

по ОГТ при 3D-исследованиях нами выполнялось суммирование трасс случайным образом по всему возможному диапазону азимутов с той же кратностью, что и при профильных работах. Представление о схеме такого суммирования дано на рис.6. Для большей достоверности оценки качества такого суммирования генерировалось несколько последовательностей случайных значений азимутов (реализаций). Далее рассчитывался средний по всем реализациям коэффициент КРЗ. Вычисления проводились для различных комбинаций физических параметров среды и для типичных значений кратностей 6, 12, 24, 48 и 96.

Число реализаций составляло от 25 до 100 и определялось тем условием, чтобы при дальнейшем росте числа реализаций средняя эффективность случайного суммирования (КРЗ) практически не менялась. Расчеты показали также, что значения определяемых при этом коэффициентов разрушения мало зависят от вида теоретического импульса.

Анализ результатов не позволяет с уверенностью утверждать, что при трехмерных измерениях можно допускать меньшую кратность, чем при профильных работах. Однако при 3D сейсмических исследованиях, проводимых с кратностями выше 24 и при достаточно больших (больше 12°) углах наклона отражающей границы, такое утверждение является обоснованным. Например, можно показать, что средний коэффициент разрушения записи для трехмерных 24-кратных наблюдений по значению может соответствовать КРЗ для худшего возможного варианта профильных измерений, выполненных при кратности около 40 (рис.7).

Выводы

По результатам выполненного численного моделирования процесса получения временных разрезов при 3D работах МОГТ можно сделать следующие выводы:

1. Предложенный ранее [2] коэффициент разрушения записи (КРЗ) при оценке качества получаемых суммарных трасс применим как при профильных, так и при трехмерных системах наблюдений в сейсморазведке.
2. Значительный выигрыш в эффективной кратности сейсмических работ за счет применения трехмерных систем наблюдений имеет место только при кратностях порядка 24 и выше. При кратностях, меньших 24, говорить о заметном преимуществе трехмерных систем наблюдений нецелесообразно.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Боганик Г. Н. Сейсмическая разведка. - М.: Недра, 1980. - 551 с.
2. Бондарев В.И., Крылатков С.М. Исследование эффективности интерференционных систем приема в сейсморазведке. - Екатеринбург: Изд-во УГГА, 1998. - 116 с.
3. Гурвич И.И., Беспятов Б. И. Некоторые вопросы теории группирования в сейсморазведке // Прикладная геофизика. - 1960. - Вып. 25. - С.20-36.
4. Сейсморазведка: Справочник геофизика / Под ред. И. И. Гурвича и В. П. Номоконова. Том IV. - М.: Недра. - 1966.
5. Шнейерсон М.Б., Жуков А.П. Системы наблюдений в трехмерной сейсморазведке // Разведочная геофизика: Обзор АОЗТ «Геоинформмарк». - 1996.

В.И. Бондарев, С.М.Крылатков, Д. Н.Самойлов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В РАЗРЕЗЕ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ЛЯВА

Волны Лява - простейший тип поверхностных волн. Их кинематические и динамические характеристики определяются только видом зависимостей скоростей распределения поперечных волн и плотности в среде от глубины, т.е. видом функций $V_s(z)$ и $\rho(z)$. Поэтому существует принципиальная возможность определять скоростной разрез $V_s(z)$ и разрез плотности $\rho(z)$ по результатам наблюдений поверхностных волн Лява. Знание скоростей распространения поперечных волн в разрезе необходимо при использовании сейсморазведки с целью оценки физико-механических свойств горных пород. Так как поверхностные волны Лява распространяются в сравнительно неглубоком приповерхностном слое, то главной областью использования данных наблюдений волн Лява является инженерная сейсморазведка.

Целью настоящей работы является разработка и опробование метода определения скоростного и плотностного разрезов среды по данным, полученным при наблюдениях поверхностных волн Лява.

