

## Непрерывная во времени оценка поглощения волн в масштабе сейсмической трассы

© Ю. К. Тяпкин, А. Н. Шадура, В. Ю. Роганов, 2011

Украинский государственный геологоразведочный институт  
Министерства охраны окружающей природной среды Украины,  
Киев, Украина

Поступила 24 июля 2010 г.

*Представлено членом редколлегии В. Н. Пилипенко*

Статтю присвячено опису нового методу оцінки добротності середовища  $Q$  у масштабі сейсмічної траси. Безперервну в часі оцінку  $Q$  отримують як результат попереднього розрахунку двох перших нормованих моментів спектра потужності у ковзному вздовж сейсмічного запису часовому інтервалі. Обидві інтегральні спектральні характеристики розраховано у часовій області за участю спеціальних операторів типу згортки. Для усунення спотворюючого впливу інтерференційного характеру реальних сейсмічних записів запропоновано використовувати двохетапну схему. Перший етап — моделювання синтетичних сейсмограм без урахування поглинання у середовищі. Такі модельні дані добре вписуються у загальну схему безперервного у часі визначення  $Q$ . Другим етапом є поліноміальна апроксимація проміжних оцінок спектральних моментів з урахуванням апріорних обмежень на припустимі значення шуканих величин  $Q$ . Метод успішно випробувано на модельних і реальних матеріалах.

This paper is devoted to describing a new method for estimation of the medium quality factor  $Q$  on the scale of seismic trace. A time-continuous estimate of  $Q$  is obtained as a result of preliminarily calculating the first two normalized moments of the power spectrum within a time interval sliding along the seismic record. The calculation of both integral spectral characteristics is fulfilled in the time domain with the use of special convolution-type operators. In order to eliminate the corruptive impact of the interfering character of real seismic records, a two-stage scheme is proposed. Modeling of synthetic seismograms without regard for absorption in the medium is fulfilled at the first stage. These simulation data join well the entire scheme of time-continuous determination of  $Q$ . The second stage is polynomial approximation of the intermediate estimates of the spectrum moments subject to a priori restrictions on the acceptable values of  $Q$ . The method was tested successfully on synthetic and real data.

**Введение.** Неупругое поглощение сейсмических волн — одна из основных характеристик пород, связанная с разнообразными механизмами, например перемещением флюидов в порах и трением между зёрнами скелета или вдоль поверхности трещин [Winkler, Nur, 1982]. Надёжная оценка параметров неупругого поглощения интересует геофизиков по многим причинам, среди которых на данном этапе развития сейсморазведки в первую очередь можно назвать следующие.

Поглощение весьма чувствительно к изменению процента газа в поровом коллекторе [Win-

kler, Nur, 1982]. Поэтому оно является важной характеристикой пород, дополняющей информацию об их скоростных и отражательных свойствах и повышающей эффективность геологической интерпретации сейсмических данных.

Повышенная чувствительность поглощения продольных сейсмических волн (в сравнении со скоростями продольных и поперечных волн) к соотношению газ—вода в порах [Koesomadinata, McMechan, 2001] позволяет эффективно использовать эту характеристику при мониторинге месторождений углеводородов [Blanchard et al., 2009].

Аномальное поглощение сопровождается зонами аномально высоких пластовых давлений и позволяет прогнозировать такие зоны путем изучения этой характеристики отраженных волн [Тимошин, Шатило, 1990].

Неупругое поглощение приводит к искажению сигнала в процессе его распространения и, как результат, к понижению разрешенности сейсмической записи. Для устранения этого эффекта разработаны разнообразные методы так называемой обратной  $Q$ -фильтрации ( $Q$ -деконволюции) [Wang, 2002], которая может работать одновременно с миграцией [Wang, 2008]. В результате получают сейсмические изображения среды с улучшенной разрешенностью и правильным позиционированием отражений в пространстве и во времени, что создает благоприятные условия для последующей структурной интерпретации [Kaderali et al., 2007]. Кроме того, устранение фазовых искажений, вызванных поглощением, способствует более надежной увязке скважинных и наземных наблюдений (well tie) [Singh, 2008].

Влияние поглощения как сильного искажающего фактора должно быть учтено и компенсировано перед анализом AVO (amplitude — versus — offset), т. е. изучением зависимости амплитуд отраженных волн от угла падения на изучаемую границу. При этом могут использоваться как изотропные [Backus, Luh, 1993], так и анизотропные [Zhu, Tsvankin, 2006] модели поглощения. То же можно сказать о различных вариантах инверсии, успешная реализация которых требует достаточно надежной информации о поглощении в среде [Causse et al., 1999; Oliveira et al., 2009]. Например, для получения надежных оценок такой важной характеристики коллектора как его плотность требуется инверсия отраженных  $PP$ -волн [Roy et al., 2008] или их сочетания с обменными  $PS$ -волнами [Khare, Rapp, 2007] на исходных сейсмограммах с участием достаточно больших удалений приемников от источника. При таком широком диапазоне углов падения волн на изучаемую границу необходима специальная обработка с сохранением относительных амплитуд. Она включает устранение искажающего влияния не только растяжек сигнала под воздействием кинематических поправок, но и поглощения, зависящего от разности времен пробега [Lazaratos, Finn, 2004; Roy et al., 2008; Vansal et al., 2009].

В свою очередь, азимутальная анизотропия поглощения служит хорошим индикатором на-

личия субвертикальных трещиноватых зон и позволяет определить ориентацию и плотность трещин [Чичинина и др., 2006; Chichinina et al., 2006; Clark et al., 2009]. Согласно [Чичинина и др., 2006], анизотропия поглощения может на один — два порядка превышать анизотропию скорости. Необходимо отметить, что трещиноватые зоны перспективны для скопления как традиционных углеводородов в песчаниках и карбонатах, так и мало освоенного в Украине метана угольных пластов (coal-bed methane) [Анциферов и др., 2008] или газа центрально-бассейнового типа (tight gas) в породах преимущественно глинистого состава [Davis, Benson, 2009]. Однако неупругие характеристики таких сред имеют свои отличительные особенности.

Если традиционные механизмы поглощения сейсмической энергии приводят к преимущественному ослаблению высоких частот, то некоторые механизмы поглощения в средах с двойной (трещинной и гранулярной) пористостью ведут себя противоположным образом. В одной из моделей поглощение связывается с вызванным продольной ( $P$ ) сейсмической волной потоком флюидов между трещинами и изометричными порами матрикса. Обмен флюида происходит из-за того, что трещины гораздо более податливы к влиянию внешнего дифференциального давления, чем изометричные поры. Поэтому в процессе прохождения  $P$ -волны на этапе сжатия флюид выдавливается из трещин в окружающие их поры и, соответственно, отсасывается назад в трещины на этапе растяжения породы. Эти меняющиеся направления потоки флюида увеличивают общую деформируемость породы с двойной пористостью и приводят к потерям энергии  $P$ -волн. Оба эффекта являются частотнозависимыми, поскольку на высоких частотах поровый флюид не имеет достаточно времени для перемещения между трещинами и порами. Кроме того, оба эффекта зависят от проницаемости матрикса, примыкающего к поверхности трещин. Эта проницаемость контролирует скорость потока флюидов между трещинами и изометричными порами. Ввиду того, что вдоль поверхности трещин обычно осаждаются минеральный цемент, предлагается характеризовать проницаемость матрикса на поверхности трещин как "пограничную" проницаемость [Kozlov et al., 2009]. Следует отметить, что относительный вклад этого аномального механизма в общую величину поглощения сейсмических волн пока не оценен.

