



ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ РАЗРЫВА СМЕЩЕНИЙ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТЕЙ УПРУГИХ ВОЛН

Т.И. Чичина¹, И.Р. Оболенцева², Г.А. Дугаров²

¹Мексиканский институт нефти,

07730, Мехико, Эхе Сентрал Лазаро Карденас, 152, Мексика, e-mail: tichqvoa@yahoo.com

²Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,

630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия, e-mail: irobolentseva@ngs.ru, geserdugarov@gmail.com

Дается краткая характеристика известной модели разрыва смещений Linear Slip Transversely Isotropic (LS TI), являющейся эффективной моделью среды с параллельными трещинами в изотропной породе. В модели LS TI четыре независимых элемента матрицы упругих постоянных вместо пяти независимых, свойственных трансверсально-изотропной симметрии (TI). Пятый элемент (c_{13}) перестает быть независимым в модели LS TI. Ранее нами было показано, что это ведет к нарушению законов физики и принципа симметрии Кюри. В настоящей статье анализируется целый ряд опубликованных экспериментальных данных о скоростях распространения упругих волн с точки зрения их соответствия модели LS TI. Проводится сравнение константы c_{13} , найденной экспериментально, с константой c_{13} в модели LS TI, вычисленной в функции независимых констант c_{ij} . Показано, что результаты сравнения подтверждают вывод о несостоятельности модели LS TI в случае ее применения для произвольных направлений распространения упругих волн, т. е. отличных от оси симметрии и плоскости изотропии модели.

Упругие волны в средах с ориентированными трещинами, эффективные модели трещиноватых сред, трансверсально-изотропная модель (TI), модель разрыва смещений Linear Slip (LS)

ESTIMATING APPLICABILITY OF THE DISPLACEMENT-DISCONTINUITY MODEL USING EXPERIMENTAL DATA ON MEASUREMENTS OF ELASTIC-WAVE VELOCITIES

T.I. Chichinina¹, I.R. Obolentseva², G.A. Dugarov²

¹Instituto Mexicano del Petroleo, Eje Central Lazaro Cardenas,

152, Mexico D.F., 07730, Mexico, e-mail: tichqvoa@yahoo.com

²Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics, SB RAS,

Acad. Koptyuga prosp., 3, Novosibirsk, 630090, Russia, e-mail: irobolentseva@ngs.ru, geserdugarov@gmail.com

The effective model of a medium with parallel fractures in an isotropic background rock known as the Linear Slip Transversely Isotropic (LS TI) model is revised. This model of TI symmetry is identified by four independent elements of elastic-constant matrix instead of five independent elements inherent to TI symmetry. The fifth element c_{13} ceases to be independent in the LS model. As we have demonstrated previously, this leads to violating physics' laws and Curie's symmetry principle. In the present paper, we analyze a wide variety of published experimental data on elastic waves' velocities from the standpoint of their correspondence to the LS model. The experimentally measured c_{13} -constant is compared with the c_{13} -constant in the LS TI model calculated as the function of independent constants c_{ij} . The comparison results confirm our conclusion on impracticability of LS TI model when applied for arbitrary wave-propagation directions, i. e. differing from the symmetry axis and the isotropy plane of the model.

Elastic waves in media with aligned fractures, effective-medium models of fractured media, transversely isotropic model (TI), displacement-discontinuity Linear Slip (LS) model

ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых технологий в нефтегазовой сейсморазведке и смежных областях требует пристального внимания специалистов к качеству применяемых способов обработки и интерпретации сейсмических данных. В статье [Чичина и др., 2016] дан обзор существующих эффективных моделей сред с ориентированными трещинами и представлен анализ одной из них – модели разрыва смещений для среды с одной системой параллельных трещин в изотропной вмещающей породе, т. е. трансверсально-изотропной (TI). Эта модель, известная как модель Linear Slip (LS) [Schoenberg, 1980, 1983], т. е. Линейного Проскальзы-

вания М. Шонберга, нашла широкое применение среди геофизиков-сейсморазведчиков за последние три десятилетия. Причинами ее популярности являются уменьшенное количество независимых элементов матрицы жесткости, описывающей среду с параллельными трещинами (четыре вместо пяти), и введение характеристик трещиноватости непосредственно в элементы матрицы жесткости. Однако как показал выполненный нами анализ этой модели [Чичина и др., 2015, 2016; Chichinina et al., 2015], она не имеет физического смысла и не соответствует принципу симметрии Кюри. Применять ее можно только в случае распространения

упругих волн по нормали к плоскостям трещин, т. е. вдоль оси симметрии среды, и в плоскости трещин, плоскости изотропии. В настоящей статье мы приводим данные экспериментов, в которых определялись все пять упругих констант среды, и сравниваем, насколько отличается измеренная константа c_{13} от вычисленной в модели LS. По результатам этого сравнения можно будет судить о применимости модели LS к реальным данным и подтвердить или опровергнуть наш вывод, сделанный при анализе теоретических основ этой модели [Чичина и др., 2015, 2016; Chichina et al., 2015].

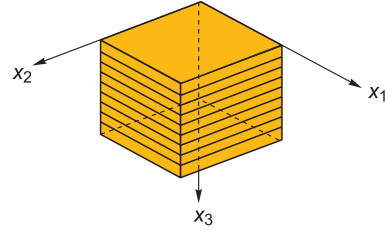


Рис. 1. Модель VTI: трансверсально-изотропная среда с вертикальной осью симметрии x_3 , нормальной к плоскостям горизонтальных трещин в изотропной среде.

ХАРАКТЕРИСТИКА МОДЕЛИ LS TI

Модель LS TI [Schoenberg, 1980, 1983] характеризуется четырьмя константами: двумя для трещин (Δ_N и Δ_T) и двумя для изотропной среды (λ и μ), в которой они находятся. Эта модель нами подробно описана и проанализирована в статье [Чичина и др., 2016] и кратко в тезисах конференций [Чичина и др., 2015; Chichina et al., 2015]. Там же можно найти много ссылок на работы автора модели LS и его соавторов, например [Schoenberg, Sayers, 1995], в которых она рассматривается в разных аспектах. В данном разделе статьи мы приводим только очень краткие сведения о ней, необходимые для понимания следующего, главного раздела настоящей статьи, посвященного анализу результатов применения модели LS к экспериментальным данным о скоростях распространения упругих волн в среде TI. Поскольку анализируемые экспериментальные данные относятся к средам симметрии VTI, ниже приводятся матрицы упругих констант модели LS VTI – матрицы податливости \mathbf{S} и жесткости \mathbf{C} – для случая ориентации оси симметрии среды TI по вертикали (\mathcal{V}), вдоль оси x_3 (рис. 1), что соответствует горизонтальным трещинам в изотропной среде. Аналогичный случай вертикальных трещин в изотропной среде, т. е. модели HTI, с горизонтальной осью симметрии (\mathcal{H}), подробно разобран в статье [Чичина и др., 2016].

