_t = \omega/c_t, \quad \nu_l = \sqrt{k^2 - \omega^2/c_l^2} = \sqrt{k^2 - k_l^2}, \quad \nu_t = \sqrt{k^2 - \omega^2/c_t^2} = \sqrt{k^2 - k_t^2}.$$

Поле напряжений с учетом распределенной инерционной массы на границе  $z = 0$  теперь следует представить аналогичным разложением:

$$\sigma_{zz} = \int_0^\infty \{A(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 \nu_l) e^{-\nu_l z} - Bk^2(\rho c_t^2 2\nu_t - m\omega^2) e^{-\nu_t z}\} J_0(kr) k dk, \quad (3)$$

$$\sigma_{zr} = \int_0^\infty \{Ak(\rho c_t^2 2\nu_l - m\omega^2) e^{-\nu_l z} - Bk(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 \nu_t) e^{-\nu_t z}\} J_1(kr) k dk. \quad (4)$$

При решении задачи о волновом возбуждении полупространства переменным силовым воздействием на границу необходимо учесть граничные условия:

$$\sigma_{zz}(z=0) = -\delta(r)F_0/2\pi = -(F_0/2\pi)\int_0^\infty J_0(kr)kdk, \sigma_{zr}(z=0) = 0, \quad (5)$$

из которых вытекает система уравнений для определения неизвестных коэффициентов  $A, B$ :

$$A(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 v_l) - Bk^2(\rho c_t^2 2v_l - m\omega^2) = -F_0/2\pi, \quad (6)$$

$$A(\rho c_t^2 2v_l - m\omega^2) - B(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 v_l) = 0. \quad (7)$$

Коэффициенты  $A, B$  находятся из решения представленной системы и даются выражениями:

$$A = \frac{F_0}{2\pi \cdot \text{Det}}(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 v_l), \quad B = \frac{F_0}{2\pi \cdot \text{Det}}(\rho c_t^2 2v_l - m\omega^2). \quad (8)$$

Их подстановка в (1), (2) позволяет записать характеристики возбуждения колебательных смещений в интегральном виде:

$$u = \frac{F_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{-(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 v_l)e^{-v_l z} + (\rho c_t^2 2v_l - m\omega^2)v_l e^{-v_l z}}{\text{Det}} J_1(kr)k^2 dk, \quad (9)$$

$$w = \frac{F_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{-(\rho c_t^2(2k^2 - k_t^2) - m\omega^2 v_l)v_l e^{-v_l z} + (\rho c_t^2 2v_l - m\omega^2)k^2 e^{-v_l z}}{\text{Det}} J_0(kr)kdk, \quad (10)$$

где

$$\text{Det} = \rho^2 c_t^4 \left[ \left( 2v_l - \frac{\bar{\rho} h \omega^2}{\rho c_t^2} \right) \left( 2v_l - \frac{\bar{\rho} h \omega^2}{\rho c_t^2} \right) k^2 - \left( (2k^2 - k_t^2) - \frac{\bar{\rho} h \omega^2}{\rho c_t^2} v_l \right) \left( (2k^2 - k_t^2) - \frac{\bar{\rho} h \omega^2}{\rho c_t^2} v_l \right) \right],$$

причем можно выполнить переход к плотности материала покрытия  $\bar{\rho}$  и эффективной его толщине  $h$  с использованием соотношения  $m = \bar{\rho} h$ .

Интегрирование в формулах (9), (10) по переменной  $k$  вдоль действительной оси выполняется, например, путем смещения пути интегрирования вглубь комплексной плоскости с обходом особых точек. В частности, вклад в интеграл, даваемый полувыветом в точке полюса  $k = \omega/V$ , в которой детерминант обращается в нуль, определяет поверхностную волну, при этом  $V$  — фазовая скорость поверхностной волны. Условие обращения детерминанта в нуль приводит к характеристическому (или дисперсионному) уравнению для искомых поверхностных волн, причем в переменных

$\psi = \frac{\omega \delta h}{c_t}, \sqrt{w} = \frac{V}{c_t}, \delta = \bar{\rho}/\rho$  упомянутое уравнение принимает вид:

$$\left( 2\sqrt{1 - \frac{c_t^2 w}{c_l^2}} - \psi \sqrt{w} \right) \left( 2\sqrt{1 - w} - \psi \sqrt{w} \right) = \left( 2 - w - \psi \sqrt{w} \sqrt{1 - \frac{c_t^2 w}{c_l^2}} \right) \left( 2 - w - \psi \sqrt{w} \sqrt{1 - w} \right). \quad (11)$$