Помимо описанной модели поглощения, возникающего при распространении сейсмических волн вследствие локальных перетоков флюида из трещин в пористую вмещающую матрицу, в работе [Pointer et al., 2000] рассмотрены модели, связанные с перетоками флюида между сообщающимися параллельными трещинами и внутри изолированных частично насыщенных трещин с двумя различными флюидами. К этому же классу механизмов, порождающих преимущественное ослабление низких частот, можно отнести механизм, связанный с возникновением в трещинах низкоскоростных волн Стоули [Korneev, 2008].

Одной из основных характеристик поглощения, оценка которой выполняется при скважинных и наземных сейсмических наблюдениях, является  $Q$ -фактор, в русскоязычной литературе иногда называемый добротностью. Он связан с коэффициентом поглощения  $\alpha$  и длиной волны  $\lambda$  соотношением [Futterman, 1962]

$$Q = \frac{2\pi}{1 - \exp(-2\alpha\lambda)}, \quad (1)$$

где  $\lambda = v/f$ ,  $v$  — скорость распространения волны, а  $f$  — ее частота. При больших значениях  $Q$ , обычно наблюдающихся на практике, справедлива формула

$$Q = \frac{\pi}{\alpha\lambda} = \frac{\pi f}{v\alpha}. \quad (2)$$

В настоящей статье будем следовать традиции и подобно многим авторам предполагать  $Q$  независимым от частоты в сейсмическом диапазоне, что эквивалентно предположению о прямой пропорциональности коэффициента поглощения частоте (см. формулы (1) и (2)). Отметим, что это не противоречит ни реальным наблюдениям, ни соотношениям Крамерса — Кронига [Mogozov, 2009]. Хотя некоторые исследователи демонстрируют более сложную зависимость параметров  $\alpha$  и  $Q$  от частоты.

Сформированный источником сейсмический сигнал в процессе распространения в среде помимо неупругого (внутреннего) поглощения подвергается искажающему влиянию множества других факторов. Среди них, в первую очередь, следует назвать геометрическое расхождение, зависимость коэффициентов отражения и прохождения от частоты и направления распространения волны, рас-

сеяние, интерференцию, инструментальные воздействия и, наконец, разного рода аддитивные помехи. Для надежной оценки параметров неупругого поглощения влияние всех остальных эффектов на сейсмическую запись должно быть предварительно максимально устранено за счет применения специальных процедур обработки. Однако если такой фактор, как геометрическое расхождение, может быть достаточно успешно аппроксимирован и компенсирован, то интерференционность записи, порожденная тонкой слоистостью разреза, является самым серьезным препятствием на пути эффективной оценки параметров неупругого поглощения. В настоящей статье для понижения искажающего влияния интерференционности сейсмической записи будем использовать результаты математического моделирования.

Особую сложность создают многократно рассеянные волны, сопровождающие с небольшой временной задержкой сигнал при его распространении в тонкослоистой среде. Их совокупное влияние создает частотно-зависимый механизм [O'Doherty, Anstey, 1971; Shapiro et al., 1994], под влиянием которого спектр проходящего сигнала может существенно смещаться в область низких частот. Многократные волны, порождаемые тонкой слоистостью, весьма успешно имитируют независимую от частоты добротность  $Q$  и могут обеспечивать 33—50% общей величины поглощения [Schoenberg, Levin, 1974; 1978].

Неполное устранение влияния рассеяния приводит к искаженным оценкам поглощения, и в результате получим так называемую эффективную оценку  $Q_3$ , связанную с неупругим поглощением  $Q_n$  соотношением

$$Q_3^{-1} = Q_n^{-1} + Q_k^{-1},$$

где  $Q_k$  — кажущийся фактор, порожденный многократными волнами [Spencer et al., 1982]. Эта эффективная оценка не позволяет установить прямую корреляцию между поглощением и типом породы, но она дает информацию о литологии и является полезным инструментом при интерпретации.

**Краткий обзор методов оценки поглощения.** На практике наиболее широко распространены методы оценки поглощения, основанные на отношении спектров в разных окнах [Hauge, 1981; Dasgupta, Clark, 1998; Kaderali et al., 2007; Vasheghani, Lines, 2009]. При скважинных исследованиях для этого исполь-

зуются записи, полученные на разных глубинах. При поверхностных наблюдениях изучаемые интервалы могут перекрываться и формироваться за счет постоянного сдвига во времени вплоть до одного дискрета записи. Поскольку оценки поглощения с использованием одной частоты ненадежны из-за низкого отношения сигнал—помеха, выполняется их осреднение по всему рабочему диапазону частот. Естественно, эффективность такого подхода возрастает по мере расширения спектрального интервала, в пределах которого сигнал преобладает над помехой.

В процессе использования методов, основанных на спектральном отношении, возникает необходимость устранения искажающего влияния сферического расхождения, явлений Гиббса и функции окна, а также интерференции волн различной природы.

Метод спектральных отношений достигает ряда преимуществ при работе с сейсмограммами общей срединной точки (ОСТ) [Dasgupta, Clark, 1998], а не с суммарными разрезами. При этом подобно AVO анализируется зависимость  $Q$  от расстояния источник—приемник (QVO) после коррекции за различие времен пробега волн и искажения при вводе кинематических поправок. Получаемые оценки аппроксимируются прямой линией вдоль оси квадрата удаления источника от приемника для расчета  $Q$  при нулевом удалении. Необходимо подчеркнуть, что такой подход предполагает однородность и изотропность перекрывающей толщи при горизонтальном залегании отражающей границы.

Этот метод развит и усовершенствован в работе [Reine et al., 2009] для снижения искажающего влияния таких факторов, как интерференция отражений, направленность источников и приемников, а также анизотропия поглощения в перекрывающей толще. Алгоритм работает в  $(\tau - p)$ -области и выполняет одновременную инверсию записи в интервальные оценки  $Q$  по всем частотам и удалениям источник—приемник. Для уменьшения искажений, связанных с интерференцией, в работе [Reine et al., 2009] предложено применять частотно-временное преобразование с переменными окнами.

Необходимо отметить, что частотно-временной анализ, наиболее популярной разновидностью которого в настоящее время является вейвлетное преобразование (wavelet transform) [Chakraborty, Okaya, 1995], находит все большее применение при обработке сейсмической

информации. Этот подход позволяет организовать оптимальный компромисс между разрешающими способностями спектрального анализа во временной и частотной областях. Поэтому он нашел успешное применение и при анализе поглощения сейсмических волн. Так, в работе [Li et al., 2006] на примере модифицированных вейвлетов Морле (Morlet) показано, что пиковое и среднее значения масштаба (scale), являющегося аналогом частоты в традиционном преобразовании Фурье, обратно пропорциональны  $Q$ -фактору. Эффективность методики, построенной на этом соотношении, демонстрируется на модельных и полевых материалах [Li et al., 2006]. Анализ частотного сдвига с использованием вейвлетов Морле положен также в основу методов оценки поглощения, предложенных в работе [Singleton et al., 2006].

Для изучения интервалов разреза с произвольной анизотропией поглощения предложено объединить метод спектральных отношений с "раздеванием слоев" (layer-stripping) [Behura, Tsvankin, 2009].