Матрица податливости \mathbf{S} для модели LS VTI имеет вид

$$\mathbf{S}^{\text{LS VTI}} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} & -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} & -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} + Z_N & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu} + Z_T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu} + Z_T & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где λ, μ – параметры Ламе изотропной вмещающей среды, Z_N, Z_T – нормальная и касательная податливости трещин.

Матрица жесткости \mathbf{C} , обратная матрице \mathbf{S} , $\mathbf{C} = \mathbf{S}^{-1}$, для модели LS VTI выглядит следующим образом [Bakulin et al., 2000]:

$$\mathbf{C}^{\text{LS VTI}} = \begin{pmatrix} M(1 - r^2\Delta_N) & \lambda(1 - r\Delta_N) & \lambda(1 - \Delta_N) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(1 - r\Delta_N) & M(1 - r^2\Delta_N) & \lambda(1 - \Delta_N) & 0 & 0 & 0 \\ \lambda(1 - \Delta_N) & \lambda(1 - \Delta_N) & M(1 - \Delta_N) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu(1 - \Delta_T) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu(1 - \Delta_T) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $M = \lambda + 2\mu$, $r = \lambda / M$; Δ_N и Δ_T – нормальная и касательная ослабленности, характеризующие трещины, $\Delta_N = Z_N / (Z_N + 1 / M)$, $\Delta_T = Z_T / (Z_T + 1 / \mu)$.

Модель LS TI [Schoenberg, 1980, 1983] представлена ее автором как трансверсально-изотропная с осью симметрии, нормальной плоскостям параллельных трещин, поэтому матрицы \mathbf{S}^{LS} и \mathbf{C}^{LS} должны иметь пять независимых элементов [Сиротин, Шаскольская, 1979]. Однако в модели LS TI их только четыре: это диагональные элементы $s_{11} = s_{22}, s_{33}, s_{44} = s_{55}, s_{66}$ в матрице \mathbf{S}^{LS} (1) и $c_{11} = c_{22}, c_{33}, c_{44} = c_{55}, c_{66}$ в матрице \mathbf{C}^{LS} (2). Поскольку матрицы \mathbf{S}^{LS} и \mathbf{C}^{LS} должны удовлетворять условиям симметрии трансверсально-изотропной среды, то пятым независимым элементом должен быть $s_{13} = s_{31}$ в матрице $\mathbf{S}^{\text{LS VTI}}$ и $c_{13} = c_{31}$ в матрице $\mathbf{C}^{\text{LS VTI}}$, но он оказывается зависимым в модели LS TI.

“Экономия” М. Шонберга на пятом элементе s_{13} состояла в том, что он предложил считать его равным s_{12} в матрице $\mathbf{S}^{\text{LS VTI}}$. Иначе говоря, М. Шонберг положил, что все недиагональные элементы матрицы податливости, s_{12}, s_{13} и s_{23} , в модели LS TI должны быть равными и зависимыми, т. е. такими же, как в изотропной среде. Для симметрии VT

$$s_{13}^{\text{LS VTI}} = s_{12} = s_{23} = s_{11} - s_{66} / 2. \quad (3)$$

Такой выбор является следствием применения принципа, изложенного в статье [Schoenberg, Muir, 1989], по которому была построена матрица податливости \mathbf{S}^{LS} : $\mathbf{S} = \mathbf{S}^0 + \Delta\mathbf{S}$, где \mathbf{S}^0 – тензор податливости вмещающей среды (без трещин), а $\Delta\mathbf{S}$ – тензор “добавочных” податливостей Z_N и Z_T , которые определяют вклад трещин в эффективный тензор податливости \mathbf{S} . Однако применение этого принципа построения матрицы податливости $\mathbf{S}^{\text{LS TI}}$ противоречит физике деформирования трансверсально-изотропной среды [Чичинина и др., 2015, 2016; Chichinina et al., 2015].

При переходе от матрицы податливости \mathbf{S}^{LS} (1) к матрице жесткости \mathbf{C}^{LS} (2) путем вычисления обратной матрицы, $\mathbf{C}^{\text{LS}} = (\mathbf{S}^{\text{LS}})^{-1}$, равенство (3) $s_{13} = s_{12}$ переходит в следующее равенство: $c_{13}^2 + 2c_{66}c_{13} + c_{33}(2c_{66} - c_{11}) = 0$, которое является квадратным уравнением относительно c_{13} и имеет решение $c_{13} > 0$:

$$c_{13}^{\text{LS VTI}} = \sqrt{c_{66}^2 - c_{33}(2c_{66} - c_{11})} - c_{66}. \quad (4)$$

Его можно записать в следующем виде:

$$c_{13}^{\text{LS TI}} = \sqrt{c_{SH,II}^2 - c_{P,\perp}(2c_{SH,II} - c_{P,II})} - c_{SH,II}, \quad (5)$$

введя в индексы элементов c_{ij} обозначения, указывающие тип волны: P, SH , поскольку $c_{SH,II} = \rho V_{SH,II}^2$, $c_{P,\perp} = \rho V_{P,\perp}^2$, $c_{P,II} = \rho V_{P,II}^2$ (ρ – плотность среды), и направления их распространения: “ \perp ” – по нормали к плоскости изотропии, “II” – параллельно плоскости изотропии. Теперь видно, что значения c_{13} зависят от скорости $V_{P,\perp}$ волны P на оси симметрии и от скоростей $V_{P,II}$ и $V_{SH,II}$ в плоскости изотропии. Таким образом, в рамках модели LS TI константа c_{13} может быть вычислена лишь по трем измерениям скоростей: $V_{SH,II}$, $V_{P,\perp}$ и $V_{P,II}$, что отличается от общего случая трансверсально-изотропной среды, когда необходимо еще измерение скорости $V_{P,0}$ или $V_{SV,0}$ в дополнительном направлении, т. е. между двумя главными направлениями симметрии: $\theta = 0^\circ$ (\perp) и $\theta = 90^\circ$ (II).

Знание константы c_{13} необходимо для нахождения скоростей $V_P(\theta)$ и $V_{SV}(\theta)$ для P - и SV -волн при произвольном направлении их распространения, не совпадающем с плоскостью изотропии и нормалью к

ней. Однако, как это было показано в статье [Чичинина и др., 2016], применение формулы (5) для c_{13} приводит к неправильным зависимостям $V_P(\theta)$ и $V_{SV}(\theta)$. Они могут быть близки к истинным только в том случае, если относительная разница между независимой константой c_{13} в модели TI и константой $c_{13}^{\text{LS TI}}$ минимальна, т. е. когда

$$\Delta c_{13} = (c_{13}^{\text{LS}} - c_{13}) / c_{13} \rightarrow 0. \quad (6)$$

Таким образом, получается, что вычислять c_{13} простым способом, т. е. c_{13}^{LS} вместо c_{13} , нельзя, не убедившись предварительно, что выполняется условие (6), для чего надо знать как c_{13}^{LS} , так и c_{13} . Поэтому нет никакого смысла в применении модели LS для вычисления скоростей P - и SV -волн по произвольному направлению.

СРАВНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ c_{13} В МОДЕЛЯХ LS TI И TI ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Строго говоря, вычисление константы $c_{13}^{\text{LS VTI}}$ в функции жесткостей c_{ij} способом (4) для модели LS TI дает результат, не имеющий физического смысла, что показано в публикациях [Чичинина и др., 2015, 2016; Chichinina et al., 2015]. Однако величина $c_{13}^{\text{LS VTI}} + \varepsilon$, где ε – бесконечно малая величина, уже имеет физический смысл и входит в выражения предельно возможных значений скоростей $V_P(\theta)$ и $V_{SV}(\theta)$, для P -волн – наименьших, а для SV -волн – наибольших, см. рис. 2, на котором они помечены надписями Linear Slip. Следовательно, и зависимости $V_P(\theta)$ и $V_{SV}(\theta)$, в которые входит эта константа c_{13} , равная сумме $c_{13}^{\text{LS VTI}} + \varepsilon$, – тоже должны описывать физические возможные скорости; эти две кривые скоростей совпадают с графиками скоростей в модели Linear Slip. Их можно считать границами областей допустимых значений скоростей P - и SV -волн. Они вычислены как функции констант c_{ij} с константой c_{13} , определяемой выражением (4) для c_{13}^{LS} . Это обусловлено тем, что выражение для минимально возможного значения c_{13} [Yan et al., 2013; 2015] совпадает с выражением (4) для c_{13}^{LS} , $c_{13 \text{ min}} = c_{13}^{\text{LS}}$. Вторые границы области допустимых значений скоростей вычислены из ограничения $c_{13} < c_{13 \text{ max}} = \sqrt{c_{33}(c_{11} - 2c_{66})}$ из работ [Yan et al., 2013; 2015].

Зависимости $V_P(\theta)$, $V_{SV}(\theta)$, $V_{SH}(\theta)$ построены для сланцев по данным из статьи [Sone, Zoback, 2013]. Для песчаников и карбонатов аналогичные рисунки приведены в статье [Чичинина и др., 2016].

Возникает вопрос: действительно ли показанные на рис. 2 функции $V_P(\theta)$, $V_{SV}(\theta)$ с пометками Linear Slip вычислены для предельно возможных значений скоростей $V_P(\theta)$, $V_{SV}(\theta)$. Для этого их надо сравнить с набором значений скоростей, измеренных для реально существующих различных пород, и убедиться, что такие значения в меньшинстве. С этой целью нами выполнено сравнение значений c_{13} в реальных породах и их пластинчатых моделях со значениями c_{13} в аппроксимирующей эти данные модели LS TI.

Анализ данных измерений на пластинчатых моделях

Мы проверили довольно много экспериментальных данных, из числа опубликованных, на предмет их соответствия модели LS TI. Они относятся к пластинчатым моделям, имитирующим породы с параллель-

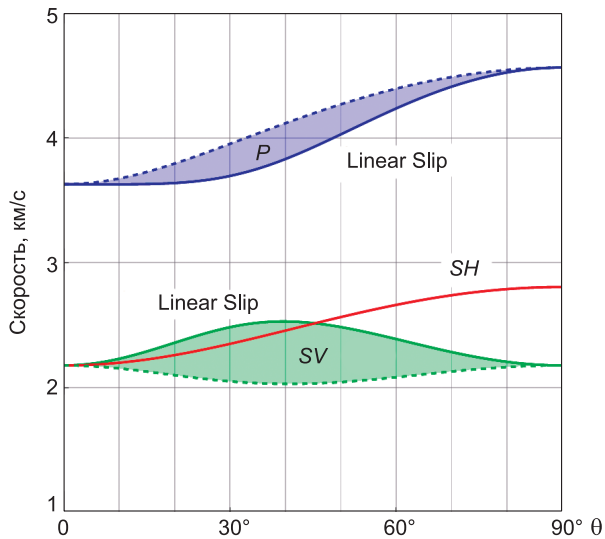


Рис. 2. Фазовые скорости $V_P(\theta)$, $V_{SV}(\theta)$ и $V_{SH}(\theta)$. Заливкой показаны области допустимых значений скоростей $V_P(\theta)$, $V_{SV}(\theta)$; границы областей в них не входят.

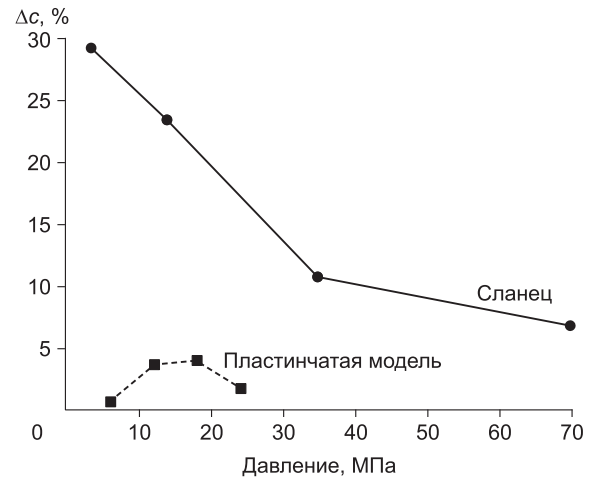


Рис. 3. Расхождение $\Delta c_{13} = (c_{13}^{LS} - c_{13}) / c_{13}$ в оценках c_{13} для модели LS (c_{13}^{LS}) по сравнению с константой c_{13} по данным ультразвуковых измерений скоростей P -, SV - и SH -волн в пластинчатой модели и в образце сланца при различных значениях давления.

ными трещинами, и к нескольким типам осадочных пород: сланцам, песчаникам и карбонатам. Значения константы c_{13} , как показали эксперименты, зависят от давления и от частоты колебаний. Мы оценивали их при разных значениях давления и на разных частотах.

Рассмотрим расхождение $\Delta c_{13} = (c_{13}^{LS} - c_{13}) / c_{13}$ в оценке константы c_{13} при определении ее в рамках модели LS по сравнению с данными ультразвуковых измерений c_{13} на пластинчатой модели [Hsu, Schoenberg, 1993] и в образце сланца [Podio et al., 1968] (рис. 3).

Модель Хсу–Шонберга была собрана из пластинок люсита с шершавыми поверхностями, прижатыми друг к другу давлением величиной от 6 до 24 МПа [Hsu, Schoenberg, 1993]. Скорости P -, SV - и SH -волн измерялись для следующих направлений распространения: вдоль оси симметрии ($\theta = 0^\circ$), в плоскости изотропии ($\theta = 90^\circ$) и для шести значений угла θ в интервале ~ 50 – 80° . Использовался килогерцевый диапазон частот с частотой максимума спектра ~ 150 кГц. По измеренным значениям скоростей $V(\theta)$ определялись все пять констант c_{ij} модели ВТИ, включая и истинную константу c_{13} . Также по формуле (4) для модели LS вычислялась константа c_{13}^{LS} в функции трех других, измеренных в эксперименте. Ошибка Δc_{13} в процентах, показанная на рис. 3, находилась как $\Delta c_{13} = (c_{13}^{LS} - c_{13}) / c_{13}$.

