



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ В AVO-ИНВЕРСИИ PP-ОТРАЖЕНИЙ НА БОЛЬШИХ УДАЛЕНИЯХ ОТ ИСТОЧНИКА

Т.В. Нефёдкина¹, А.М. Айзенберг¹, Е.Ж. Ракшаева², Р.И. Вылегжанин², П.А. Лыхин²

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН

630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия; e-mail: NefedkinaTV@ipgg.sbras.ru, AizenbergAM@ipgg.sbras.ru

²Новосибирский государственный университет

630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Россия; e-mail: rcatherine89@gmail.com, rvilegzhanin@gmail.com, Pavel.lykhin@gmail.com

Традиционная AVO-инверсия широко использует линеаризованные плосковолновые коэффициенты отражения. Их применение ограничено относительно плоскими границами, слабыми контрастами параметров и умеренными углами падения. Известно также, что указанные коэффициенты нечувствительны к кривизне границ и неприменимы на околокритических удалениях, где образуется головная волна, а также в закритической области, где отраженная и головная волны интерферируют. Мы предложили использовать в AVO-инверсии эффективные коэффициенты отражения, которые обобщают плосковолновые коэффициенты отражения для криволинейных границ, неплоских волн и сейсмических частот. На примере синтетических данных показано, что полученное нами теоретическое описание действительного отражения от криволинейной границы полностью применимо в AVO-инверсии.

AVO-инверсия, эффективные коэффициенты отражения, криволинейная граница, астигматизм волновых фронтов, закритические удаления

USING EFFECTIVE REFLECTION COEFFICIENTS FOR LONG-OFFSET AVO INVERSION OF PP-REFLECTIONS

T.V. Nefedkina¹, A.M. Aizenberg¹, E.Z. Rakshaeva², R.I. Vilegzhanin², P.A. Lykhin²

¹Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS

630090, Novosibirsk, Pr. Academica Koptuyuga, 3, Russia; e-mail: NefedkinaTV@ipgg.sbras.ru, AizenbergAM@ipgg.sbras.ru

²Novosibirsk State University

630090, Novosibirsk, Pirogova, 2, Russia; e-mail: rcatherine89@gmail.com, rvilegzhanin@gmail.com, Pavel.lykhin@gmail.com

Conventional AVO inversion workflow exploits linearized plane-wave reflection coefficients. Its application is limited to relatively plane interfaces, weak parameter contrasts and moderate incidence angles. It is also known that these coefficients are insensitive to the interface curvatures and break down at the near-critical offsets where the head wave is generated, as well as at the post-critical offsets where reflected and head waves interfere. In the paper, we utilize the effective reflection coefficients that generalize the plane-wave reflection coefficients for curved interfaces, non-plane waves and seismic frequencies. Using a synthetic data example, we have demonstrated that the theoretical description of an actual reflection from a curved interface is fully applicable in AVO inversion.

AVO inversion, effective reflection coefficients, curved interface, wavefront astigmatism, postcritical offsets

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время во всем мире растет интерес к сейсмическим наблюдениям на больших удалениях от источника. Большая апертура данных и широкоугловой процессинг существенно улучшают изображение сложных геологических структур. В процедурах AVO-инверсии очень важно найти такое теоретическое описание явления отражения, которое близко соответствовало бы реальным амплитудам AVO-отклика. Традиционные AVO-технологии широко используют линеаризованные плосковолновые коэффициенты отражения (ПВКО). Их применение ограничено относительно плоскими границами, слабыми контрастами параметров и умеренными углами падения. ПВКО нечувствительны к кривизне границ и неприменимы на околокритических удалениях, где образуется головная волна, а также в закритической области, где отраженная и головная волны интерферируют. Мы предложили новый подход к AVO-инверсии, основанный на эффективных

коэффициентах отражения (ЭКО) [Ayzenberg et al., 2007, 2009], которые обобщают ПВКО для неплоских волн, криволинейных границ и сейсмических частот.