1. Определенне параметров модели среды на основе асимптотического подхода

Свойства волн Лява достаточно полно проанализированы в сейсмологии [5,6,7] и в сейсморазведке [1,4]. В этих работах рассмотрены свойства волн Лява для слоисто-однородных и градиентных моделей сред. Существенно менее подробно разработан вопрос определения $V_s(z)$ и $\rho(z)$ на основе результатов наблюдений поверхностных волн Лява. Можно упомянуть лишь способ решения обратной задачи, предлагаемый в [3], в основу которого положено высокочастотное приближенное решение прямой задачи для волн Лява [2] в средах с линейным законом изменения скорости $V_s(z)$. При этом фазовая скорость для k -й гармоники волн Лява V_ϕ связана с относительной частотой этой гармоники $u = \omega/V'_s(0)$ соотношением вида

$$V_\phi = \frac{V_s(0)}{1 - \alpha_k \cdot u - \beta_k \cdot u^2} \quad (1)$$

где α_k и β_k - некоторые константы, выражаемые через корни производной функции Эйри, а

$$u = \frac{1}{y^{2/3}} \quad (2)$$

Глубина проникновения k -й гармоники волны Лява h (глубина, на которой амплитуда вектора смещения частиц среды под действием волны Лява убывает в $e=2,718..$ раз) может быть

определена по асимптотической формуле

$$h = \left(\gamma_k \cdot \frac{y^{1/3}}{x} + \delta_k \right) \cdot \lambda \quad , \quad (3)$$

где γ_k и δ_k - константы.

Для определения параметров скоростной модели (ими являются $V_s(0)$ и $V'_s(0)$) используется метод наименьших квадратов. Под экспериментальную зависимость фазовой скорости от частоты $V_\phi(f)$ подбирается теоретическая зависимость вида (1), куда входят неизвестные искомые параметры $V_s(0)$ и $V'_s(0)$. Для этого минимизируется сумма квадратов отклонений экспериментально определенной фазовой скорости от теоретической, рассчитанной для тех же частот по формуле (1)

$$S = \sum_{i=1}^n \left(V_i^{\text{экспер.}} - \frac{V'_s(0)}{1 - \alpha_k \cdot u_i - \beta_k \cdot u_k^2} \right)^2 = \min \quad , \quad (4)$$

где n - число точек наблюдений, а

$$u_i = \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot f_i}{V'_s(0)} \right)^{-2/3} \quad . \quad (5)$$

Далее после нахождения $V_s(0)$ и $V'_s(0)$ легко определяется скоростной разрез среды по $V_s(z)$ по формулам:

$$h_i = \left(\gamma_k \cdot \frac{y_i^{1/3}}{x_i} + \delta_k \right) \cdot \lambda_k \quad ; \quad (6)$$

$$V_s(h_i) = V_{\phi i} \quad (7)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$.

Такая методика определения скоростного разреза дает возможность, по оценке авторов, определять разрез $V_s(z)$ с погрешностью не более 10-15 %.

Существенным недостатком этого способа является применение высокочастотного, а значит, возможно достаточно грубого приближения в типичной для регистрации поверхностных волн области низких частот. Попытки корректировать это обстоятельство путем некоторого "уточнения" коэффициентов формул (1 и 3) не изменяют сущности приближенного подхода к решению рассматриваемой обратной задачи. Дополнительным недостатком является также отсутствие в этой методике возможности получения информации о распределении плотностей в разрезе.

2. Новый способ определения скоростного разреза среды по $V_s(z)$

В настоящей работе обсуждается возможность существенно другого метода решения,

который построен на использовании точного решения прямой задачи о распространении волн Лява в некоторой модели среды. Отметим сразу, что в основу способа может быть положена любая модель среды, для которой возможно аналитическое или численное решение прямой задачи.

Мы рассмотрим этот метод на примере одной из простейших моделей среды, для которой решение прямой задачи о распространении поверхностных волн Лява имеет сравнительно простой вид. Это модель среды «однородный слой на однородном полупространстве». Схема такой модели показана на рис. 1 в виде двух разрезов - скоростного и плотностного.

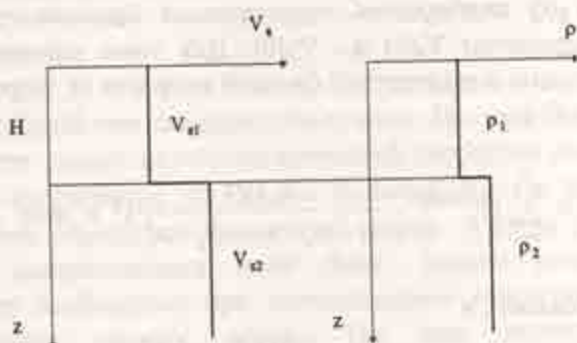


Рис. 1. Схема используемой модели среды

Известно, что кинематические свойства волн Лява, распространяющихся в такой среде, описываются в форме так называемого характеристического (или в иностранной литературе - периодического) уравнения:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\omega \cdot H}{V_{s1}} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}}\right) = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \gamma^2 \cdot x^2}}{\gamma^2 \cdot \sqrt{x^2 - 1}} \quad (8)$$

где $\gamma = V_{s1}/V_{s2}$, $x = V_L/V_{s1}$.