В результате анализа данных, полученных на модели Хсу–Шонберга, получилось, что ошибка Δc_{13} имеет величину порядка 1–4 %, а именно: при давлении 6, 12, 18, 24 МПа она составила 0.7, 3.6, 3.8, 1.7 % соответственно (см. рис. 3). Отсюда авторами работы [Hsu, Schoenberg, 1993] был сделан вывод, что модель LS полностью подтверждается экспериментальными данными. Это означало, что имея значения скоростей P - и SH -волн только на оси симметрии ($\theta = 0^\circ$) и в плоскости изотропии ($\theta = 90^\circ$), можно вычислить c_{13}^{LS} по формуле (4) или (5) и находить скорости P - и SV -волн для произвольных направлений распространения. Этот вывод был воспринят рядом исследователей

[Chichinina et al., 2009a–c; Far et al., 2014; и др.] как руководство к действию, и только сейчас возник вопрос насчет применимости модели LS.

Теперь обратимся к показанному на рис. 3 графику $\Delta c_{13}(P)$ зависимости ошибки Δc_{13} от давления P , рассчитанному нами по данным измерений скоростей на образце сланца [Podio et al., 1968; Fig. 25], опубликованным до появления модели Шонберга. Видно, что для эксперимента с реальной породой, сланцем, модель LS становится неприменимой, так как ошибка Δc_{13} слишком велика и достигает 30 % при давлении 4 МПа. Только при достаточно больших давлениях, больше 40 МПа, ошибка Δc_{13} становится меньше 10 %, что уже соизмеримо с ошибками, обычно возникающими за счет погрешностей наблюдений.

На рис. 4 показана ошибка $\Delta c_{13}(P)$ для более представительного набора пластинчатых моделей, чем на рис. 3. Добавлены результаты еще по двум другим аналогичным экспериментам с пластинчатыми моделями: [Гик, Бобров, 1996; Far, 2011]. Для сравнения приведен тот же самый график $\Delta c_{13}(P)$ для пластинчатой модели Хсу–Шонберга, который был показан на рис. 3. Его продолжением в сторону низких давлений можно считать график $\Delta c_{13}(P)$ для модели из пластинок плексигласа с волнистыми поверхностями, построенный нами по данным экспериментальной работы [Гик, Бобров, 1996], представленным в публикациях [Chichinina et al., 2007, 2009a, b] в терминах модели Шонберга LS. В эксперименте Л.Д. Гика, Б.А. Боброва [1996] давления были недостаточно высокие, 4 МПа и менее, так как пластины были недостаточно хорошо прижаты друг к другу (одноосное сжатие осуществлялось с помощью тисков), и поэтому условие ограничения для модели LS совсем не выполнялось: ошибки в определении Δc_{13} были большие (30 %), а при минимальном давлении 1 МПа даже достигали 100 %.

На рис. 4, кроме графиков $\Delta c_{13}(P)$ для пластинчатых моделей Хсу–Шонберга и Гика–Боброва, даны еще четыре для аналогичных моделей Фара [Far, 2011]. Они охватывают вдвое более узкую полосу давлений

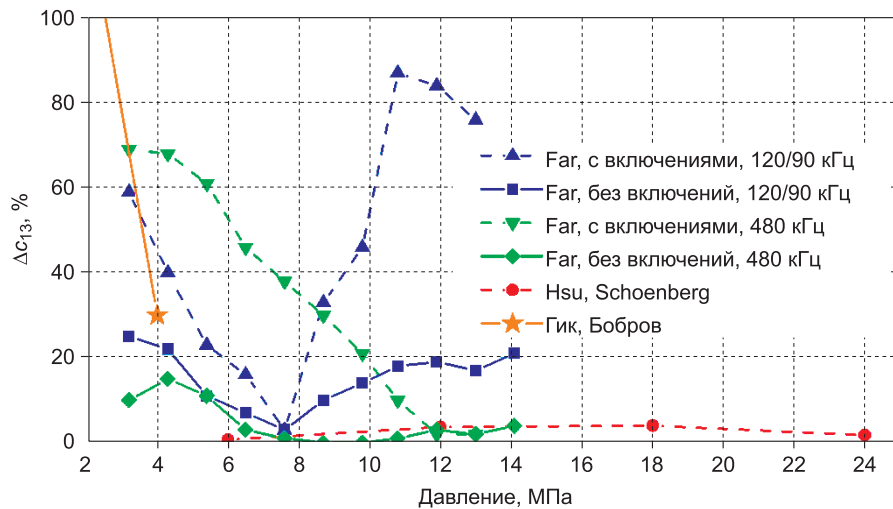


Рис. 4. Ошибка $\Delta c_{13} = (c_{13}^{LS} - c_{13}) / c_{13}$, найденная по данным ультразвуковых измерений скоростей P -, SV - и SH -волн в пластинчатых моделях при различных значениях давления P .

(3–14 МПа, по сравнению с полосой 6–24 МПа для модели Хсу–Шонберга), но имеют более широкий частотный диапазон (90/120 и 480 кГц). Пластинчатые модели в экспериментах М. Фара использовались в двух модификациях: одна была с дискообразными резиновыми включениями между пластинами, а другая – обычная, как в экспериментах Хсу–Шонберга и Гика–Боброва. В экспериментах М. Фара для обычной модели, без включений, так же, как и для модели с включениями, измерения скоростей проводились в направлениях $\theta = 0, 45$ и 90° в низкочастотном диапазоне $f_{max} = 120$ кГц для P -волны и $f_{max} = 90$ кГц для S -волн, а также в высокочастотном диапазоне $f_{max} = 480$ кГц для P - и S -волн [Far, 2011]. Заметим, что впоследствии данные о скоростях при $\theta = 45^\circ$ М. Фар убрал из своей последующей публикации по этому же эксперименту [Far et al., 2014], потому что не мог никак объяснить возникающего противоречия в вычислении c_{13} двумя способами: по формуле (4) и по значениям скоростей при $\theta = 45^\circ$. Поэтому он просто применяет формулу (4) для c_{13} в модели LS, что в результате приводит к ошибочным результатам, особенно для модели с включениями, в которой расхождения Δc_{13} достигают 80 %, как это видно из рис. 4.

Для пластинчатых моделей Фара без включений ошибки Δc_{13} в низкочастотном диапазоне большие, но не превышают 20–25 %, а на высоких частотах при давлениях ~7.5–14 МПа значения $\Delta c_{13}(P)$ даже меньше значений для модели Хсу–Шонберга, т. е. практически нулевые. Таким образом, модель LS TI оказывается применимой для модели Фара без включений (480 кГц) в полосе давлений ~7.5–14 МПа, т. е. там где $\Delta c \rightarrow 0$, как это показано на рис. 4.