МЕТОДОЛОГИЯ

AVO-инверсия на основе ЭКО. Детерминистическая AVO-инверсия может быть определена как оценка параметров модели среды путем минимизации невязки между наблюдаемыми и модельными AVO-данными:

$$F(v) = \sqrt{\sum_{n=1}^N [A_{obs}(x_n) - A_{mod}(x_n, v)]^2} \rightarrow \min, \quad (1)$$

где v – вектор неизвестных модельных параметров, x_n ($n = 1, 2, \dots, N$) – координаты сейсмоприемников, N – число сейсмоприемников. В настоящей работе неизвестными параметрами являются скорости и плотности.

Наблюденные AVO-данные $A_{obs}(x_n)$ (AVO-отклик) могут быть получены из сейсмических данных с помощью подхода, описанного в [Skopintseva et al., 2011]. AVO-отклик может быть представлен в виде

$$A_{obs}(x_n) = R_{obs}(x_n) / \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N R_{obs}(x_n) \right], \text{ где}$$

$$R_{obs}(x_n) \cong \sqrt{\int_{t_1(x_n)}^{t_2(x_n)} [u_X(x_n, t)]^2 dt + \int_{t_1(x_n)}^{t_2(x_n)} [u_Z(x_n, t)]^2 dt}. \quad (2)$$

$R_{obs}(x_n)$ есть среднеквадратичная величина, рассчитанная во временном окне $[t_1(x_n), t_2(x_n)]$, соответствующем времени прихода отраженной продольной волны; $u_X(x_n, t)$ и $u_Z(x_n, t)$ – X - и Z -компоненты вектора смещений отраженной волны на n -й трассе, умноженные на геометрическое расхождение.

По аналогии с AVO-откликом модельные AVO-данные (AVO-функция) имеют следующую форму [Ibid]:

$$A_{mod}(x_n) = R_{mod}(x_n) / \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N R_{mod}(x_n) \right],$$

где

$$R_{mod}(x_n) \cong \sqrt{\int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} |\chi(x_n, \omega)|^2 |S(\omega)|^2 d\omega}. \quad (3)$$

Здесь $\chi(x_n, \omega)$ есть ЭКО PP -волны, экстраполированный на уровень приемников, $S(\omega)$ есть спектр падающей сферической волны.

Эффективные коэффициенты отражения. Отраженную P -волну в приемнике x в операторном виде можно представить как [Auzenberg et al., 2009]

$$u_{pp}(x, \omega) = P(x, \tilde{s}, \omega) \cdot T(\tilde{s}, s, \omega) \cdot u_p(s, \omega),$$

где $P(x, \tilde{s}, \omega)$ – оператор распространения P -волны от точки отражения \tilde{s} до приемника x , $T(\tilde{s}, s, \omega)$ – конволюционный оператор отражения P -волны, который сворачивает в точку отражения \tilde{s} входные значения падающей волны $u_p(s, \omega)$, заданные на множестве точек падения s на границе, ω – угловая частота.

В сейсмической полосе частот отраженная P -волна может быть приближенно описана в форме, похожей на геометрическую сейсмологию:

$$u_{pp}(x, \omega) \cong \chi_{pp}[\theta, k r^*(x)] i \frac{S(\omega)}{V_{p1}} \frac{e_{pp}(\tilde{s})}{\sqrt{J_{pp}(x)}} e^{i k [l_1(\tilde{s}) + l_2(\tilde{s}, x)]}, \quad (4)$$

где $\sqrt{J_{pp}(x)}$ есть геометрическое расхождение, $k = \omega / V_{p1}$ и V_{p1} – волновое число и скорость продольной волны в покрывающей среде, $S(\omega)$ – спектр волнового импульса, $e_{pp}(\tilde{s})$ – вектор поляризации отраженной P -волны, $l_1(\tilde{s})$ и $l_2(\tilde{s}, x)$ – расстояния соответственно от источника до точки отражения и от точки отражения до приемника.