Это уравнение содержит скорость распространения волны Лява в обеих частях в виде параметра $x = V_L/V_{s1}(0)$ - относительной фазовой скорости, и имеет бесчисленное множество решений для x при фиксированной относительной частоте y , т.е. описывает бесчисленное множество гармоник волн Лява. Решения уравнения (8) определяются величинами параметров разреза ($H, V_{s1}, V_{s2}, \rho_1, \rho_2$), круговой частотой колебаний ω и номером корня уравнения (номером гармоники k). Обычно они получаются в форме $x = f(y)$. График этой зависимости называют дисперсионной кривой.

Подбор значений параметров модели среды, чтобы теоретическая дисперсионная кривая наилучшим образом соответствовала экспериментальной зависимости x от ω , может выполняться с использованием метода наименьших квадратов (МНК). Однако для данного трансцендентного уравнения (8) это является весьма трудоемкой и вряд ли практически реализуемой задачей.

В предлагаемом нами методе решения будем исходить из того, что для произвольного набора экспериментальных данных x_i, ω_i уравнение (8) при некотором оптимальном наборе параметров среды ($H, V_{s1}, V_{s2}, \rho_1, \rho_2$) приближенно выполняется для любой i -й пары данных x_i и ω_i :

$$F_i = \operatorname{tg} \left(\frac{\omega_i \cdot H}{V_{z1}} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{x_i^2}} \right) - \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \gamma^2 \cdot x_i^2}}{\gamma^2 \cdot \sqrt{x_i^2 - 1}} = \varepsilon_i \approx 0 \quad (9)$$

Потребуем, чтобы для всех точек наблюдений

$$S = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2 \rightarrow \min, \quad (10)$$

и будем считать, что при выполнении этого требования мы подберем оптимальную двухслойную модель среды. При этом теоретическая дисперсионная кривая будет наилучшим образом соответствовать точкам экспериментально дисперсионной зависимости.

Соблюдение условия (10) обеспечивает получение наилучшего решения обратной задачи в классе двухслойных моделей среды.

К сожалению, минимизация функционала (10) напрямую, как мы отметили выше, практически трудно выполнима. Поэтому мы применяем следующий подход.

Разложим функцию F_i в ряд Тейлора по степеням параметров $H, V_{z1}, V_{z2}, \rho_1, \rho_2$ в окрестности некоторой начальной точки $(H_0, V_{z10}, V_{z20}, \rho_{10}, \rho_{20})$ (нулевого приближения):

$$F_i = F_{i0} + \left. \frac{\partial F_i}{\partial H} \right|_0 (H - H_0) + \left. \frac{\partial F_i}{\partial V_{z1}} \right|_0 (V_{z1} - V_{z10}) + \left. \frac{\partial F_i}{\partial A} \right|_0 (A - A_0) + \left. \frac{\partial F_i}{\partial \gamma} \right|_0 (\gamma - \gamma_0) + \dots \quad (11)$$

(здесь обозначено $\rho_2/\rho_1 = A$).

Теперь, ограничивая ряд первой степенью параметров, можно приближенно написать:

$$\Delta F_i = F_{iH} \cdot \Delta H + F_{iV} \cdot \Delta V + F_{iA} \cdot \Delta A + F_{i\gamma} \cdot \Delta \gamma, \quad (12)$$

где обозначено для краткости:

$$\Delta F_i = F_i - F_{i0}$$

$$F_{iH} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial H} \right|_0$$

$$F_{iV} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial V_{z1}} \right|_0$$

$$F_{iA} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial A} \right|_0$$

$$F_{i\gamma} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial \gamma} \right|_0$$

Чтобы выполнить условие (10), нужно определить ε_i . В нашем случае эта величина равна ΔF_i - отклонению начального приближения от нуля.