Численное решение этого уравнения выполнено для случая  $c_t^2/c_l^2 = 1/3 = 0.3333$ , а график зависимости фазовой скорости от частоты в безразмерных переменных  $V/c_t$ ,  $\omega\delta h/c_t$  представлен на рис. 2. Из графика видно, что при  $\omega = 0$  выполняется известное соотношение  $V = c_R = 0.9194 \cdot c_t$ . При  $\omega \rightarrow \infty$  скорость асимптотически стремится к нулю. Учитывая, что найденная зависимость получена для идеальной структуры, включающей в себя бесконечно тонкое инородное покрытие, нетрудно заключить, что переход к покрытию полупространства инородным слоем конечной толщины должен привести к появлению «пьедестала» в дисперсионной характеристике  $V(\omega)$  за счет наличия у слоя не только погонной массы, но и изгибной жесткости. Сказанное выше позволяет предположить, что добавка к дисперсионной кривой некоторой константы, может обеспечить удовлетворительную аппроксимацию дисперсионной характеристики, которая характерна для основной моды интерференционных волн, например, в случае простейшей модели среды в виде слой-полупространство [4, 5].

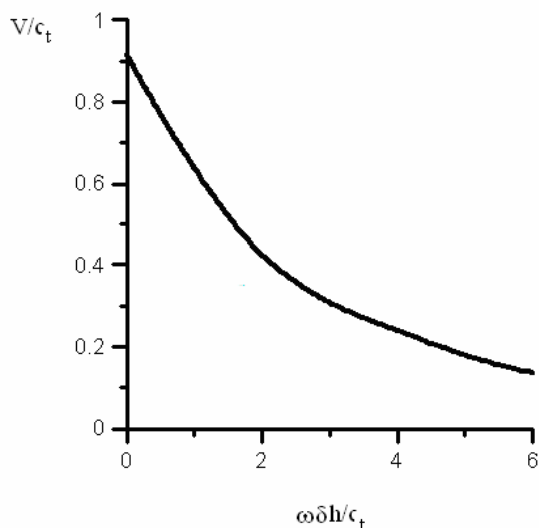


Рис. 2.

Частотная зависимость фазовой скорости поверхностной волны, бегущей по границе упругого полупространства, «нагруженного» непрерывно распределенной массой

Далее проанализируем, как отразится наличие частотной дисперсии на распространение поверхностной волны импульсной формы. Будем описывать фазовую скорость  $V(\omega)$  кривой, монотонно спадающей с частотой при  $\omega \rightarrow \infty$  от  $V(\omega = 0) = c_R$  к несколько меньшему значению. Рассмотрим характеристику, в которой указанный спад определяется параметром  $\delta$ , используя при этом ее низкочастотную аппроксимацию:

$$\frac{V}{c_t} = \frac{c_R}{c_t} \frac{\left(1 + \delta e^{-\frac{\omega\delta h}{c_t}}\right)}{1 + \delta} \cong \frac{c_R}{c_t} \left(1 - \delta^2 \frac{\omega h}{c_t} + \frac{\delta^3}{2} \left(\frac{\omega h}{c_t}\right)^2\right). \quad (12)$$

Отсюда, для волнового числа «квазирэлеевской» волны и связанных с ней величин имеем:

$$\bar{k} = \frac{\omega}{c_R} \left( 1 + \delta^2 \frac{\omega h}{c_t} - \frac{\delta^3}{2} \left( \frac{\omega h}{c_t} \right)^2 \right) = k_R \left( 1 + \delta^2 k_t h - \frac{\delta^3}{2} k_t^2 h^2 \right) = \frac{c_t}{c_R} k_t \left( 1 + \delta^2 k_t h - \frac{\delta^3}{2} k_t^2 h^2 \right), \quad (13)$$

$$\bar{v}_l = \sqrt{\bar{k}^2 - k_t^2} = k_t \sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} \left( 1 + 2\delta^2 k_t h - \delta^3 k_t^2 h^2 \right) - \frac{c_t^2}{c_l^2}}, \quad (14)$$

$$\bar{v}_t = \sqrt{\bar{k}^2 - k_t^2} = k_t \sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} \left( 1 + 2\delta^2 k_t h - \delta^3 k_t^2 h^2 \right) - 1}. \quad (15)$$