Здесь $\chi_{pp}[\theta, k r^*(x)]$ – это ЭКО P -волны в приемнике x .

Он зависит от угла падения (отражения) θ и безразмерного параметра $k r^*(x)$, где $r^*(x)$ – кажущийся радиус кривизны волнового фронта в приемнике. В геометрической сейсмике в формуле (4) вместо ЭКО $\chi_{pp}[\theta, k r^*(x)]$ стоит ПВКО $R_{pp}(\theta)$, не зависящий от частоты.

Понятие кажущегося радиуса кривизны волнового фронта на границе в точке отражения $r^*(\tilde{s})$ было введено в [Auzenberg et al., 2007]. Связано это с тем, что при отражении от криволинейной границы реальные фронты волн искажаются, и при выводе формул реальная волна заменяется кажущейся сферической волной, падающей на плоскость, касательную к криволинейной границе в точке отражения. Для того чтобы использовать ЭКО в AVO-инверсии (формулы (1)–(3)), необходимо определить его в приемнике, расположенном на поверхности наблюдений.

Эффективный коэффициент отражения PP -волны от криволинейной границы $\chi_{pp}[\theta, k r^*(x)]$ в приемнике x есть похожий на ЭКО P -волны $\chi_{pp}[\theta, k r^*(\tilde{s})]$ на границе в точке \tilde{s} , но кажущиеся радиусы кривизны волнового фронта в приемнике $r^*(x)$ и на границе $r^*(\tilde{s})$ не совпадают. В работе [Auzenberg et al., 2007] определена первая версия ЭКО в точке отражения на криволинейной границе через выражение для $r^*(\tilde{s})$:

$$r^*(\tilde{s}) = \frac{l_1(\tilde{s})}{1 - \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} l_1(\tilde{s}) H(\tilde{s})}, \quad (5)$$

где $H(\tilde{s})$ есть средняя кривизна границы. Оба ЭКО $\chi_{pp}[\theta, k r^*(x)]$ и $\chi_{pp}[\theta, k r^*(\tilde{s})]$ зависят от угла падения (отражения) θ и безразмерного параметра $k r^*$. Используя определение параметра $r^*(\tilde{s})$ (5) и свойство непрерывности кривизны волнового фронта на границе, можно описать параметр $r^*(x_n)$ в n -м приемнике с помощью аппроксимации [Skopintseva et al., 2012]:

$$r^*(x_n) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta [K_{11}^*(x_n) - \delta K_{11}(x_n)] + K_{22}^*(x_n)}, \quad (6)$$

где $K_{11}^*(x_n)$ и $K_{22}^*(x_n)$ являются кажущимися кривизнами волнового фронта отраженной P -волны соответственно в лучевой плоскости и перпендикулярной к ней. Они зависят от главных кривизн границы D_{11} , D_{22} и смешанной кривизны D_{12} . Компенсирующая кривизна фронта $\delta K_{11}(x_n) = [l_2(\tilde{s}_n, x_n) + (-D_{11} / \cos \theta)^{-1}]^{-1}$ приближенно описывает локальное отклонение волнового фронта головной PP -волны от конической формы в плоскости падения, $l_2(\tilde{s}_n, x_n)$ – расстояние от точки отражения до приемника.

Величины $\frac{1}{r^*(x_n)}$ и $\frac{1}{r^*(\tilde{s}_n)}$ могут быть интерпрети-

рованы как кривизны волнового фронта кажущейся сферической отраженной волны в приемнике и в точке от-

ражения, а параметры $r^*(x_n)$ и $r^*(\tilde{s}_n)$ – как кажущиеся радиусы этих кривизн. Заметим, что $r^*(x_n)$ стремится к $r^*(\tilde{s}_n)$, когда $l_2(\tilde{s}_n, x_n) \rightarrow 0$, и $r^*(x_n)$ редуцируется к $l_2(\tilde{s}_n, x_n) + l_1(\tilde{s}_n)$, когда реальная криволинейная граница заменяется касательной к ней плоской границей, для которой $D_{11} = D_{22} = D_{12} = 0$.