Иначе обстоит дело со значениями $\Delta c_{13}(P)$ для пластинчатой модели с включениями между пластинами. На частотах 90/120 кГц график $\Delta c_{13}(P)$ по форме повторяет аналогичный график для модели без включений, но значения $\Delta c_{13}(P)$ на нем в разы больше, чем для модели без включений, и достигают 85 %. На частоте 480 кГц значения $\Delta c_{13}(P)$ уменьшаются от 70 до 2 %. На основании всего вышесказанного можно сделать следующий вывод для модели с включениями: при давлении 2–14 МПа значения $\Delta c_{13}(P)$ чрезмерно велики, больше, чем для модели без включений. Однако

это не относится к четырем значениям Δc_{13} : одному при $P = 7.6$ МПа и трем при $P \geq 12$ МПа, которые, как и в эксперименте Хсу–Шонберга, малы, т. е. не превышают погрешностей измерений.

Общий вывод по всем графикам на рис. 4 следующий: константы c_{13} в среде симметрии TI и в модели LS TI по величине могут быть в некоторых случаях близки, но в большинстве случаев они недопустимо разные, поэтому случаи применимости модели LS TI весьма ограничены и к тому же непредсказуемы. В любом случае необходимо предварительно проверить выполнение условия применимости $\Delta c_{13} = 0$. Вероятность успешного использования модели LS TI может быть выше для измерений при высоких давлениях и частотах.

Анализ данных измерений на образцах горных пород

Нами был выполнен большой объем работ по анализу соответствия модели LS нескольким типам горных пород: песчаникам, карбонатам и сланцам. Их упругие свойства в параметрах модели LS TI показаны на рис. 5 (по данным из публикаций [Thomsen, 1986; Jakobsen, Johansen, 2000; Wang, 2002]).

Видно, что более высокоскоростные карбонатные и песчаные породы, по сравнению со сланцами, характеризуются малыми значениями ослабленностей Δ_N и Δ_T . Это объясняется тем, что сланцы обладают более сильными анизотропными свойствами, чем песчаники и карбонаты [Thomsen, 1986]. У сланцев величина параметров Томсена ϵ и γ больше, чем у карбонатных и песчаных пород. Повышенные величины ϵ и γ означают большие значения ослабленностей Δ_N и Δ_T , потому что ϵ и γ прямо пропорциональны ослабленностям [Bakulin et al., 2000].

Как и для пластинчатых моделей, для песчаников, карбонатов и сланцев было вычислено расхождение Δc_{13} , характеризующее соответствие модели LS реальным данным. На рис. 6 представлены гистограммы распределения значений Δc_{13} для каждой из пород: сланцев, песчаников, карбонатов и для всех пород вместе. Значения отклонения Δc_{13} в диапазоне 0–100 % разделены на интервалы шириной 10 %. Для каждого интервала высота столбца равна числу образцов породы, попадающих в этот интервал (см.

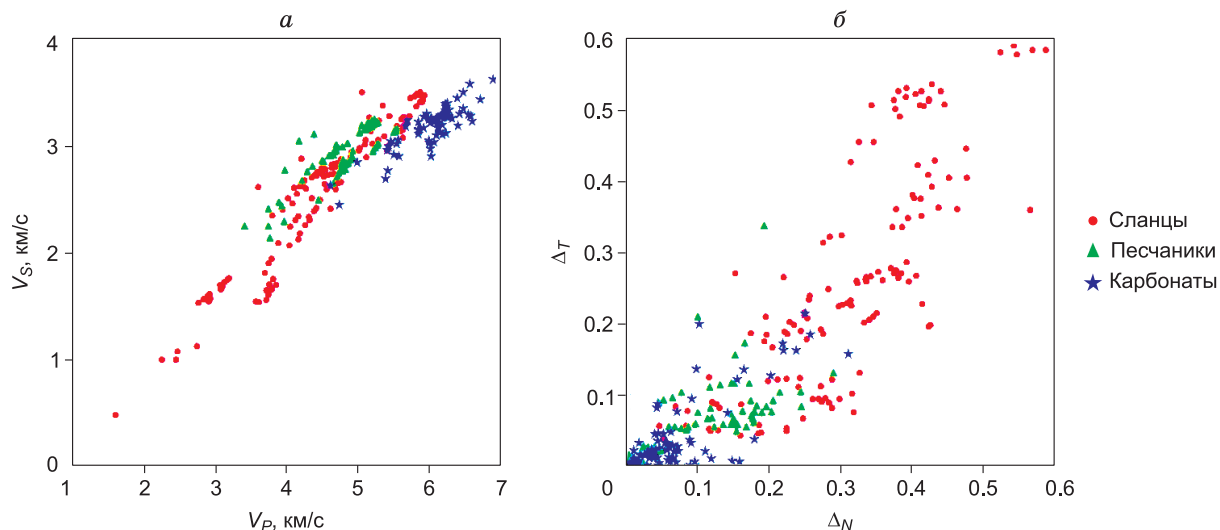


Рис. 5. Упругие характеристики песчаников, карбонатов и сланцев в модели LS VTI: *a* – скорости V_P , V_S во вмещающей среде, считаемой изотропной; *б* – параметры горизонтальных трещин: нормальная Δ_N и касательная Δ_T ослабленности.

рис. 6–8). Приемлемыми значениями Δc_{13} считаются те, которые имеют величину не более 10 %.

Из рис. 6 следует, что для песчаников и карбонатов на интервал значений Δc_{13} [0; 10 %] приходится намного больше образцов, чем на другие интервалы. Для сланцев наибольшее количество образцов приходится на интервал [0; 30 %], который втрое шире интервала [0; 10 %] у песчаников и карбонатов (см. рис. 6, *a–в*). Это означает, что для песчаников и карбонатов вероятность применимости модели LS достаточно высока, а значения Δc_{13} порядка 0–10 % могут

возникнуть за счет погрешностей экспериментальных данных. Для сланцев же, ввиду слишком больших значений отклонения Δc_{13} (до 30 %) модель LS не применима. Гистограмма на рис. 6, *г* представляет собой усредненные данные для всех рассматриваемых пород: сланцев, песчаников, карбонатов. Таким образом, модель LS оказывается в общем не применимой.