Имея целью проанализировать характер увеличения длительности волнового отклика на воздействие источника импульсного излучения за счет дисперсии, можно рассмотреть только  $z$ -компоненту поверхностной волны  $w(z=0)$  в точках поверхности  $z=0$ , описываемую формулой (10):

$$w = \frac{F_0 \rho \omega^2}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\bar{v}_l - \delta h(\bar{v}_l \bar{v}_t + \bar{k}^2))}{Det} H_0^{(1)}(kr) k dk. \quad (16)$$

При интегрировании в (16) используем асимптотику функции Ханкеля и учитываем только вклад, вносимый полувыветом подынтегрального выражения. Таким образом, в случае действия поверхностного источника гармонических колебаний имеем следующую формулу для вычисления амплитуды колебаний в поле поверхностной квазирэлеевской волны:

$$w^R(z=0) = \pi i \frac{F_0 \rho \omega^2 \bar{k} (\bar{v}_l - \delta h(\bar{v}_l \bar{v}_t + \bar{k}^2))}{4\pi Det'(\bar{k})} \sqrt{\frac{2}{\pi \bar{k} r}} e^{i\bar{k}r - i\frac{\pi}{4}}, \text{ где} \quad (17)$$

$$Det' = \rho^2 c_t^4 \bar{k} \left[ \begin{aligned} & \left( -4 + \frac{\delta h \omega^2}{\bar{v}_l c_t^2} \right) \left( (2\bar{k}^2 - k_t^2) - \frac{\delta h \omega^2}{c_t^2} \bar{v}_l \right) + \\ & \left( -4 + \frac{\delta h \omega^2}{\bar{v}_l c_t^2} \right) \left( (2\bar{k}^2 - k_t^2) - \frac{\delta h \omega^2}{c_t^2} \bar{v}_t \right) + \\ & 2 \left( 2\bar{v}_l - \frac{\delta h \omega^2}{c_t^2} \right) \left( 2\bar{v}_t - \frac{\delta h \omega^2}{c_t^2} \right) + \\ & 2k^2 \left( \frac{1}{\bar{v}_l} \left( 2\bar{v}_t - \frac{\delta h \omega^2}{c_t^2} \right) + \frac{1}{\bar{v}_t} \left( 2\bar{v}_l - \frac{\delta h \omega^2}{c_t^2} \right) \right) \end{aligned} \right].$$

При импульсном воздействии для его описания воспользуемся зависимостью

$$F(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ F_0 \sin(2\pi t/\tau), & 0 \leq t \leq \tau/2, \\ 0, & t > \tau/2, \end{cases} \quad (18)$$

а также примем во внимание, что Фурье-образ воздействия имеет вид

$$F(\omega) = \frac{F_0 \tau (1 + e^{i\omega\tau/2})}{(2\pi)^2 - (\omega\tau)^2}. \quad (19)$$

Перемножая это выражение с частотной функцией передачи квазиэлеевской волны (17) и переходя к временному отклику с помощью обратного Фурье-преобразования, нетрудно придти к выражению, описывающему осциллограмму импульса волнового смещения в квазиэлеевской волне, соответствующей удалению  $r$ :

$$w^R(t, r, z = 0) = \frac{iF_0 \tau e^{-i\frac{\pi}{4}}}{4\rho c_t \sqrt{\frac{c_t}{c_R}}} \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{v}_l (1 + e^{ik_t c_t \tau/2})}{((2\pi)^2 - (k_t c_t \tau)^2) \Delta' \sqrt{k_t}} e^{-ik_t c_t t + ik_t r \frac{c_t}{c_R} \left(1 - \delta^2 k_t h + \frac{\delta^3}{2} k_t^2 h^2\right)} dk_t, \quad (20)$$

$$\text{где } \Delta' = 8 \left(1 - 2 \frac{c_t^2}{c_R^2}\right) + 8 \sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} - \frac{c_t^2}{c_l^2}} \sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} - 1} + 4 \frac{c_t^2}{c_R^2} \left( \frac{\sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} - 1}}{\sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} - \frac{c_t^2}{c_l^2}}} + \frac{\sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} - \frac{c_t^2}{c_l^2}}}{\sqrt{\frac{c_t^2}{c_R^2} - 1}} \right) = 4.61886.$$