В случае отражения от плоской границы сферической волны, генерируемой точечным источником, ЭКО в приемнике редуцируется к так называемому сферическому коэффициенту отражения (СфКО) [Ursenbach et al., 2007]. СфКО позволяет рассчитывать интенсивность отраженных волн со сферическим фронтом, но игнорирует кривизну границы. В работе [Skopintseva et al., 2011] на синтетических данных проведено исследование AVO-инверсии PP-отражений на больших удалениях от источника, основанной на СфКО. Синтетические данные получены Reflectivity-методом [Kennett, 1983] для модели с горизонтальной плоской границей, разделяющей два однородных упругих полупространства. Было показано, что использование СфКО позволяет успешно проводить AVO-инверсию на околокритических и закритических удалениях и обеспечивает повышение точности определения параметров среды по сравнению с ПВКО. Особенно это касается скоростей распространения поперечных волн и плотностей. Включение околокритических и закритических удалений в AVO-инверсию значительно повышает точность решения обратной задачи.

Однако при отражении сферической волны от криволинейной границы в сейсмической полосе частот вокруг точки отражения образуется значительная зона Френеля, которая сильно влияет на амплитуды отраженной волны. При этом кривизна границы действует также на распространение энергии вдоль лучевой трубки и на поперечную диффузию поперек лучевой трубки. Все эти факторы необходимо учитывать при AVO-инверсии. Первый и третий факторы учитываются ЭКО, второй фактор корректируется геометрическим расхождением, зависящим от кривизны границы [Červený, 2001]. Впервые действие кривизны границы на AVO-инверсию продольных волн на больших удалениях от источника было исследовано в работе [Skopintseva et al., 2012]. В ней использовалась первая версия ЭКО, основанная на формулах (5) и (6). Тестирование ЭКО-1 на синтетических данных [Ibid] показало ее пригодность для использования в AVO-инверсии отражений от слабокриволинейных границ в сейсмической полосе частот при любых углах падения. Однако ЭКО-1 не учитывает астигматизм (разницу главных кривизн) волновых фронтов. Это снижает качество AVO-инверсии в случае границ сложной формы и большой кривизны.

Модифицированный эффективный коэффициент отражения. В работах [Ракшаева и др., 2013; Rakshaeva et al., 2014] предложена модификация ЭКО, которая учитывает астигматизм волновых фронтов и обе главные кривизны границы. Модифицированная версия ЭКО (МодЭКО) $\chi(\theta^*, kr^*)$ зависит от θ^* и r^* – кажущегося угла падения и кажущегося радиуса некоторой сферической волны, падающей на плоскость, касательную к границе в точке отражения. Эта версия ЭКО основана на локальной эквивалентности действия ЭКО на след падающей волны на криволинейной границе и на след сферической волны на плоской границе вблизи точки отражения при условии совпадения зон Френеля. Положение источника сферической волны по отношению к плоскости, касательной к границе

в точке отражения, определяется расстоянием r^* между кажущимся источником и точкой отражения и углом θ^* между нормалью к плоскости и лучом, соединяющим точку отражения и источник. Для простоты изложения приводится ЭКО для акустического случая:

$$\chi(\theta^*, kr^*) = \frac{kr^*}{\exp(ikr^*)} \times \int_0^\infty R(\zeta) \frac{i \exp(ikr^* \cos \theta^* \sqrt{1-\zeta^2})}{\sqrt{1-\zeta^2}} J_0(kr^* \sin \theta^* \zeta) \zeta d\zeta. \quad (7)$$

Здесь $R(\zeta)$ – ПВКО, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Используя формулы из [Červený, 2001], определим $r^* = 1 / \max(F_1, F_2)$ и $\theta^* = \arccos \sqrt{r^* \min(F_1, F_2)}$. Величины F_1 и F_2 – собственные числа матрицы проекции кривизн реального волнового фронта на криволинейную границу $F = GKG - \cos \theta D$ в точке отражения; K , G и D – матрицы кривизн соответственно волнового фронта на луче, поворота координат и кривизн границы [Ibid]. Для плоской границы $\chi(\theta^*, kr^*) = \chi(\theta, kr)$, где $\chi(\theta, kr)$ – сферический коэффициент отражения (СфКО), r – расстояние от реального источника сферической волны до точки отражения.

ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМОВ НА МОДЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Модельный пример. Для оценки потенциала МодЭКО в AVO-инверсии в сравнении с существующими версиями ЭКО расчеты были выполнены для модели криволинейной границы, использованной в [Skopintseva et al., 2012] и показанной на рис. 1.

Модель представляет собой границу гауссовой формы между двумя однородными изотропными полупространствами. Уравнение границы $z = -0.7 + 0.2 \exp(-Ax^2 - By^2)$, где A и B – параметры крутизны. В нашем случае $A = 1 \text{ км}^{-2}$, $B = 0 \text{ км}^{-2}$. Скорости в верхней и нижней средах составляют соответственно $V_{p1} = 2.0 \text{ км/с}$, $V_{s1} = 1.1 \text{ км/с}$ и $V_{p2} = 2.8 \text{ км/с}$, $V_{s2} = 1.6 \text{ км/с}$. Плотности верхней и нижней сред – $\rho_1 = 1.8 \text{ г/см}^3$ и $\rho_2 = 2.1 \text{ г/см}^3$. Мы рассматриваем сейсмограмму ОСТ для точки, находящейся на вершине антиклинальной границы. Источники и приемники размещены вдоль профиля, расположенного вкост простирания границы на расстоянии 0.5 км от касательной плоскости в точке отражения. Шаг между источниками/приемниками 100 м. Расстояние источник–приемник изменяется от 0 до 3.8 км и покрывает докритические, околокритические и закритические удаления. Главные кривизны границы в точке отражения $D_{11} = -0.4 \text{ км}^{-1}$, $D_{22} = 0 \text{ км}^{-1}$. Критический угол $\theta = 45.58^\circ$.

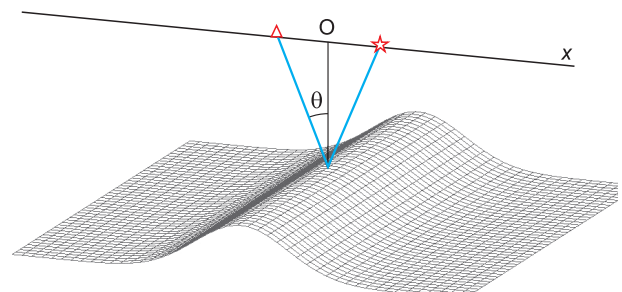


Рис. 1. Модель среды.

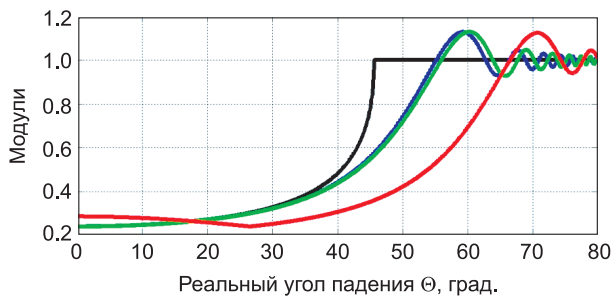


Рис. 2. Модули ЭКО на криволинейной границе для частоты 32 Гц.