Оригинальный подход к оценке поглощающих свойств разреза используется в работе [Kaderali et al., 2007]. Здесь предложено подвергать падающую волну в скважине обратной  $Q$ -фильтрации при разных значениях  $Q$ . Индикатором правильного выбора этого параметра является максимум подобия сигналов (semblance), поскольку после устранения влияния поглощения сигналы на разных уровнях в скважине должны быть практически равны между собой.

Анализ поглощающих свойств среды может базироваться на расчете взвешенной мгновенной частоты, осредненной в скользящем вдоль записи окне. При этом в осреднении участвуют только значения частоты, относящиеся к максимумам огибающей и взвешенные амплитудой этой огибающей [Dasios et al., 1998]. В основе такого подхода лежит стремление оценить среднюю частоту спектра с помощью упрощенных методов. Действительно, мгновенная частота в пике нуль-фазового импульса Рикера (а следовательно, и в пике его огибающей) равна средней частоте его амплитудного спектра [Robertson, Nogami, 1984]. Это же соотношение наблюдается в пиках огибающих идеальных полосовых сигналов с постоянным фазовым спектром [Bodine, 1986]. Такое же равенство строго доказано для произвольного сигнала с постоянным фазовым спектром [Barnes, 1991]. Кроме того, показана

но [Saha, 1987], что данное соотношение приблизительно выполняется практически у любого сейсмического сигнала. Причина этого явления рассматривается в работах [Тяпкин, Познанский, 1985; Тяпкин, Грищенко, 1985]. На основе этого подхода разработаны различные методы оценки поглощения [Barnes, 1991; Matheneu, Nowack, 1995; Engelhard, 1996; Gao et al., 2009].

Для получения надежных оценок поглощения с помощью спектральных отношений требуются достаточно протяженные участки записи, что противоречит естественному стремлению геофизиков локализовать область привязки получаемых оценок. Поэтому, чтобы повысить разрешающую способность метода, было введено понятие мгновенного  $Q$ -фактора [Barnes, 1990], основанного на предварительном расчете мгновенной частоты и огибающей сейсмической записи. Однако такие характеристики ведут себя чрезвычайно неустойчиво. В результате возникает необходимость их сглаживания, что по существу ликвидирует их основное достоинство — повышенную разрешающую способность.

Поглощение может быть также оценено с использованием фазового спектра сейсмического сигнала [Шатило, 1987]. Такой подход, как и рассматриваемые ниже алгоритмы, основанные на изучении сдвига частоты, характеризуется пониженной чувствительностью получаемых оценок к влиянию разнообразных амплитудных искажений, имеющих место на сейсмической трассе.

Повысить надежность оценок поглощения можно не только за счет их осреднения по частоте, но и путем использования интегральных характеристик спектра сейсмической записи. Впервые такой метод был предложен в работе [Nauge, 1981] при использовании скважинных материалов. Здесь показано, что оценка  $Q$ -фактора может быть получена как отношение ширины спектра падающей волны к скорости изменения по глубине его средней частоты. Под средней частотой и шириной спектра в работе [Nauge, 1981] понимаются первый начальный и второй центральный нормированные моменты спектра мощности сигнала соответственно. Поскольку метод сводится к анализу изменения средней частоты спектра сигнала в процессе его распространения в среде, он был назван методом сдвига частоты (frequency shift method).

Этот подход успешно использовался для межскважинной томографии [Quan, Harris,

1997] и мониторинга процесса закачивания пара при добыче вязкой нефти в провинции Саскачеван (Канада) [Hedlin et al., 2002]. Его дальнейшее развитие с примерами применения на синтетических и полевых материалах можно найти в работе [Gu et al., 2007]. Кроме того, эта идея распространена на анализ зависимости поглощения от угла падения сейсмической волны на изучаемую границу, для чего предложено использовать сейсмограммы ОСТ [Li et al., 2007].

Сейсмограммы ОСТ являются также основой методики оценки поглощения, предполагающей, что в среде распространяется импульс Рикера [Zhang, Ulrych, 2002]. Эта модель элементарного сигнала выбрана как отражающая реальную ситуацию, поскольку спектр одноэкстремален и имеет плавно нарастающие и спадающие значения. Методика сводится к анализу пикового значения частоты и позволяет оценить  $Q$ -фактор слой за слоем.

Оценки поглощения на основе нормированных моментов спектра сигнала обладают явными преимуществами над оценками, использующими отношение спектров. Это связано с их пониженной чувствительностью по отношению к таким искажающим амплитуды сейсмических волн факторам, как геометрическое расхождение, рассеяние, переменные вдоль профиля условия возбуждения и приема, характеристика направленности источника и потери при прохождении границ [Vasheghani, Lines, 2009]. Поэтому данная статья посвящена дальнейшему развитию и совершенствованию технологии оценки поглощения, основанной на использовании двух первых моментов спектра сейсмической записи.

**Базовая формула для оценки поглощения с учетом интерференционного характера сейсмической записи.** Многие из рассмотренных выше алгоритмов оценки поглощения ориентируются на анализ изолированных отражений, что в реальных ситуациях практически никогда не имеет места из-за тонкой слоистости разреза и вызванной ею интерференционности сейсмической записи. Поэтому искажающее влияние этого фактора необходимо обязательно учесть для последующего максимального его ослабления.

Воспользуемся теорией, изложенной в работе [Авербух и др., 1987], которая позволит в дальнейшем построить удобный алгоритм непрерывной оценки  $Q$ -фактора в масштабе сейсмической трассы. Предположим, что влияние

сферического расхождения на сейсмическую запись отраженных волн устранено, а поглощение и интерференция (рассеяние энергии при прохождении через тонкослоистую среду) в пределах интересующего нас интервала разреза проявляются независимо. Отметим, что второе предположение оправдано только при достаточно больших и медленно изменяющихся с глубиной значениях  $Q$ . В противном случае коэффициенты отражения от границ становятся ощутимо частотно-зависимыми и отличающимися от величин, соответствующих непоглощающей среде [Mogozov, 2009]. Указанные предположения позволяют выразить зависящий от времени спектр мощности участка сейсмической записи через частотно-независимый, но зависящий от времени пробега волны  $Q$ -фактор как

$$R(t, \omega) = R_0(\omega) R_r(t, \omega) \exp \left[ - \int_0^t \frac{\omega d\tau}{Q(\tau)} \right], \quad (3)$$

где  $R_0(\omega)$  и  $R_r(t, \omega)$  — спектры мощности сигнала, возбужденного источником, и отражательной способности среды соответственно.

Введем в рассмотрение два функционала:

$$\bar{\omega}(t) = \frac{\int_0^\infty \omega R(t, \omega) d\omega}{\int_0^\infty R(t, \omega) d\omega}, \quad (4)$$

$$\delta\omega(t) = \frac{\int_0^\infty [\omega - \bar{\omega}(t)]^2 R(t, \omega) d\omega}{\int_0^\infty R(t, \omega) d\omega}, \quad (5)$$

представляющие соответственно первый начальный и второй центральный нормированные моменты спектра мощности сейсмической записи, которые также называют средней частотой и шириной (дисперсией) спектра.