Поэтому условие (10) приводится к виду

$$S = \sum \Delta F^2 \rightarrow \min,$$

или

$$S = \sum (F_0 - (F_H \cdot \Delta H + F_{V_s} \cdot \Delta V_s + F_A \cdot \Delta A + F_\gamma \cdot \Delta \gamma))^2 \rightarrow \min \quad (13)$$

В приведенном выше выражении F_H , F_{V_s} , F_A , F_γ легко определяются дифференцированием уравнения (10) и могут быть вычислены при зафиксированных начальных значениях H_0 , V_{s0} , A_0 и γ_0 . Параметры же ΔH , ΔV_s , ΔA , $\Delta \gamma$ могут считаться некоторыми добавками к начальному приближению, улучшающими это приближение.

Эти добавки ΔH , ΔV_s , ΔA и $\Delta \gamma$ можно определить по методу наименьших квадратов из системы 4-х линейных уравнений, которая следует из условия (13):

$$\begin{aligned} \sum F_0 \cdot F_H &= \sum F_H^2 \cdot \Delta H + \sum F_H \cdot F_{V_s} \cdot \Delta V_s + \sum F_H \cdot F_A \cdot \Delta A + \sum F_H \cdot F_\gamma \cdot \Delta \gamma; \\ \sum F_0 \cdot F_{V_s} &= \sum F_H \cdot F_{V_s} \cdot \Delta H + \sum F_{V_s}^2 \cdot \Delta V_s + \sum F_{V_s} \cdot F_A \cdot \Delta A + \sum F_{V_s} \cdot F_\gamma \cdot \Delta \gamma; \\ \sum F_0 \cdot F_A &= \sum F_H \cdot F_A \cdot \Delta H + \sum F_{V_s} \cdot F_A \cdot \Delta V_s + \sum F_A^2 \cdot \Delta A + \sum F_A \cdot F_\gamma \cdot \Delta \gamma; \\ \sum F_0 \cdot F_\gamma &= \sum F_H \cdot F_\gamma \cdot \Delta H + \sum F_{V_s} \cdot F_\gamma \cdot \Delta V_s + \sum F_A \cdot F_\gamma \cdot \Delta A + \sum F_\gamma^2 \cdot \Delta \gamma. \end{aligned} \quad (14)$$

После решения этой системы в качестве новой начальной точки следует взять точку с параметрами $H = H_0 + \Delta H$, $V_{s1} = V_{s0} + \Delta V_s$, $A = A_0 + \Delta A$, $\gamma = \gamma_0 + \Delta \gamma$, считать эту точку первым приближением и продолжать уточнять искомую модель путем решения системы уравнений (14) вплоть до получения необходимой точности.

3. Результаты численного моделирования

Описанный выше способ решения обратной задачи проверялся нами на теоретических

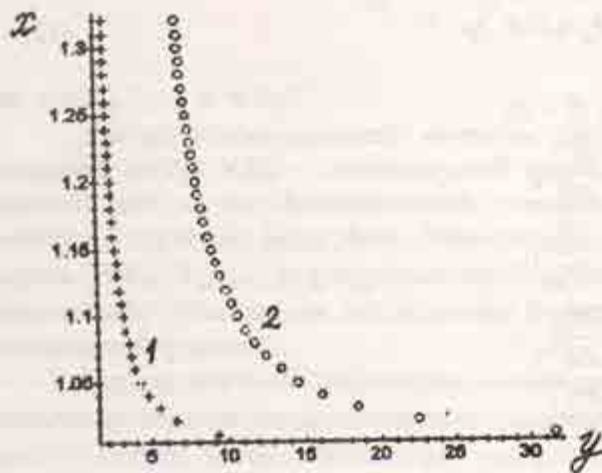


Рис.2. Теоретические дисперсионные кривые первой и второй гармоник волны Лява для двухслойной модели среды

моделях и экспериментальных данных. В качестве моделей среды были использованы модели типа слоисто-однородная модель среды (по скорости $V_s(z)$ и плотности $\rho(z)$) и градиентная модель с линейным и экспоненциальным законом изменения скорости $V_s(z)$ и плотности $\rho(z)$. Для этих моделей с различными значениями параметров скоростного и плотностного разрезов были рассчитаны точные дисперсионные зависимости, которые и использовались в качестве тестовых данных.