Анализ модулей эффективных коэффициентов отражения. На рис. 2 показаны модули ЭКО разных версий и ПВКО для сравнения. Красным цветом обозначен МодЭКО на криволинейной границе, зеленым – ЭКО-1, синим – СфКО, черным – ПВКО. СфКО и ПВКО были рассчитаны для модели с плоской границей на глубине 0.5 км. Вычисления проводились для частоты $f = 32$ Гц. МодЭКО существенно зависит от кривизны границы и кривизны фронта падающей волны, что проявляется в его отклонении от СфКО как в близкритической и закритической зонах, так и в докритической области. Амплитудный максимум мод-ЭКО сильно сдвинут в сторону увеличения углов падения. ЭКО-1 и СфКО мало различаются, поскольку ЭКО-1 недостаточно учитывает асимметрию главных кривизн границы. Осцилляции ЭКО в закритической зоне порождены интерференцией отраженной и головной волн.

Синтетическое волновое поле. Моделирование волнового поля выполнено методом конечных разностей [Самарский, 1971] в два этапа. На первом этапе синтетические сейсмограммы рассчитывались 2D алгоритмом для акустической среды в системе *Madagascar* (см.: http://www.ahay.org/wiki/Main_Page). Падающая цилиндрическая P -волна задавалась импульсом Риккера с доминантной частотой 32 Гц. Синтетическая сейсмограмма ОСТ показана на рис. 3. В первых вступлениях прослеживается прямая волна. AVO-отклик получен во временном окне, равном 1.5 периода отраженной волны вдоль ее годографа. Для коррекции амплитуд за геометрическое расхождение фронта

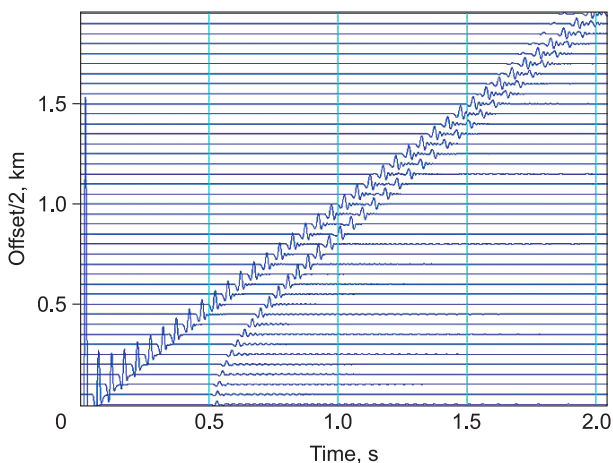


Рис. 3. Синтетическая сейсмограмма ОСТ.

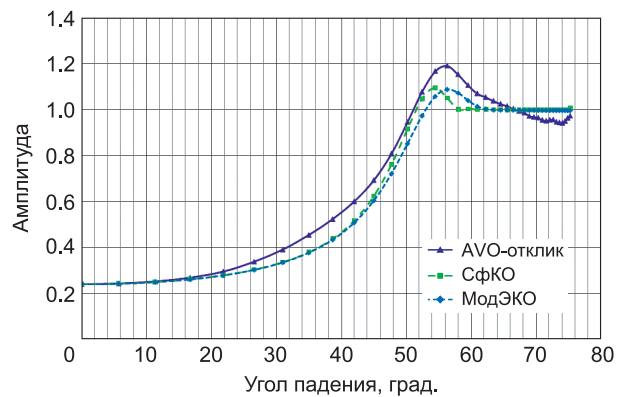


Рис. 4. Модули ЭКО и AVO-отклик. 2D акустическая среда.

цилиндрической волны, отраженной от криволинейной границы, использовались формулы Червени, учитывающие кривизну рефлектора [Červený, 2001].

На рис. 4 показаны модули эффективных коэффициентов отражения в приемнике, рассчитанные по разным версиям ЭКО, и AVO-отклик (сиреневая линия). Видно, что положение закритического максимума амплитуд Мод-ЭКО точно совпадает с максимумом AVO-отклика и соответствует углу падения $\theta = 56.3^\circ$. Вместе с тем максимум сферического коэффициента сдвинут в сторону меньших удалений и соответствует углу падения $\theta = 54.5^\circ$. По абсолютному уровню амплитуд наблюдается некоторое отличие кривых друг от друга.