Следует отметить, что при написании формулы (20) с учетом формул (13), (14), (15) в амплитудной части подынтегрального выражения отбрасываются члены, содержащие малый параметр  $\delta$ , а в фазовой его части удерживаются члены, включающие параметр  $\delta$  в первой, второй и третьей степени. Если ввести обозначение  $\xi = \omega\tau$ , формулу (20) можно преобразовать к виду:

$$w^R(t, r, z = 0) = \frac{iF_0 e^{-i\frac{\pi}{4}}}{4\rho c_t^2 \Delta'} \sqrt{\frac{2c_R}{\pi r \tau} \left(\frac{1}{c_R^2} - \frac{1}{c_l^2}\right)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi^{\frac{1}{2}} (1 + e^{i\xi/2})}{(4\pi^2 - \xi^2)} e^{-i\xi \frac{t-r/c_R}{\tau} - i\xi^2 \frac{\delta^2 h r}{\tau^2 c_t c_R} + i \frac{\xi^3}{2} \frac{\delta^2 h r}{\tau^2 c_t c_R c_l \tau}} d\xi. \quad (21)$$

Отметим, что в фазовой части представленного выражения фигурирует дисперсионный параметр  $\chi = \frac{\delta h}{\tau \sqrt{c_t c_R}} \cong \frac{\delta h}{\tau c_t}$ , величина которого определяет темп увеличения

длительности импульсного волнового отклика при удалении приемной точки от источника. Его рост влечет за собой увеличение скорости нарастания длительности импульсного отклика по мере удаления. Для выполнения расчетов по формуле (21) и определения формы отклика, обусловленного  $R$ -волной, применяется численный метод интегрирования быстро осциллирующих функций — adaptive Gauss-Kronrod quadrature method [6].

## 2. АНАЛИЗ ВОЛНОВОГО ОТКЛИКА НА ИМПУЛЬСНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ (РАСЧЕТНЫЕ ОСЦИЛЛОГРАММЫ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ)

Представим графики волновых откликов квазиэлеевской волны на импульсное воздействие в некоторой точке границы, которое соответствует принятой выше расчетной модели среды и источника. Все графики демонстрируются в безразмерных единицах, отсчеты времени на рисунках измеряются в единицах  $\frac{t}{\tau}$ , а пространственная координата точек приема — в  $\frac{r}{h}$ . При необходимости выполнения оценок, соответствующих реальным масштабам, потребуется сделать переход к фактическим значениям параметров, которые примем следующими:  $\delta = 0.1$ ,  $\tau = 10^{-2} c$ ,  $h = 2 m$ ,  $c_t \cong c_R = 200 m/c$ . Далее представим отклики, принятые на удалениях от источника  $r_n$ , нарастающих эквидистантно с ростом номера  $n$ :

$$\frac{r_n}{h} = \frac{0.01 \cdot n}{\chi^2} = n, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (22)$$

где  $\chi = \frac{\delta h}{\tau \sqrt{c_t c_R}}$  — вышеупомянутый дисперсионный параметр, численно равный в рассматриваемом случае величине  $\chi \cong 0.1$ .

Волновые отклики, демонстрируемые на рис. 3, соответствуют расположению приемных точек на дистанциях, описываемых формулой (22). По форме — это короткие осциллирующие цуги, которые изображены в виде «строчка под строчкой»: левый столбец представляет осциллограммы волны, принимаемой в точках с нулевой по четвертую, правый столбец — с пятой по девятую. При этом не учитывается, что временной сдвиг начала развертки осциллограммы в каждой приемной точке, связанный с распространением со скоростью  $c_R$ , должен составлять  $\frac{\Delta t}{\tau} = \frac{r_{n+1} - r_n}{\tau c_R} \cong \frac{\tau c_t}{h}$  при переходе к следующей. Из иллюстраций видно, что «центры масс» последующих волновых откликов перемещаются в сторону возрастающих времен задержки на величины:  $\frac{t_0}{\tau} = 0.26$ ,  $\frac{t_1}{\tau} = 0.66$ ,  $\frac{t_2}{\tau} = 1.08$ ,  $\frac{t_3}{\tau} = 1.44 \dots$ . Полное время запаздывания «центра масс» каждого из принимаемых цугов может быть получено суммой упомянутого выше временного сдвига начала развертки за счет распространения в соответствующую точку со скоростью  $c_R$  (без учета дисперсии) с временем задержки, обусловленным частотной дисперсией. Приход волновых цугов характеризуется также тем, что первыми вступают низкочастотные компоненты, а высокочастотные доминируют в хвостовой их части, что соответствует принятой дисперсионной зависимости. Пиковый уровень каждого последующего цуга при этом монотонно падает (даже без учета геометрической расходимости волнового фронта), а



длительность цугов, как и время задержки, нарастают, что иллюстрируется полученными расчетными осциллограммами и графиком на рис. 4.