На рис.2 показана дисперсионная кривая, соответствующая модели среды «однородный слой на однородном полупространстве». На рис.3 показана сама модель, представленная скоростным и плотностным разрезами, а также результаты расчетов скорости и плотности, выполненных по описанному в разделе 2 алгоритму, по значениям фазовых скоростей и частот волн Лява, снятым с

теоретической дисперсионной кривой (см.рис.2).

Рис.4 и 5 демонстрируют применение метода определения скоростного разреза $V_s(z)$ по точным дисперсионным кривым (см.рис. 4) первых двух гармоник волн Лява для модели среды - два однородных слоя на однородном полупространстве.

На основе анализа этих результатов, а также моделирования, выполненного для различных моделей, можно говорить о достаточно хорошем согласии восстановленных скоростных и плотностных параметров модели среды и точных параметров по различным гармоникам волн Лява.

Для опробования способа на полевых материалах использовались экспериментальные результаты наблюдения дисперсии поверхностных волн Лява, полученные при проведении инженерных сейсмических исследований в окрестностях г. Ирбит Свердловской области (рис.6). Для сравнения эти данные были обработаны с использованием и асимптотических формул. Имеются также сведения о разрезе $V_s(z)$ по данным вертикального сейсмического профилирования. Сопоставляя эти сведения о скоростном строении разреза с результатами расчетов по новому способу (рис.7), можно сделать вывод о существенном согласии всех этих результатов в рамках довольно простой выбранной нами двухслойной модели. Полученное нами решение позволяет определить мощность верхней части разреза в 6 м, что подтверждается проводившимся здесь бурением.

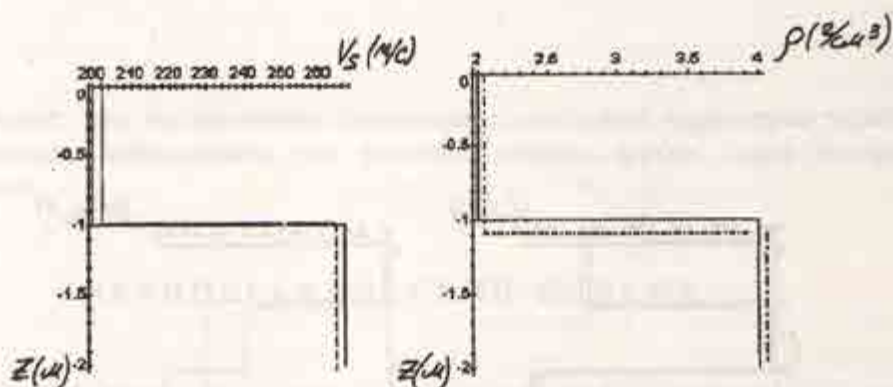


Рис.3. Исходный и восстановленный по дисперсионным кривым, показанным на рис.2, скоростной разрез $V_s(z)$, а также исходный и восстановленный плотностной разрез

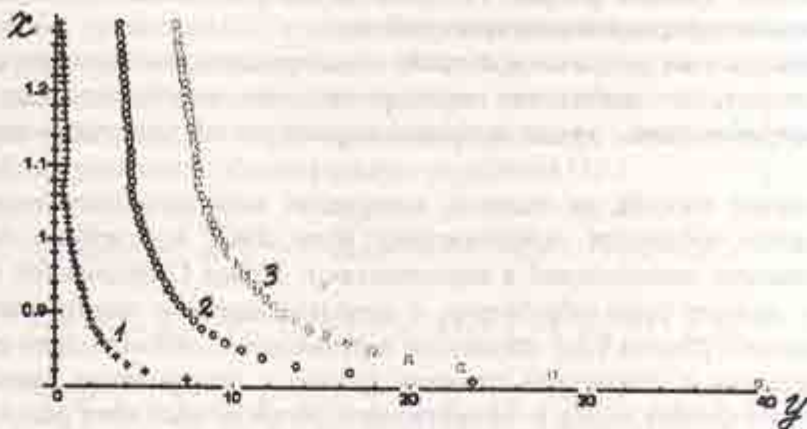


Рис. 4. Дисперсионные кривые трех гармоник волны Лява, соответствующие трехслойной модели среды с понижением скорости во втором слое