Подстановка (3) в уравнение (4) и дифференцирование по времени позволяют получить

$$\frac{d\bar{\omega}(t)}{dt} = - \frac{\delta\omega(t)}{Q(t)} + U(t), \quad (6)$$

где

$$U(t) = \frac{\int_0^\infty [\omega - \bar{\omega}(t)] R(t, \omega) \frac{d \ln R_r(t, \omega)}{dt} d\omega}{\int_0^\infty R(t, \omega) d\omega} \quad (7)$$

отвечает за интерференционный характер записи.

Из уравнения (7) видно, что если спектр мощности отражательной способности среды или его производная по времени постоянны, то  $U(t) = 0$ , поскольку первый центральный момент любой функции всегда равен нулю. Согласно мнению авторов работы [Авербух и др., 1987], такими свойствами могут обладать разрезы с однородной или монотонно изменяющейся с глубиной слоистостью. Отсутствие интерференции, позволяющее анализировать отражения от различных границ независимо, также можно рассматривать как частный случай полученного решения, поскольку при этом  $R_r(t, \omega) = \text{const}$  и, следовательно,  $U(t) = 0$ . Однако все эти случаи не имеют практического значения при реальных наземных наблюдениях, где влияние интерференционности записи существенно меняется как по латерали, так и в зависимости от глубины изучаемого интервала разреза (времени пробега волны).

Если  $U(t) = 0$ , то из уравнения (6) может быть получена следующая оценка  $Q$ -фактора:

$$Q(t) = - \delta\omega(t) \left/ \frac{d\bar{\omega}(t)}{dt} \right. . \quad (8)$$

Эта формула близка по своей структуре к выражению, полученному [Науге, 1981] для скважинных материалов в предположении отсутствия интерференции.

Рис. 1, а демонстрирует одномерную модель однородной непоглощающей среды, включающей толстый горизонтальный поглощающий слой с  $Q = 50$ . Мощность слоя была выбрана такой, чтобы двойное время пробега  $\delta t$  в нем равнялось 200 мс и исключало интерференцию отражений от его кровли и подошвы. Для этой модели и элементарного сигнала в виде импульса Рикера с частотой 50 Гц

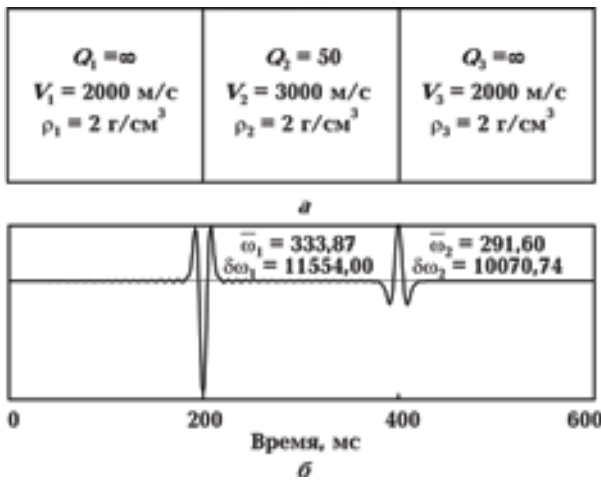


Рис. 1. Одномерная модель среды с толстым поглощающим слоем (а) и синтетическая сейсмограмма с двумя отражениями от кровли и подошвы этого слоя (б).

с помощью модифицированного метода Хаскелла — Томсона [Roganov et al., 2009] была получена синтетическая трасса, изображенная на рис. 1, б и содержащая два отражения. Для каждого из этих отражений были рассчитаны величины  $\bar{\omega}$  и  $\delta\omega$ , приведенные на рис. 1, б. Расчет добротности с участием этих характеристик отражений по формуле

$$Q = \frac{(\delta\omega_1 + \delta\omega_2)}{2} \frac{\delta t}{(\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_2)},$$

которая является результатом замены производной в (8) конечной разностью, приводит к величине 51,19, весьма близкой к истинному значению. Оценка  $Q$  в реальной ситуации, когда имеет место значительная интерференция отражений от различных границ, демонстрируется ниже.

Возникает естественный вопрос о том, как надежность получаемых оценок  $Q$  зависит от ширины спектра сейсмического сигнала. По этому поводу отметим следующее. Из формулы (6) видно, что при отсутствии интерференции или после компенсации ее искажающего влияния скорость изменения средней частоты сигнала, распространяющегося через поглощающую среду с постоянной добротностью, пропорциональна ширине его спектра. Поэтому чем шире спектр сигнала, тем значительнее изменения его средней частоты и устойчивее результат работы алгоритма в присутствии разнообразных помех.

Как показывает расчет [Barnes, 1993], если сигнал с равномерным в полосе частот 10—90 Гц спектром распространяется через газонасыщенный песчаник с добротностью  $Q = 20$ , мощностью 20 м и скоростью 2000 м/с (двойное время пробега равно 20 мс), средняя частота его спектра уменьшается на 3,3 Гц, изменяясь от 50 до 46,7 Гц.

Кроме того, [White, 1992] с помощью метода множественной когерентности показал, что относительная дисперсия оценки  $Q$  обратно пропорциональна ширине спектра и длине используемого временного окна. Это позволяет организовать рациональный компромисс между надежностью получаемых оценок и разрешающей способностью метода по вертикали (времени).

Оценка  $Q$ -фактора на основе уравнения (8) может быть выполнена в спектральной области путем Фурье-преобразования записи в скользящем временном окне и последующего расчета интегральных характеристик  $\bar{\omega}$  и  $\delta\omega$ . Однако такой подход требует большого объема вычислений, и значительно более рациональным является описанный в следующем разделе расчет обеих интегральных характеристик во временной области с помощью операций типа свертки.

**Непрерывная оценка двух первых моментов записи во временной области.** Рассмотрим первый начальный нормированный момент спектра мощности  $|S(\omega)|^2$  произвольной сейсмической трассы  $s(t)$ :

$$\bar{\omega} = \frac{\int_0^{\infty} \omega |S(\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 d\omega},$$

где  $S(\omega)$  — комплексный спектр Фурье. Расширив пределы интегрирования на область отрицательных частот и воспользовавшись теоремой Парсеваля [Френкс, 1974], можно перевести это выражение во временную область [Тяпкин, Грищенко, 1985]:

$$\bar{\omega} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \text{HD}[s(t)] s(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} s^2(t) dt},$$

где  $H$  и  $D$  — преобразование Гильберта и оператор дифференцирования, имеющие соответственно частотные характеристики  $-i \operatorname{sign} \omega$  и  $i\omega$  [Френкс, 1974];  $\operatorname{sign} \omega = \omega / |\omega|$  — знаковый оператор. Это выражение позволяет оценить зависящий от времени параметр  $\bar{\omega}$ , представленный формулой (4), в скользящем окне произвольного размера  $2T$  с помощью операций свертки:

$$\bar{\omega}(t) = \frac{\int_{-T}^T s_1(t-\tau) s(t-\tau) w(\tau) d\tau}{\int_{-T}^T s^2(t-\tau) w(\tau) d\tau}, \quad (9)$$

где  $s_1(t) = HD[s(t)] w(t)$  — симметричная весовая функция (tapering), предназначенная сгладить краевые эффекты при перемещении окна вдоль трассы.