Приведенные на рис. 6 данные для каждого типа пород являются средними в том смысле, что образцы взяты из разных мест, с разных глубин, для разных давлений, заполнителя трещин, минералогического состава

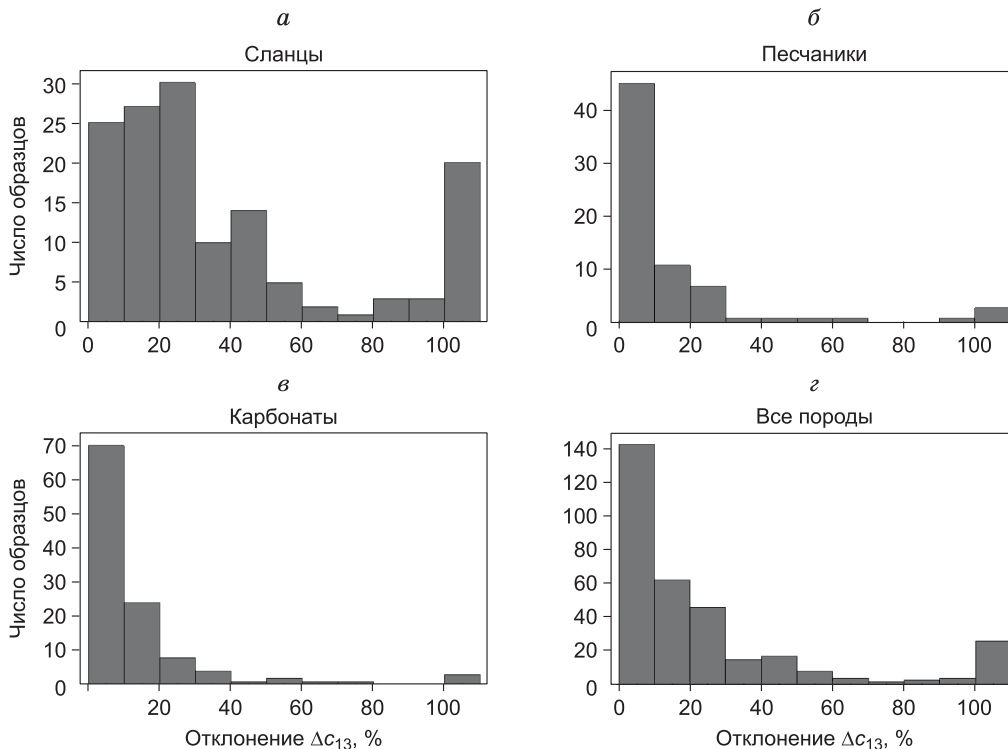


Рис. 6. Гистограммы распределения по степени соответствия модели LS сланцев (*a*), песчаников (*б*), карбонатов (*в*) и всех пород вместе взятых (*г*).

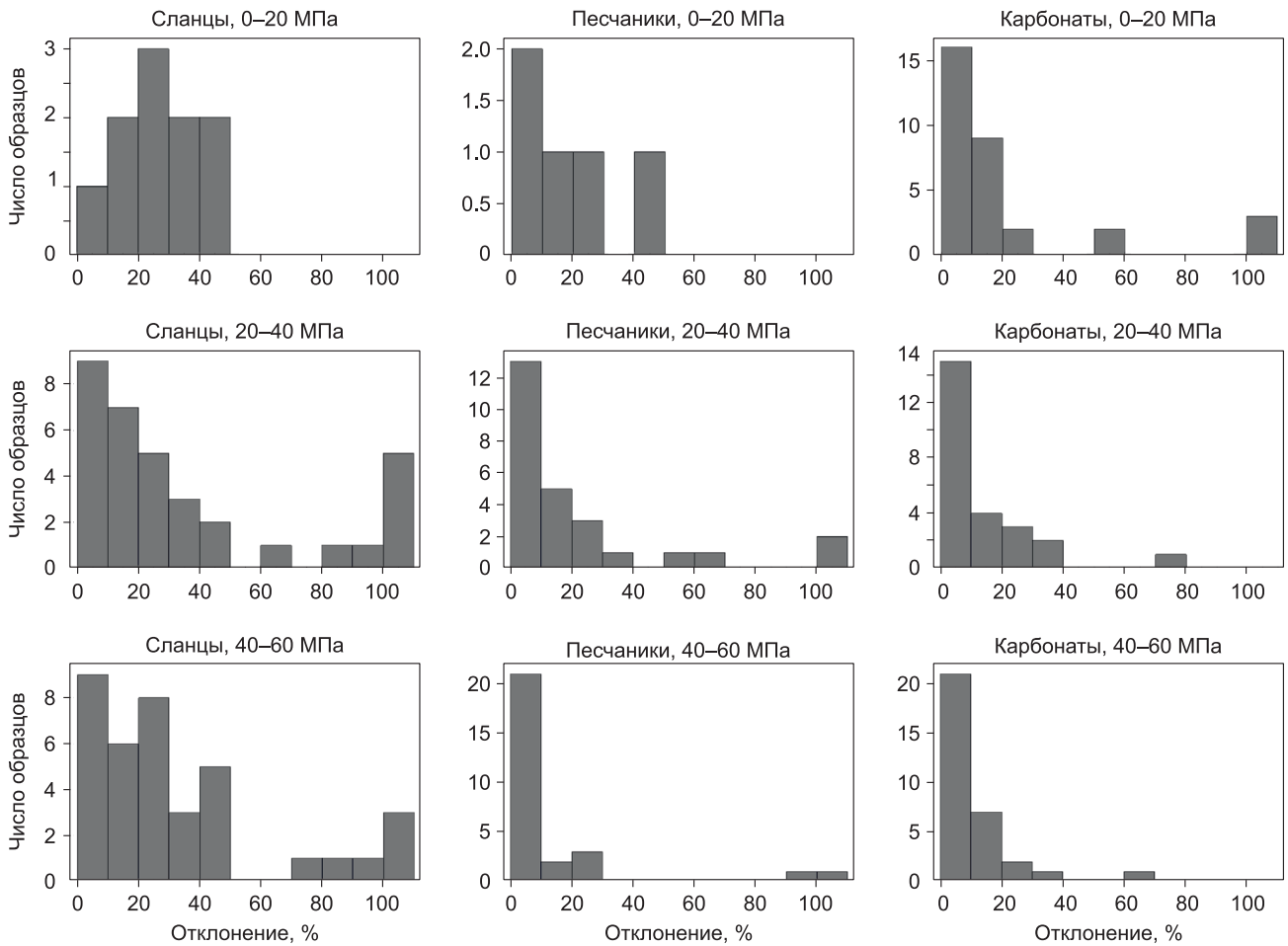


Рис. 7. Гистограммы распределения величины отклонения Δc_{13} для сланцев, песчаников и карбонатов при разных диапазонах давления (указаны сверху на каждом графике).

ва и т. п. Поэтому ниже приведены гистограммы для песчаников, карбонатов, сланцев, построенные по данным измерений в различных диапазонах давлений, а также при разном заполнителе трещин (газ, жидкость).

Влияние давления на величину Δc_{13} для песчаников, карбонатов и сланцев показано на рис. 7. Гистограммы построены для интервалов давлений 0–20, 20–40 и 40–60 МПа.