Не касаясь деталей обработки данных, применяемых в реальных экспериментах, лишь отметим, что на основе построения волнового годографа, идущего через центры масс волновых цугов, соответствующих поверхностной квазирэлеевской волне, принимаемой во все более удаленных точках, может быть выполнена оценка групповой скорости, которая на практике должна быть близкой к значению  $c_R$ . Для оценки параметров  $\delta$ ,  $h$  могут быть использованы вышеупомянутые данные по амплитудному спаду и нарастанию длительности импульса с ростом дистанции. Следует указать, что на этапе регистрации этой волны или при обработке данных имеется возможность осуществить компенсацию увеличения длительности волнового отклика при известном характере или законе волновой дисперсии. В этом случае путем использования специальной фильтрации (искусственных линий задержки) может быть реализован эффект «компрессии» или сжатия импульсов поверхностной волны по длительности и одновременного повышения их уровня. Использование эффекта «компрессии» на этапе регистрации и обработки приведет к улучшению отношения сигнал/шум, а следовательно, к более надежному обнаружению импульсного отклика на фоне сейсмических шумов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены расчетные формулы, описывающие характеристики возбуждения и распространения импульсов поверхностной рэлеевской волны по границе полупространства, имеющего инородный покрывающий слой, отличающийся по плотности. Показано, что исходный волновой импульс вследствие частотной дисперсии фазовой скорости указанных волн подвержен увеличению длительности по мере своего распространения. Получено явное выражение для дисперсионного параметра

( $\chi = \frac{\delta h}{\tau \sqrt{c_R c_t}}$ ), определяющего темп уширения импульсного отклика по длительности.

Продемонстрированы графики волнового импульса, дающие наглядное представление о характере проявления рассматриваемого эффекта. Полученные результаты могут найти практическое применение в акустической дефектоскопии, при проведении работ по инженерной сейсморазведке и при интерпретации результатов наблюдения и обработки данных регистрации полномасштабных сейсмических событий.