Дискретный аналог комбинированного оператора  $HD$  легко может быть получен из его частотной характеристики  $\omega \operatorname{sign} \omega$  обратным дискретным преобразованием Фурье [Тяпкин, Грищенко, 1985]:

$$h_n^{(1)} = \frac{\Delta t}{2\pi} \int_{-\pi/\Delta t}^{\pi/\Delta t} \omega \operatorname{sign} \omega \exp(i\omega n \Delta t) d\omega =$$

$$= \begin{cases} \pi / (2\Delta t) & \text{при } n = 0, \\ -2 / (\pi n^2 \Delta t) & \text{при } n = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots, \\ 0 & \text{при } n = \pm 2, \pm 4, \pm 6, \dots, \end{cases} \quad (10)$$

где  $n$  — порядковый номер отсчета оператора,  $\Delta t$  — интервал дискретизации.

Для аналогичного расчета ширины спектра  $\delta\omega(t)$  (см. формулу (5)) представим второй центральный нормированный момент спектра мощности трассы:

$$\delta\omega = \frac{\int_0^\infty (\omega - \bar{\omega})^2 |S(\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |S(\omega)|^2 d\omega}$$

в виде

$$\delta\omega = \tilde{\omega}^2 - \bar{\omega}^2,$$

где  $\tilde{\omega}^2$  — второй начальный нормированный момент спектра мощности трассы:

$$\tilde{\omega}^2 = \frac{\int_0^\infty \omega^2 |S(\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |S(\omega)|^2 d\omega}.$$

В свою очередь, расчет этого функционала можно выполнить во временной области [Тяпкин, Грищенко, 1985]:

$$\tilde{\omega}^2 = \frac{-\int_{-\infty}^\infty D^2[s(t)] s(t) dt}{\int_{-\infty}^\infty s^2(t) dt},$$

что позволяет оценить зависящий от времени параметр  $\delta\omega$  в скользящем окне размера  $2T$  с помощью операций свертки:

$$\delta\omega(t) = \frac{\int_{-T}^T s_2(t-\tau) s(t-\tau) w(\tau) d\tau}{\int_{-T}^T s^2(t-\tau) w(\tau) d\tau} - \bar{\omega}^2(t), \quad (11)$$

где  $s_2(t) = -D^2[s(t)]$ . Необходимый для этого дискретный аналог оператора  $-D^2$ , подобно (10), легко находится по его частотной характеристике  $\omega^2$  с помощью обратного дискретного преобразования Фурье [Тяпкин, Грищенко, 1985]:

$$h_n^{(2)} = \frac{\Delta t}{2\pi} \int_{-\pi/\Delta t}^{\pi/\Delta t} \omega^2 \exp(i\omega n \Delta t) d\omega =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{3} (\pi/\Delta t)^2 & \text{при } n = 0, \\ -2/(n \Delta t)^2 & \text{при } n = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots, \\ 2/(n \Delta t)^2 & \text{при } n = \pm 2, \pm 4, \pm 6, \dots \end{cases} \quad (12)$$



Необходимо отметить, что оценки  $\bar{\omega}$  и  $\delta\omega$  в скользящем окне могут быть также получены на основе предварительного расчета мгновенной частоты и огибающей сейсмической трассы, что следует из интегральных равенств спектральных и мгновенных временных характеристик [Тяпкин, Познанский, 1985; Тяпкин, Грищенко, 1985]. Кроме того, параметр  $\bar{\omega}$  может быть оценен средним количеством нуль-пересечений трассы, поскольку он связан с этой характеристикой пропорциональной зависимостью [Тяпкин, Карпенко, 1981].

Из множества вариантов расчета весовой функции, на которую необходимо умножить отсчеты финитных операторов (10) и (12), авторами был выбран метод чебышевской аппроксимации [Рабинер, Гоулд, 1978].

**Двухэтапная схема компенсации искажающего влияния тонкой слоистости.** Интерференция отраженных волн в тонкослоистых средах является серьезным препятствием для надежного определения параметров неупругого поглощения. Ниже предложим двухэтапную схему ослабления влияния этого фактора.

**Первый этап — моделирование вместо прямого расчета.** Из (6) следует формула оценки  $Q$ -фактора:

$$Q(t) = - \frac{\delta\omega(t)}{\frac{d\bar{\omega}(t)}{dt} - U(t)}, \quad (13)$$

где  $U(t)$  отражает влияние интерференционности записи. Для учета этого эффекта можно воспользоваться формулой (7). Однако более простой и изящный способ, к тому же удобный для предлагаемой здесь схемы непрерывной во времени оценки  $Q$ -фактора, заключается в следующем.

Предположим, что можно воспользоваться данными акустического и плотностного каротажа и выполнить достаточно точное математическое моделирование реальной сейсмической трассы, но без учета эффекта поглощения. Рассчитаем функцию  $\bar{\omega}_{\text{синт}}(t)$  вдоль этой трассы. Из уравнения (6), правая часть которого при отсутствии поглощения равна  $U(t)$ , следует [Tyarquin, Shadura, 2009]

$$U(t) = \frac{d\bar{\omega}_{\text{синт}}(t)}{dt}. \quad (14)$$

Таким образом,  $U(t)$  есть ни что иное, как скорость изменения во времени величи-

ны  $\bar{\omega}(t)$ , рассчитанной по синтетической трассе. Естественно, при этом предполагается, что ширина спектра  $\delta\omega(t)$  синтетической трассы совпадает с шириной спектра реальной трассы.

Из (13) и (14) следует формула расчета  $Q$ -фактора, в которой учтено и компенсировано искажающее влияние тонкой слоистости:

$$Q(t) = \frac{\delta\omega(t)}{d[\Delta\bar{\omega}(t)]/dt}, \quad (15)$$

где  $\Delta\bar{\omega}(t) = \bar{\omega}_{\text{синт}}(t) - \bar{\omega}(t)$ .

**Второй этап — полиномиальная аппроксимация с ограничениями.** Введение весовой функции  $w(t)$ , например вида

$$w(t) = \sin \frac{\pi(T+t)}{2T}, \quad (16)$$

в формулы (9) и (11) приводит к существенному сглаживанию оценок  $\Delta\bar{\omega}(t)$  и  $\delta\omega(t)$ , необходимых для расчета  $Q(t)$ . Это демонстрирует рис. 2 на примере кривой  $\Delta\bar{\omega}(t)$ .

Тем не менее, даже после этого функция  $\Delta\bar{\omega}(t)$  остается недостаточно гладкой, что создает серьезные препятствия для ее дифференцирования и последующего расчета  $Q(t)$  по формуле (15). Поэтому перед дифференцированием имеет смысл аппроксимировать эту функцию полиномом заданной степени  $N$ :

$$f(t) = \sum_{i=0}^N a_i t^i, \quad (17)$$

где  $a_0, \dots, a_N$  — коэффициенты полинома. Од-

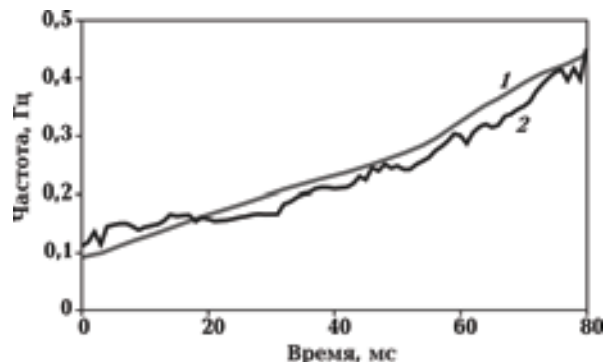


Рис. 2. Оценки  $\Delta\bar{\omega}(t)$ , полученные с участием (1) и без участия (2) весовой функции вида (16) в формуле (9).