На втором этапе синтетические сейсмограммы рассчитывались 3D алгоритмом для упругой среды по программе Sofi 3D (см.: <https://www.gpi.kit.edu/english/SOFI3D.php>) для той же модели (см. рис. 1). Сейсмограмма ОСТ формировалась из сейсмограмм ОТВ выборкой симметричных с источником трасс относительно общей точки отражения. Чтобы избежать влияния краевых эффектов, было проделано следующее: профиль заглублен на 35 м от поверхности, на всех боковых границах были установлены поглощающие слои типа *cPML (convolutional Perfectly Matched Layer)* [Collino, Tsogka, 2001]. В качестве входного сигнала подавался импульс Риккера с несущей частотой 32 Гц. Как и в двумерном случае, с сейсмограммы были сняты значения амплитуд отраженной волны и введена поправка за геометрическое расхождение с учетом кривизны границы

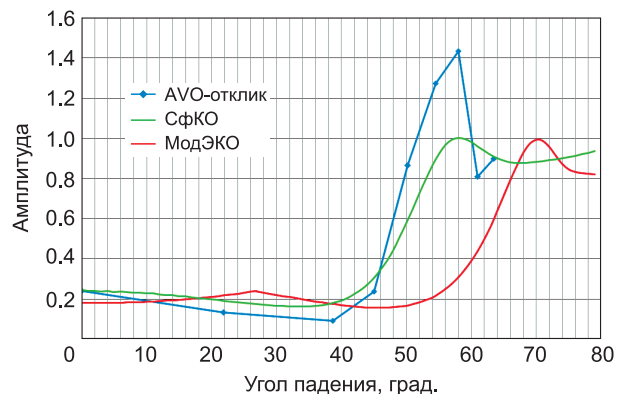


Рис. 5. Сравнение AVO-отклика с AVO-функциями. 3D упругая среда.

по Червени [Červený, 2001]. На рис. 5 приведено сравнение получившегося AVO-отклика с теоретическим описанием отражения по СфКО и МодЭКО. Чтобы провести сравнение, значения AVO-отклика были нормированы на значение СфКО при нормальном падении (в первой точке).

Из анализа полученных AVO-зависимостей следует, что СфКО намного качественнее, чем МодЭКО, описывает AVO-отклик, извлеченный из 3D упругого волнового поля. За критические максимумы амплитуд AVO-отклика и СфКО наблюдаются при одном и том же угле падения $\theta = 58^\circ$, а амплитудный максимум МодЭКО сдвинут в сторону больших углов падения и соответствует $\theta = 70^\circ$. Можно предположить, что метод конечных разностей, использованный при моделировании трехмерного упругого волнового поля, не чувствителен к кривизне границы. Однако этот вывод нуждается в дополнительной проверке.

Результаты AVO-инверсии. Нелинейная AVO-инверсия выполнена для акустического случая оптимизационным методом Нелдера–Мида. Известными параметрами модели были: кривизна границы (D_{11}), скорость и плотность в верхней среде (V_{P1} , ρ_1). Неизвестные параметры – параметры второго слоя: скорость (V_{P2}) и плотность (ρ_2). Начальное приближение неизвестных параметров задавалось с погрешностью 15 %. Чтобы показать важность компенсации кривизны границы в наблюдаемых и модельных AVO-данных, мы выполнили AVO-инверсию для трех различных AVO-функций, основанных на МодЭКО, СфКО и ПВКО. Оценки параметров и их относительные погрешности, полученные в результате AVO-инверсии, приведены в таблице.

Как видно из таблицы, точность AVO-инверсии с применением МодЭКО значительно превышает точность методов, не учитывающих кривизну границы. Погрешности определения параметров модели с применением МодЭКО составляют 2 %, для СфКО – 7–11, для ПВКО – 14 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поскольку ЭКО достаточно корректно описывают околокритические и закритические отражения, это повышает точность AVO-инверсии на больших удалениях от источника по сравнению с ПВКО. В акустической среде МодЭКО могут быть использованы в AVO-инверсии для теоретического описания амплитуд закритических отражений в случае границ сложной формы и большой кривизны. Необходимо продолжить тестирование алгоритмов AVO-инверсии, основанной на МодЭКО, на 3D моделях упругих сред с криволинейными границами.