Хорошо видно, что для песчаников и карбонатов с увеличением давления отклонение Δc_{13} уменьшается (в отличие от сланцев), т. е. для этих пород модель LS подходит больше, чем для сланцев. Это происходит за счет того, что с ростом давления трещины схлопываются (закрываются) и анизотропия пород уменьшается, т. е. они приближаются к изотропным, для которых $s_{13} = s_{12}$. Сланцы же более анизотропны, чем песчаники и карбонаты, для них при уменьшении анизотропии за счет закрытия трещин при увеличении давления от 20–40 до 40–60 МПа должна оставаться анизотропия, обязанная собственной анизотропии глинистых минералов. Поэтому значения отклонения Δc_{13} для сланцев по-прежнему остаются большими при увеличении давления.

Влияние типа заполнителя трещин (жидкость, газ) на различия отклонений Δc_{13} для песчаников, карбонатов и сланцев показано на рис. 8.

Сопоставление гистограмм для водонасыщенных и газонасыщенных пород показывает, что для песчаников и карбонатов они практически не отличаются друг от друга. Возможно этот вывод имеет частный характер и для других образцов гистограммы будут другими. Для сланцев же у нас имеются данные только для водонасыщенных сланцев, а для газонасыщенных не имеется, поэтому на рис. 8 показана гистограмма для всех образцов сланцев вне зависимости от содержащегося в них флюида, аналогичная той, что указана на рис. 6, г. При сравнении этих двух гистограмм для сланцев на рис. 8 хорошо видно, что для водонасыщенных сланцев значения Δc_{13} заметно меньше, чем для всех образцов сланцев. Иначе говоря, получается, что модель LS лучше подходит для водонасыщенных пород, чем для “сухих”. Это объясняется тем, что для водонасыщенных пород нормальная ослабленность $\Delta_N \rightarrow 0$ [Bakulin et al., 2000]. Следовательно, верхняя подматрица 3×3 в матрице жесткостей C (2) в модели LS TI близка к матрице для изотропной среды и $s_{13} \rightarrow s_{12}$. Этим можно объяснить то, что условие-ограничение на константу c_{13} будет выполнено в большем числе случаев в образцах водонасыщенных сланцев, чем в “сухих”, и значения отклонений Δc_{13} для водонасыщенных образцов должны быть меньше, чем для “сухих”.

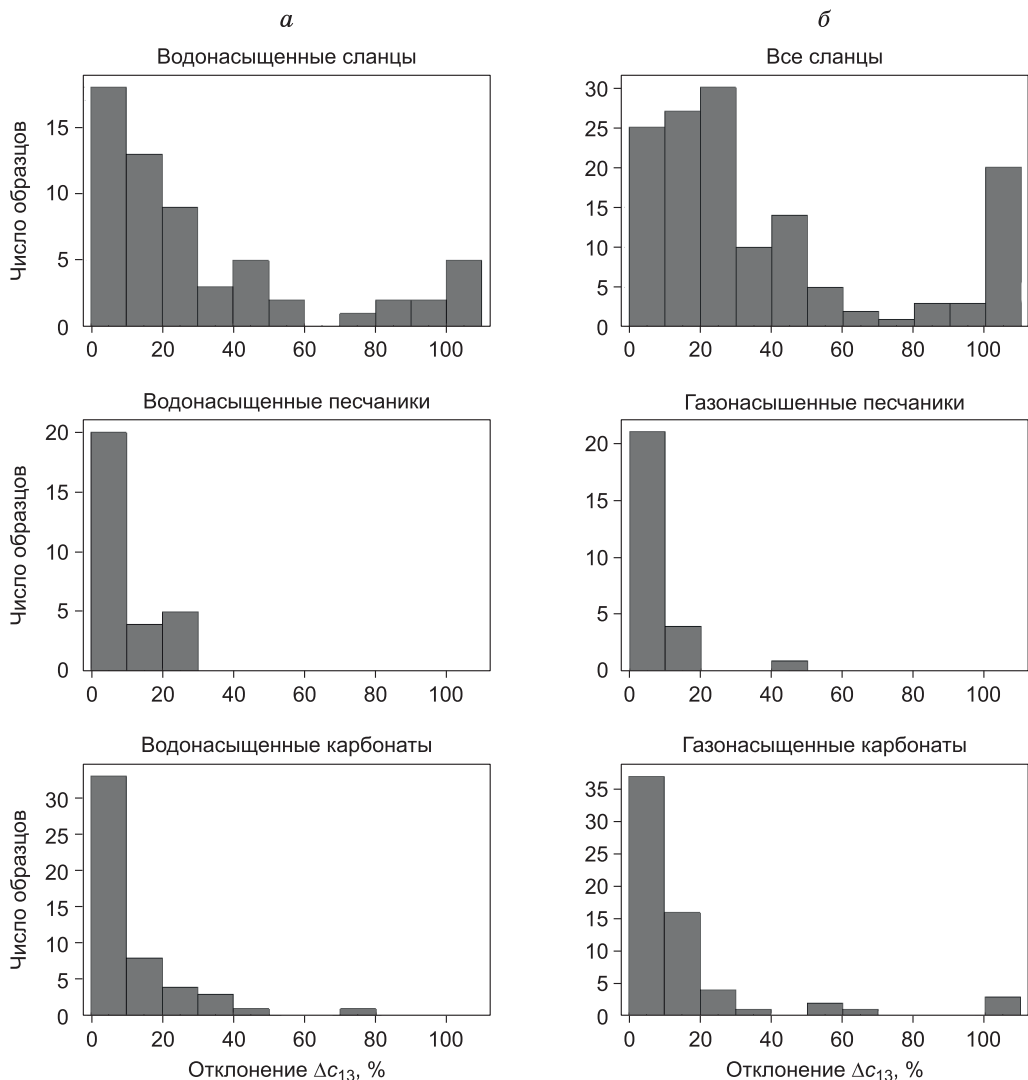


Рис. 8. Гистограммы распределения водонасыщенных (а) и газонасыщенных (б) песчаников, карбонатов и сланцев по степени их соответствия модели LS TI.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье [Чичина и др., 2016] нами показано, что теоретические основы модели Шонберга LS TI [Schoenberg, 1980, 1983] не отвечают законам физики и принципу симметрии Кюри. В настоящей статье мы представили результаты анализа большого набора экспериментальных данных, из числа опубликованных, о скоростях упругих волн в пластинчатых моделях сред с параллельными трещинами и в образцах горных пород на предмет их соответствия модели LS TI. В качестве критерия соответствия была выбрана относительная разница Δc_{13} в значениях константы c_{13} в модели трансверсально-изотропной среды (ТИ) с пятью независимыми элементами матрицы жесткостей \mathbf{C} (c_{11} , c_{33} , c_{44} , c_{66} , c_{13}) и в модели LS TI с четырьмя независимыми элементами (c_{11} , c_{33} , c_{44} , c_{66}). Пятый элемент, c_{13} , в модели LS TI вычисляется как функция трех диагональных элементов c_{ii} на основе введенного М. Шонбергом равенства $s_{13} = s_{12}$ в матрице податливостей \mathbf{S} , в которой s_{12} — функция трех диагональных элементов s_{ii} . Оказалось, что модель LS TI не соответствует пластинчатым моделям и реальным горным породам. Отсюда следует, что модель LS TI не следует применять

для описания распространения упругих волн по произвольным направлениям, так как для этого надо использовать все пять констант среды симметрии ТИ.