нако при этом не устраняется еще одна проблема. Дело в том, что из-за недокомпенсации искажающего влияния интерференции отражений от различных границ аппроксимирующий полином (17) на некоторых интервалах времени может иметь отрицательные значения производной, порождающие отрицательные значения оценок  $Q$ . Для предотвращения появления таких бессмысленных с физической точки зрения величин необходимо в процессе аппроксимации  $\Delta\bar{\omega}(t)$  наложить некоторые ограничения на первую производную полинома. В результате математическая задача формулируется следующим образом: для заданного вектора  $\mathbf{y}$ , содержащего  $M$  дискретных значений функции  $\Delta\bar{\omega}(t)$ , необходимо найти вектор  $\mathbf{a}$  размерности  $N + 1$ , содержащий коэффициенты полинома (16), таким образом, чтобы норма невязки  $\|\mathbf{Ba} - \mathbf{y}\|$  была минимальной при наличии линейных ограничений вида  $\mathbf{d}_{\min} \leq \mathbf{Ca} \leq \mathbf{d}_{\max}$ . Здесь  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{C}$  — матрицы размерности  $M \times (N + 1)$  с элементами  $B_{ij} = [\Delta t (i - 1)]^{j-1}$  и  $C_{ij} = (j - 1) \times [\Delta t (i - 1)]^{j-2}$  соответственно, а  $\mathbf{d}_{\min}$  и  $\mathbf{d}_{\max}$  — векторы размерности  $M$ , задающие в каждой точке нижнюю и верхнюю границы допустимых значений первой производной аппроксимирующего полинома. Для расчета элементов векторов  $\mathbf{d}_{\min}$  и  $\mathbf{d}_{\max}$  могут быть использованы дискретные значения функций  $\delta\omega(t)/Q_{\max}$  и  $\delta\omega(t)/Q_{\min}$ , где  $Q_{\max}$  и  $Q_{\min}$  — соответственно максимальное и минимальное приемлемые значения  $Q$  на изучаемой площади.

Для решения этой задачи используем итерационный метод, предложенный в работе [Varrodale, Roberts, 1980] для оптимизации нормы  $L_1$  при наличии линейных ограничений. Выбор такой нормы объясняется ее повышенной робастностью в сравнении с нормой  $L_2$ , которая тоже может быть использована для этих целей [Hanson, 1986].

Рис. 3 демонстрирует как результат аппроксимации кривой  $\Delta\bar{\omega}(t)$  полиномом зависит от наличия или отсутствия ограничения на его производную. В данном примере просто требовалось, чтобы производная аппроксимирующего полинома не была отрицательной (т. е. подразумевалось, что  $\mathbf{d}_{\min} = 0$  и  $\mathbf{d}_{\max} = \infty$ ). На рисунке видно, что после введения ограничения аппроксимирующая кривая становится монотонно неубывающей и поэтому исключает последующее возникновение отрицательных значений оценок  $Q$ .

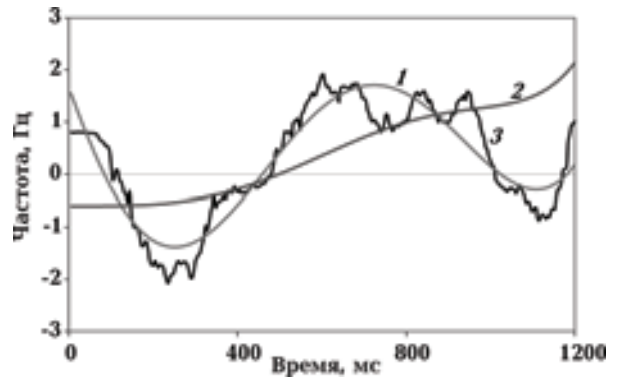


Рис. 3. Неограниченный (1) и ограниченный (2) полиномы, аппроксимирующие функцию  $\Delta\bar{\omega}(t)$  (3).

После нахождения коэффициентов полинома его производная, необходимая для определения  $Q$  по формуле (15), легко рассчитывается как отсчеты вектора  $\mathbf{Ca}$ .

Такой же принцип положен в основу аппроксимации полиномом (17) функции  $\delta\omega(t)$ . Однако при этом на искомый полином накладывается по существу только одно линейное ограничение, требующее, чтобы его производная не была положительной (т. е. в рамках сформулированной выше задачи предполагается  $\mathbf{d}_{\min} = -\infty$  и  $\mathbf{d}_{\max} = 0$ ). Это объясняется тем, что в процессе распространения сигнала в поглощающей среде его спектр, теряя высокие частоты, смещается в область более низких частот и при этом сжимается.

**Опробование метода на синтетических материалах.** Метод тестировался на синтетических материалах, полученных для одних и тех же моделей тонкослоистых сред, отличающихся только наличием или отсутствием поглощения. Сейсмограммы с поглощением имитировали реальные данные. Для расчета обеих трасс применялся уже упомянутый метод Хаскелла — Томсона [Roganov et al., 2009] с использованием в качестве элементарного сигнала импульса Рикера с частотой 20 Гц. Скоростная кривая, изображенная на рис. 4, а, представляет собой случайный процесс, равномерно распределенный в интервале 2990—3010 м/с. Плотность и добротность во всех интервалах были выбраны постоянными и равными  $2 \text{ г/см}^3$  и 12 соответственно. Рис. 4 содержит также обе синтетические трассы ( $\bar{\omega}$ ), кривые  $\delta\omega(t)$  ( $\nu$ ) и  $\Delta\bar{\omega}(t)$  ( $\tau$ ) после аппроксимации полиномом третьей степени, а также результат окончательной оценки  $Q(t)$  ( $\lambda$ ). Этот результат демонстрирует, что предлагаемый нами метод поз-

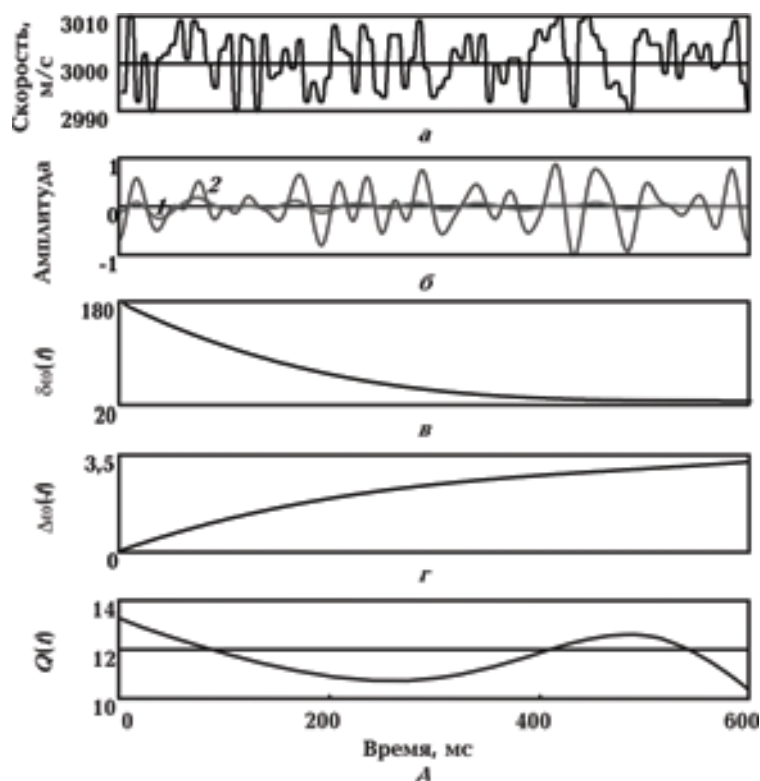


Рис. 4. Оценка  $Q$  по синтетическим материалам: *а* — скоростная кривая, *б* — синтетические трассы с учетом (1) и без учета поглощения (2), *в*, *г* — параметры  $\delta\omega(t)$  и  $\Delta\bar{\omega}(t)$  после аппроксимации полиномом третьей степени, *д* — окончательная оценка  $Q(t)$ .