Оценки параметров из AVO-инверсии

	V_{P2} , км/с	ΔV_{P2} , %	ρ_2 , г/см ³	$\Delta \rho_2$, %
МодЭКО	2.88	2.8	2.13	1.5
СфКО	3.00	7.1	1.87	11.0
ПВКО	3.21	14.6	2.40	14.3

Авторы благодарят Л.В. Скопинцеву и М.А. Айзенберг за неоценимый вклад в исследования, результаты которых вошли в публикации [Skopintseva et al., 2011, 2012].

Литература

- Ракшаева Е.Ж., Нефёдкина Т.В., Айзенберг А.М.** Модифицированный эффективный коэффициент отражения для AVO-инверсии закритических PP-отражений от криволинейных границ // IX Междунар. науч. конгресс и выставка “Интерэкспо Гео-Сибирь – 2013”: сб. материалов. Новосибирск: Изд-во СГУГиТ, 2013. Т. 2. С. 126–131.
- Самарский А.А.** Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
- Ayzenberg M.A., Aizenberg A.M., Helle H.B. et al.** 3D diffraction modeling of singly scattered acoustic wavefields based on the combination of surface integral propagators and transmission operators // Geophysics. 2007. V. 72, N 5. P. SM19–SM34.
- Ayzenberg M., Tsvankin I., Aizenberg A.M., Ursin B.** Effective reflection coefficients for curved interfaces in transversally isotropic media // Geophysics. 2009. V. 74, N 5. P. WB33–WB53.
- Červený V.** Seismic ray theory. Cambridge Univ. Press, 2001.
- Collino F., Tsogka C.** Application of the perfectly matched absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media // Geophysics. 2001. V. 66, N 1. P. 294–307.
- Kennett B.N.** Seismic wave propagation in stratified media. Cambridge Univ. Press, 1983.
- Rakshaeva E.Z., Zyatkov N.Y., Aizenberg A.M.** Modified effective reflection coefficient adapted for AVO-inversion of moderate- and long-offset data // SEG Techn. Program Exp. Abstracts. 2014. V. 33. P. 496–500.
- Skopintseva L.V., Ayzenberg M.A., Landrø M. et al.** Long-offset AVO-inversion of PP-reflections from plane interfaces using effective reflection coefficients // Geophysics. 2011. V. 76, N 6. P. c65–c79.
- Skopintseva L.V., Aizenberg A.M., Ayzenberg M.A. et al.** The effect of interface curvature on AVO-inversion of near-critical and post-critical PP-reflections // Geophysics. 2012. V. 77, N 5. P. N1–N16.
- Ursenbach C.P., Haase A.B., Downton J.E.** An efficient method for AVO-modeling of reflected spherical waves // J. Seismic Explor. 2007. V. 16, N 1. P. 561.

Поступила 30 июня 2015 г.,
в окончательном варианте – 25 июля 2015 г.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

НЕФЁДКИНА Татьяна Викторовна – кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН. E-mail: NefedkinaTV@ipgg.sbras.ru

АЙЗЕНБЕРГ Аркадий Маркович – кандидат физико-математических наук, доцент, старший научный сотрудник Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН. E-mail: AizenbergAM@ipgg.sbras.ru

РАКШАЕВА Екатерина Жимбеевна – магистр, аспирантка Новосибирского государственного университета, кафедра математических методов геофизики. E-mail: rcatherine89@gmail.com

ВЫЛЕГЖАНИН Руслан Игоревич – магистр геологии, Новосибирский государственный университет, кафедра геофизики. E-mail: rvilegzhanin@gmail.com

ЛЫХИН Павел Александрович – магистр геологии, Новосибирский государственный университет, кафедра геофизики. E-mail: rvilegzhanin@gmail.com