Для ряда типов горных пород: песчаных, карбонатных и сланцевых — был проведен анализ применимости модели LS TI, рассчитывались отклонения $\Delta c_{13} = (c_{13}^{\text{LS TI}} - c_{13}^{\text{TI}}) / c_{13}^{\text{TI}}$, при этом приемлемыми значениями считались значения Δc_{13} порядка 0–10 %. Такие отклонения могут возникнуть за счет погрешностей экспериментальных данных. По результатам анализа данных измерений скоростей на образцах горных пород оказалось, что для вычисления скоростей по произвольным направлениям распространения модель LS TI для песчаников и карбонатов можно все-таки иногда использовать. Для сланцев же, ввиду слишком больших значений отклонения Δc_{13} , до 30 %, модель LS TI не применима. Это можно объяснить небольшой степенью анизотропии характерной для песчаников и карбонатов, в отличие от сланцев. Также модель LS TI лучше подходит для флюидонасыщенных пород, чем для “сухих”, а отклонение Δc_{13} уменьшается с ростом давления, что также коррелируется со степенью анизотропии.

Литература

- Гик Л.Д., Бобров Б.А.** Экспериментальное лабораторное изучение анизотропии тонкослоистых сред // Геология и геофизика. 1996. Т. 37, № 5. С. 97–110.
- Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.** Основы кристаллофизики. Москва: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979. 640 с.
- Чичинина Т.И., Оболенцева И.Р., Дугаров Г.А.** О применимости эффективных анизотропных моделей трещиноватых сред в сейсморазведке // 17-я Международная конференция EAGE “Геомодель 2015” (7–10 сентября 2015 г.). Геленджик, 2015 (<http://www.eage.org>, DOI: 10.3997/2214-4609.201413961).
- Чичинина Т.И., Оболенцева И.Р., Дугаров Г.А.** Критический анализ теоретических основ модели разрыва смещений для сред с ориентированными трещинами // Технологии сейсморазведки. 2016. № 1. С. 31–43.
- Bakulin A., Grechka V., Tsvankin I.** Estimation of fracture parameters from reflection seismic data – Part I: HTI model due to a single fracture set // Geophysics. 2000. V. 65. P. 1788–1802.
- Chichinina T.I., Obolentseva I.R., Ronquillo-Jarillo G., Sabinin V.I., Gik L.D., Bobrov B.A.** Attenuation anisotropy of *P*- and *S*-waves: Theory and laboratory experiment // J. Seism. Expl. 2007. V. 16. P. 235–264.
- Chichinina T.I., Obolentseva I.R., Gik L., Bobrov B., Ronquillo-Jarillo G.** Attenuation anisotropy in the linear-slip model: Interpretation of physical modeling data // Geophysics. 2009a. V. 74, N 5. P. WB165–WB176.
- Chichinina T.I., Obolentseva I.R., Ronquillo-Jarillo G.** Anisotropy of seismic attenuation in fractured media: theory and ultrasonic experiment // Transport in Porous Media. 2009b. V. 79, N 1. P. 1–14.
- Chichinina T.I., Obolentseva I.R., Ronquillo-Jarillo G.** Generalization of Schoenberg’s linear-slip model to attenuative media: physical modeling versus theory // 79th SEG Ann. Int. Mtg. Houston, USA. Expanded Abstracts. 2009c. P. 3451–3457.
- Chichinina T.I., Obolentseva I.R., Dugarov G.A.** Effective-medium anisotropic models of fractured rocks of TI symmetry: analysis of constraints and limitations in Linear Slip model // 85th SEG Ann. Int. Mtg. New Orleans, USA. Expanded Abstracts. 2015. P. 421–426.
- Far M.** Seismic characterization of naturally fractured reservoirs: PhD Thesis. University of Houston, 2011. 208 p.
- Far M., Figueiredo J.J.S., Stewart R.R., Castagna J.P., Han D.-H., Dyaour N.** Measurements of seismic anisotropy and fracture compliances in synthetic fractured media // Geophys. J. Int. 2014. V. 197, N. 3. P. 1845–1857.
- Hsu C.-J., Schoenberg M.** Elastic waves through a simulated fractured medium // Geophysics. 1993. V. 58. P. 964–977.
- Jakobsen M., Johansen T.A.** Anisotropic approximations for mudrocks: A seismic laboratory study // Geophysics. 2000. V. 65. P. 1711–1725.
- Podio A.L., Gregory A.R., Gray K.E.** Dynamic properties of dry and water-saturated Green River shale under stress // Soc. Petroleum Eng. J. 1968. V. 8, N. 4. P. 389–404.
- Schoenberg M.** Elastic wave behavior across linear slip interfaces // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68, N 5. P. 1516–1521.
- Schoenberg M.** Reflection of elastic waves from periodically stratified media with interfacial slip // Geophys. Prosp. 1983. V. 31. P. 265–292.
- Schoenberg M., Muir F.** A calculus for finely layered anisotropic media // Geophysics. 1989. V. 54. P. 581–589.
- Schoenberg M., Sayers C.M.** Seismic anisotropy of fractured rock // Geophysics. 1995. V. 60. P. 204–211.
- Sone H., Zoback M.D.** Mechanical properties of shale-gas reservoir rocks – Part 1: Static and dynamic elastic properties and anisotropy // Geophysics. 2013. V. 78, N. 5. P. D381–D392.
- Thomsen L.** Weak elastic anisotropy // Geophysics. 1986. V. 51. P. 1954–1966.
- Wang Z.** Seismic anisotropy in sedimentary rocks, part 2: Laboratory data // Geophysics. 2002. V. 57. P. 727–735.
- Yan F., Han D.H., Yao Q.** Physical constraints on c_{13} and Thomsen parameter delta for VTI rocks // 83th SEG Ann. Int. Mtg. Expanded Abstracts. Houston, USA. 2013. P. 2889–2894.
- Yan F., Han D.-H., Yao Q.** Physical constraints on c_{13} and δ for transversely isotropic hydrocarbon source rocks // Geophys. Prosp. 2015. V. 57. P. 393–411.

*Статья поступила в редакцию 26 декабря 2015 г.,
в окончательном варианте – 6 апреля 2016 г.*

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

ЧИЧИНИНА Татьяна Иннокентьевна – кандидат физико-математических наук; ранее научный сотрудник Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, в настоящее время – сотрудник Мексиканского института нефти.
E-mail: tichqvoa@yahoo.com

ОБОЛЕНЦЕВА Ирина Романовна – доктор геолого-минералогических наук, главный научный сотрудник Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН.
E-mail: irobolentseva@ngs.ru

ДУГАРОВ Гэсэр Александрович – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН.
E-mail: geserdugarov@gmail.com