воляет получить достаточно надежные оценки добротности  $Q$ .

Первые результаты опробования этого метода на полевых материалах, полученных на одной из продуктивных площадей Днепровско-Донецкой впадины, представлены в работе [Тяпкин, Shadura, 2009].

**Выводы.** Неупругое поглощение сейсмических волн при их распространении в геологической среде вызвано множеством разнообразных механизмов. При этом эффект поглощения может представлять как самостоятельный поисковый интерес, так и являться сильным искажающим фактором, влияние которого требует надежной оценки и последующего устранения.

Авторами разработан новый метод оценки добротности среды  $Q$  в масштабе сейсмической трассы. Непрерывная во времени оценка  $Q$  получается в результате предварительного

расчета двух первых начальных нормированных моментов спектра мощности в скользящем вдоль сейсмической записи временном интервале. Расчет обеих интегральных спектральных характеристик записи выполняется во временной области с участием специальных операторов типа свертки. Для устранения искажающего влияния интерференционного характера реальных сейсмических записей предложено использовать двухэтапную схему. На первом этапе выполняется моделирование синтетических сейсмограмм без учета поглощения в среде. Такие модельные данные затем хорошо вписываются в общую схему непрерывного во времени определения  $Q$ . Вторым этапом является полиномиальное сглаживание промежуточных оценок моментов спектра мощности с введением априорных ограничений на область допустимых значений искомых величин  $Q$ . Метод успешно опробован на модельных и реальных материалах.

Список литературы

- Авербух А. Г., Лаврик А. С., Шушакова Н. С. Изучение поглощения продольных волн по данным ВСП и наземных наблюдений // Современное состояние и перспективы развития математического обеспечения обработки и интерпретации сейсмической информации. — Москва: ВНИИОЭНГ, 1987. — С. 93—100.
- Анциферов А. В., Гошовский С. В., Жикаляк Н. В., Мармалевский Н. Я., Туркель Н. Г., Тяпкин Ю. К. Мировой опыт и перспективы применения в Украине сейсмического метода при поисках, разведке и добыче метана угольных месторождений // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 6. — С. 3—22.
- Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. — Москва: Мир, 1978. — 848 с.
- Тимошин Ю. В., Шатило А. П. Прогнозирование АВПД на основе изучения поглощения сейсмических волн // Нефтяная и газовая промышленность. — 1990. — № 4. — С. 12—16.
- Тяпкин Ю. К., Грищенко В. И. Сглаживание мгновенных частот и непрерывная оценка интегральных характеристик спектра сейсмической записи // Изв. ВУЗов. Геология и разведка. — 1985. — № 8. — С. 102—107.
- Тяпкин Ю. К., Карпенко И. В. Связь интегральных параметров сейсмической трассы с начальными моментами спектра мощности сигнала // Докл. АН УССР. Сер. Б. — 1981. — № 9. — С. 31—34.
- Тяпкин Ю. К., Познанский С. М. Мгновенные динамические характеристики сейсмической записи // Геофиз. журн. — 1985. — **7**, № 1. — С. 31—40.
- Френкс Л. Теория сигналов. — Москва: Сов. радио, 1974. — 344 с.
- Чичинина Т. И., Сабинин В. И., Ронкийо-Харийо Х., Оболенцева И. Р. Метод QVOA для поиска трещиноватых коллекторов // Геология и геофизика. — 2006. — **47**, № 2. — С. 259—277.
- Шатило А. П. Определение поглощения горных пород по фазовой характеристике среды // Вестн. Киев. ун-та. Сер. Геология. — 1987. — № 6. — С. 46—51.
- Backus M. M., Luh P. C. Wavelet attenuation and AVO // Offset dependent reflectivity — Theory and practice of AVO/Eds. J.P. Castagna, M.M. Backus. — Tulsa: SEG Books, 1993. — P. 190—198.
- Bansal R., Khare V., Jenkinson T., Matheney M., Martinez A. Correction for NMO stretch and differential attenuation in converted-wave data: A key enabling technology for prestack joint inversion of PP and PS data // The Leading Edge. — 2009. — **28**, № 10. — P. 1182—1190.
- Barnes A. E. Analysis of temporal variations in average frequency and amplitude of COCORP deep seismic reflection data // 60<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 1990. — P. 1553—1556.
- Barnes A. E. Instantaneous frequency and amplitude at the envelope peak of a constant-phase wavelet // Geophysics. — 1991. — **56**, № 7. — P. 1058—1060.
- Barnes A. E. When the concepts of spectral frequency and instantaneous frequency converge // The Leading Edge. — 1993. — **12**, № 10. — P. 1020—1023.
- Barrodale I., Roberts F. D. K. Algorithm 552: Solution of the constrained  $L_1$  linear approximation problem // ACM Transactions on Mathematical Software. — 1980. — **6**, № 2. — P. 231—235.
- Behura J., Tsvankin I. Estimation of interval anisotropic attenuation from reflection data // Geophysics. — 2009. — **74**, № 6. — P. A69—A74.
- Blanchard T. D., Clark R. A., van der Baan M., Laws E. Time-lapse attenuation as a tool for monitoring pore fluid changes in hydrocarbon reservoirs // 71<sup>st</sup> EAGE Conference: Extend. Abstr. — 2009. — Paper PO52.
- Bodine J. H. Waveform analysis with seismic attributes // Oil and Gas J. — 1986. — **84**, № 23. — P. 59—63.
- Causse E., Mittet R., Ursin B. Preconditioning of full-waveform inversion in viscoacoustic media // Geophysics. — 1999. — **64**, № 1. — P. 130—145.
- Chakraborty A., Okaya D. Frequency-time decomposition of seismic data using wavelet-based methods // Geophysics. — 1995. — **60**, № 6. — P. 1906—1916.
- Chichinina T., Sabinin V., Ronquillo-Jarillo G. QVOA analysis: P-wave attenuation anisotropy for fracture characterization // Geophysics. — 2006. — **71**, № 3. — P. C37—C48.
- Clark R. A., Benson P. M., Carter A. J., Guerrero More-