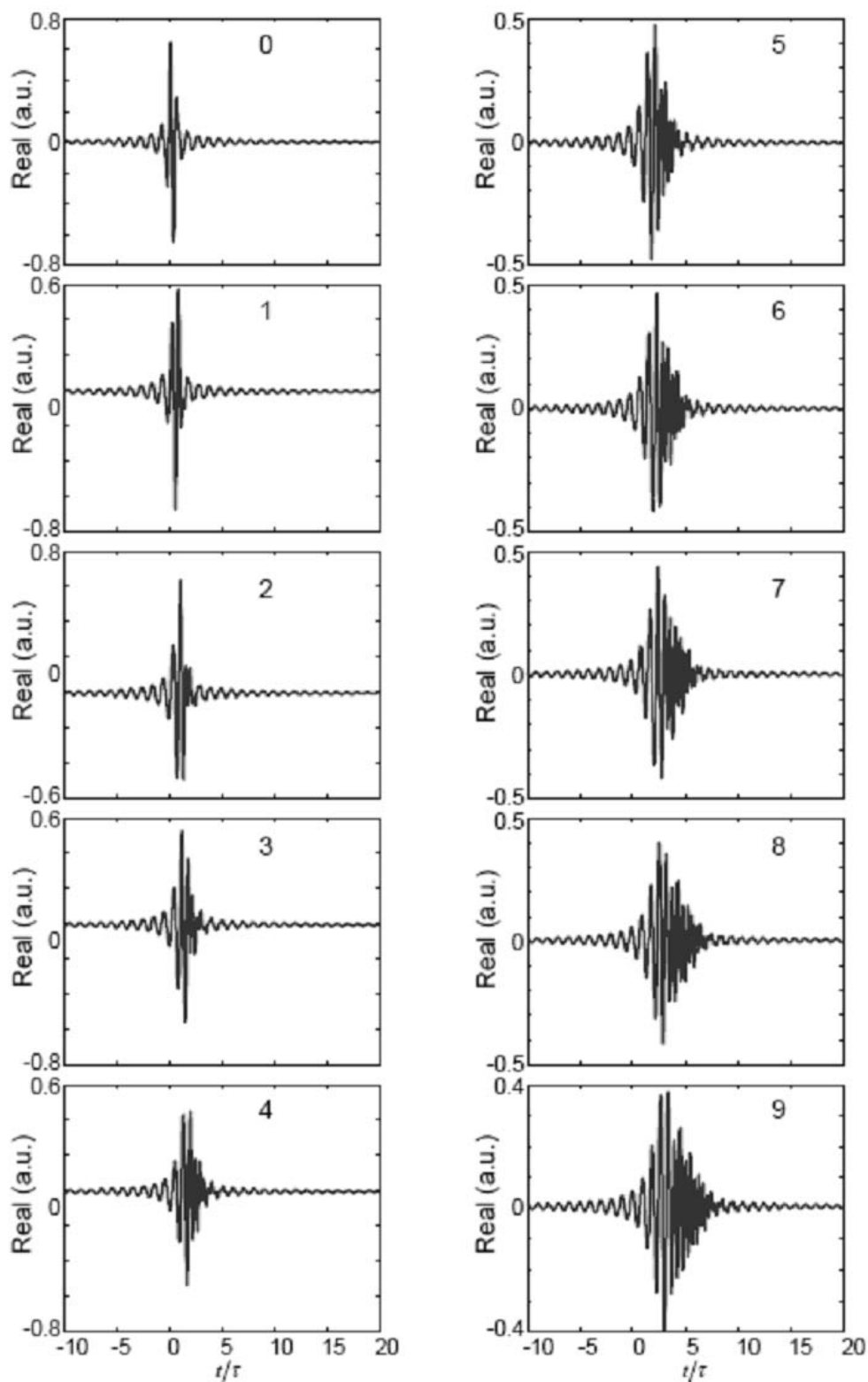


Рис. 3. Импульсные отклики  $R$ -волны на дистанциях:

0 —  $r_0 = 0$ , 1 —  $r_1 = \frac{\tau^2 c_t^2}{h}$ , 2 —  $r_2 = 2 \frac{\tau^2 c_t^2}{h}$ , параметр  $\delta = 0.1$

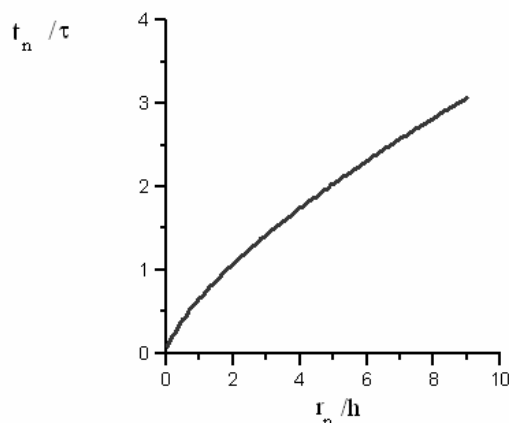


Рис. 4.

Наращение времени задержки прихода волнового импульса при увеличении дистанции источник-приемник за счет эффекта дисперсии волны

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Косачев, Ю. Н. Гандурин, С. Е. Муравьев. Дисперсия и затухание поверхностных акустических волн сдвига горизонтальной поляризации на свободной поверхности гексагонального кристалла с учетом структурно-нарушенного изотропного поверхностного слоя. ФТТ 2009, т. 51, вып. 9, с. 1829–1833.
2. Yibing Zheng, Xiaojun Huang, and M. Nafi Toksöz. A finite element analysis of the effects of tool eccentricity on wave dispersion properties in borehole acoustic logging while drilling. SEG Expanded Abstracts 23, 294 (2004); doi:10.1190/1.1839721, Earth Resources Laboratory, Department of Earth, Atmospheric, and Planetary Sciences, Massachusetts Institute of Technology.
3. C. M. Flannery, H. von Kiedrowski, Paul Drude. Dispersion of surface acoustic waves on rough anisotropic materials. Ultrasonics Symposium, 2001, IEEE, v. 1, pp. 583–586.
4. Л. М. Бреховских, О. А. Годин. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. - 216с.
5. E. Ewing, W. Jardetzky, F. Press. Elastic waves in layered media. N.-York. Mc.Grow-Hill, 1954.
6. IMSL User's Guide Math. Library. Version 7.0.