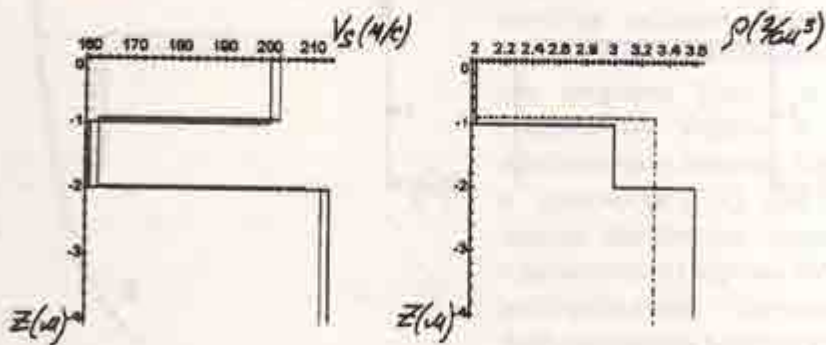


Рис. 5. Скоростная и плотностная модели среды, теоретические дисперсионные кривые для которых приведены на рис. 4, а также результаты их восстановления по данным дисперсионным кривым

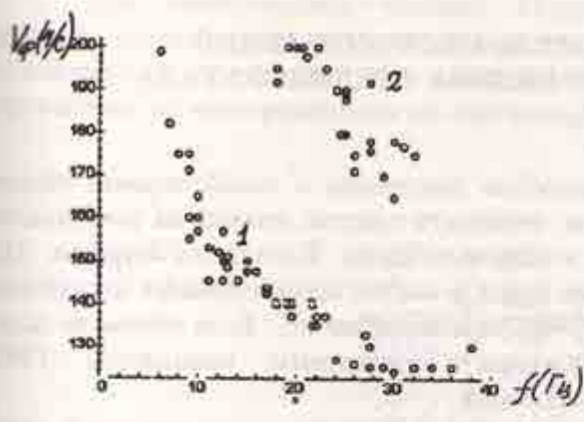


Рис.6. Экспериментальные дисперсионные кривые первой и второй гармоник волны Лява. По оси абсцисс отложена частота (Гц), по оси ординат – фазовая скорость волны Лява (м/с)

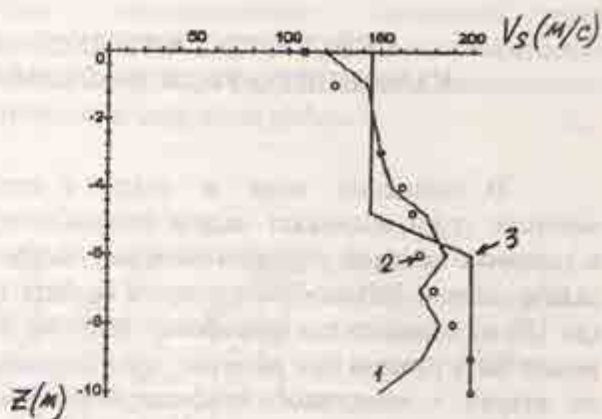


Рис.7. Результаты определения скоростного разреза $V_s(z)$: 1 – по данным вертикального сейсмического профилирования; 2 – по асимптотическим (приближенным формулам); 3 – по предлагаемому авторами методу

Авторы считают, что предложенная технология определения параметров модели среды может быть с успехом использована для решения многих других задач интерпретации геофизических данных.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Андрианова З.С., Кейлис-Борок В.И., Левшин А.Л., Нейгауз М.Г. Поверхностные волны Лява. – М.: Наука, 1965. – 108 с.
2. Бабич В.М., Бабич Н.Г., Фомина Н.А. О расчете волны Лява с использованием асимптотических формул метода // Вычислительная сейсмология, вып.3. – М.: Наука, 1968.
3. Бондарев В.И. Сейсмический метод определения физико-механических свойств нескольких грунтов. – Екатеринбург: Изд-во УГГА, 1997. – 220 с.
4. Левшин А.Л. Поверхностные и каналовые сейсмические волны. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
5. W.Ewing, W.Jardetzky, F.Press ELASTIC WAVES IN LAYERED MEDIA. McGraw-Hill, 1957. – 380 p.
6. H.Jeffreys THE FORMATION OF LOVE WAVES IN A TWO-LAYER CRUST.- Gerland Beitr.Geophys., Vol.30, pp. 336-350, 1931.
7. R.Stonley and E.Tillotson THE EFFECT OF DOUBLE SURFACE LAYER ON LOVE WAVES.- Monthly Notices Roy. Astron.Soc.: Geophys.Suppl., Vol.1, pp.521-527, 1928.