- no C.A. Anisotropic  $P$ -wave attenuation measured from a multi-azimuth surface seismic reflection survey // *Geophys. Prosp.* — 2009. — **57**, № 5. — P. 835—845.
- Dasgupta R., Clark R.A. Estimation of  $Q$  from surface seismic reflection data // *Geophysics.* — 1998. — **63**, № 6. — P. 2120—2128.
- Dasios A., Astin T.R., McCan C. Increasing confidence in seismic  $Q$  measurements: a comparison of estimates from sonic and surface seismic data // 68<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 1998. — P. 1080—1083.
- Davis T.L., Benson R.D. Tight-gas seismic monitoring, Rulison Field, Colorado // *The Leading Edge.* — 2009. — **28**, № 4. — P. 408—411.
- Engelhard L. Determination of seismic-wave attenuation by complex trace analysis // *Geophys. J. Int.* — 1996. — **125**, № 2. — P. 608—622.
- Futterman W.I. Dispersive body waves // *J. Geophys. Res.* — 1962. — **67**, № 13. — P. 5279—5291.
- Gao J., Yang S., Wang D., Wu R. Quality factors estimation using wavelet's envelope peak instantaneous frequency // 79<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 2009. — P. 2457—2461.
- Gu H., Stewart R., Li Z., Qi L., Yang L. Calculation of relative seismic attenuation from reflection time-frequency differences in carbonate reservoir // 77<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 2007. — P. 1495—1499.
- Hanson R.J. Least squares with bounds and linear constraints // *SIAM J. Sci. and Statis. Comp.* — 1986. — **7**, № 3. — P. 826—834.
- Hauge P.S. Measurements of attenuation from vertical seismic profiles // *Geophysics.* — 1981. — **46**, № 11. — P. 1548—1558.
- Hedlin K., Mewhort L., Margrave G. Delineation of steam flood using seismic attenuation // *CSEG Recorder.* — 2002. — **27**, № 5. — P. 27—30.
- Kaderali A., Jones M., Howlett J. White Rose seismic with well data constraints: A case history // *The Leading Edge.* — 2007. — **26**, № 6. — P. 742—754.
- Khare V., Rape T. Density inversion using joint PP/PS data: sensitivity to the angle range // 77<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 2007. — P. 965—969.
- Koesomadinata A.P., McMechan G.A. Empirical estimation of viscoelastic seismic parameters from petrophysical properties of sandstone // *Geophysics.* — 2001. — **66**, № 5. — P. 1457—1470.
- Korneev V. Slow waves in fractures filled with viscous fluid // *Geophysics.* — 2008. — **73**, № 1. — P. N1—N7.
- Kozlov E., Baransky N., Motruk V., Rusalin A., Persidskaya L., Kirseleva O., Bovykin A. Integrating seismic attributes to estimate transport properties of dual porosity reservoir rocks // *First Break.* — 2009. — **27**, № 5. — P. 43—52.
- Lazaratos S., Finn C. Deterministic spectral balancing for high fidelity AVO // 74<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 2004. — P. 219—223.
- Li H., Cui X.-F., Yao F.-C., Zhang Y. Analysis of center-frequency versus incident angle variations to detect gas reservoirs // 77<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 2007. — P. 1490—1494.
- Li H., Zhao W., Cao H., Yao F., Shao L. Measures of scale based on the wavelet scalogram with application to seismic attenuation // *Geophysics.* — 2006. — **71**, № 5. — P. V111—V118.
- Matheney M.P., Nowack R.L. Seismic attenuation values obtained from instantaneous frequency matching and spectral ratios // *Geophys. J. Int.* — 1995. — **123**, № 1. — P. 1—15.
- Morozov I.B. More reflections on  $Q$  // *CSEG Recorder.* — 2009. — **34**, № 2. — P. 12—13.
- O'Doherty R.F., Anstey N.A. Reflections on amplitudes // *Geophys. Prosp.* — 1971. — **19**, № 3. — P. 430—458.
- Oliveira S., Loures L., Moraes F., Theodoro C. Nonlinear impedance inversion for attenuating media // *Geophysics.* — 2009. — **74**, № 6. — P. R111—R117.
- Pointer T., Liu E., Hudson J.A. Seismic wave propagation in cracked porous media // *Geophys. J. Int.* — 2000. — **142**, № 1. — P. 199—231.
- Quan Y., Harris J.M. Seismic attenuation tomography using the frequency shift method // *Geophysics.* — 1997. — **62**, № 3. — P. 895—905.
- Reine C.A., Clark R.A., van der Baan M. Interval- $Q$  measurements from surface seismic data using a robust prestack inversion algorithm // 71<sup>st</sup> EAGE Conference: Extend. Abstr. — 2009. — Paper SO41.
- Robertson J.D., Nogami H.H. Complex seismic trace analysis of thin beds // *Geophysics.* — 1984. — **49**, № 4. — P. 344—352.

- Roganov V., Roganov Y., Kostyukevych O. 3D-3C seismic wave modeling in multilayered anisotropic viscoelastic media using the Haskell — Thomson method // 71<sup>st</sup> EAGE Conference: Extend. Abstr. — 2009. — Paper P134.
- Roy B., Anno P., Gurch M. Imaging oil-sand reservoir heterogeneities using wide-angle prestack seismic inversion // The Leading Edge. — 2008. — **27**, № 9. — P. 1192—1201.
- Saha J. G. Relationship between Fourier and instantaneous frequency // 57<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 1987. — P. 591—594.
- Shapiro S. A., Zien H., Hubral P. A generalized O'Doherty — Anstey formula for waves in finely layered media // Geophysics. — 1994. — **59**, № 11. — P. 1750—1762.
- Schoenberger M., Levin F. K. Apparent attenuation due to intrabed multiples // Geophysics. — 1974. — **39**, № 3. — P. 278—291.
- Schoenberger M., Levin F. K. Apparent attenuation due to intrabed multiples // Geophysics. — 1978. — **43**, № 4. — P. 730—737.
- Singh Y. Phase distortion and time shifts due to seismic attenuation and application to well ties // First Break. — 2008. — **26**, № 2. — P. 43—50.
- Singleton S., Taner M. T., Treitel S.  $Q$  estimation using Gabor — Morlet joint time-frequency analysis techniques // 76<sup>th</sup> SEG Meeting: Expand. Abstr. — 2006. — P. 1610—1614.
- Spencer T. W., Sonnad J. R., Butler T. M. Seismic  $Q$ -Stratigraphy or dissipation // Geophysics. — 1982. — **47**, № 1. — P. 16—24.
- Tyapkin Y., Shadura O. Continuous in time estimation of the quality factor  $Q$  from surface seismic reflection data // 71<sup>st</sup> EAGE Conference: Extend. Abstr. — 2009. — Paper SO47.
- Vasheghani F., Lines L. Viscosity and  $Q$  in heavy-oil reservoir characterization // The Leading Edge. — 2009. — **26**, № 7. — P. 856—860.
- Wang Y. H. A stable and efficient approach of inverse  $Q$  filtering // Geophysics. — 2002. — **67**, № 2. — P. 657—663.
- Wang Y. Inverse- $Q$  filtered migration // Geophysics. — 2008. — **73**, № 1. — P. S1—S6.
- White R. E. The accuracy of estimating  $Q$  from seismic data // Geophysics. — 1992. — **57**, № 11. — P. 1508—1511.
- Winkler K. W., Nur A. Seismic attenuation: Effects of pore fluids and frictional sliding // Geophysics. — 1982. — **47**, № 1. — P. 1—15.
- Zhang C., Ulrych T. J. Estimation of quality factors from CMP records // Geophysics. — 2002. — **67**, № 5. — P. 1542—1547.
- Zhu Y., Tsvankin I. Plane-wave propagation in attenuative transversely isotropic media // Geophysics. — 2006. — **71**, № 2. — P. T17—T30.