

УДК 550.832.44

ВЫЧИСЛЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО СЕМБЛАНСА ДЛЯ ВОЛНОВОГО АКУСТИЧЕСКОГО КАРОТАЖА

© 2017 г. Р.Д. Ахметсафин¹, Р.З. Ахметсафина²

¹ ООО “Газпром георесурс”, г. Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, г. Москва, Россия

Предложена вычислительная реализация метода дисперсионного сембланса для записей многоэлементного волнового акустического каротажа. По наборам дисперсионных кривых изгибной волны или волны Стоунли строится матрица коррекции (поправок) на дисперсию в (f - p)-области, применяемая в вычислительной схеме традиционного сембланса в (τ - p)-области. Программа в среде *MatLab* приводится в электронном виде на странице журнала в Интернете.

Ключевые слова: сембланс, дисперсия волн, акустический каротаж.

Введение

Эффект зависимости скорости звука от частоты звуковой волны называется дисперсией [Горгун, Косарев, Утемов, 2011; Assous, Elkington, 2014; Kimball, 1994]. Для большинства акустических волн характерна нормальная дисперсия – скорости их распространения больше на низкой частоте. Интерес к анализу дисперсии при проведении волнового акустического каротажа возрос благодаря развитию аппаратуры с дипольными излучателями [Вершинин и др., 2013]. Дело в том, что при дипольном режиме излучения кроме возбуждаемой при монополярном режиме S -волны возбуждаются имеющие большую амплитуду поляризованные изгибные волны SH , SV , скорость распространения которых в отличие от S -волны в значительной степени зависит от частоты. Отметим, что P -волна, возбуждаемая при монополярном режиме, дисперсии практически не подвержена. Дисперсия изгибных волн может быть причиной ошибки оценки скорости S -волны, что в свою очередь может оказаться критичным при интерпретации данных волнового акустического каротажа, особенно если сопоставляются записи приборов старого поколения с монополярными излучателями, рассчитанными на ~20 кГц, и современных, оснащенных дипольными излучателями, рассчитанными на частоту <5 кГц.

Интерес к изучению дисперсии при волновом акустическом каротаже добавили и достижения в методике интерпретации проницаемости по измерениям волны Стоунли¹ (St -волны) [Доровский, Подбережный, Нефедкин, 2011]. Дисперсия (зависимость фазовой скорости от частоты) волны Стоунли может быть нормальной и аномальной в твердых и мягких породах [Tang, Cheng, Toksöz, 1991]. Кроме того, скорости изгибной и St -волн зависят от диаметра скважины и меняются в окрестности самого прибора [Косарев и др., 2016; Lin, Cui, 2015; Pistre et al., 2005; Scheibner et al., 2010].

Дисперсия каждого типа волн (в случае волнового акустического каротажа рассматриваются изгибная волна и волна Стоунли) характеризуется дисперсионными

¹ Название этой волны в волновом акустическом каротаже за последние 30 лет претерпело несколько изменений: сначала её называли волной Лэмба–Стоунли (*Lamb–Stoneley*), затем просто волной Стоунли; в настоящее время её иногда называют волной Стоунли–Шольте (*Stoneley–Scholte*) или просто волной Шольте (*Scholte*) [Li et al., 2015].

кривыми [Kimball, 1994], каждая из которых представляет зависимость наблюдаемого фазового интервального времени $p_{\text{набл.}}$ от частоты f .

По семейству дисперсионных кривых можно построить некоторую двумерную функцию $p_d(f, p)$, которая возвращает $p_{\text{набл.}}$ в зависимости от частоты и интервального времени изучаемой волны как характеристики породы (интервальное время породы, $p_{\text{пор.}}$). Учет дисперсии при обработке данных каротажа предполагает решение обратной задачи – оценку интервального времени породы $p_{\text{пор.}}$ по значению наблюдаемого фазового интервального времени $p_{\text{набл.}}$. В качестве $p_{\text{пор.}}$ диспергирующей волны может быть принято значение $p_{\text{набл.}}$ на некоторой опорной частоте f_0 .

Для возбуждаемой в дипольном режиме изгибной волны в качестве опорной целесообразно принять частоту $f_0=0$ кГц [Kimball, 1994]. На этой частоте изгибная волна, характеризующаяся нормальной дисперсией, имеет максимальную скорость (минимальное $p_{\text{набл.}}$), которая практически совпадает со скоростью S -волны (поперечной или волны сдвига), возбуждаемой в монополярном режиме. Выбор нулевой частоты в качестве опорной для St -волны нецелесообразен – на этой частоте её дисперсионные кривые имеют максимальный градиент и разброс [Tang, Cheng, Toksöz, 1991].

В изучении дисперсии при волновом акустическом каротаже более 25 лет назад сформировалась проблема, связанная с поиском ответов на три следующих вопроса: что на самом деле оценивается при вычислении скорости диспергирующих волн по временам их первых вступлений, фиксируемых приемниками антенной решетки? Насколько смещаются оценки диспергирующих волн в методе сембланса? Что принимать за оценку скорости диспергирующих волн для интерпретации?

Отчасти решением этой проблемы стал метод дисперсионного сембланса [Kimball, 1998], развивающий метод традиционного сембланса [Kimball, Marzetta, 1984], который широко применяется для оценки скоростей составляющих волнового акустического каротажа.

В методе сембланса каждая из волн P , S , SH , SV , St характеризуется пятном всплеска когерентности [Ахметсафин, Ахметсафина, 2016]. Дисперсия приводит к размытию этих пятен, что соответствует размытию когерентной мощности волн по скорости их распространения в зависимости от частоты. Дисперсия изгибной и St -волн активно исследуется по настоящее время [Lee et al., 2015; Li et al., 2015; Tang, Li, Patterson, 2013; Wang et al., 2015], и при этом основным инструментом служит метод спектрального сембланса [Rao, Toksöz, 2005; Scheibner et al., 2010].

В качестве примера на рис. 1, *a* представлены исходные фазово-корреляционные диаграммы; на рис. 1, *б* – запись многоэлементного волнового акустического каротажа при монополярном режиме возбуждения. Запись, полученная на отметке 288 м в песчаных берегах с использованием прибора *XMAC F1* (8 приемников, частота возбуждения $f_{\text{гол}} \approx 8$ кГц, $dt=12$ мкс, количество точек $N=432$, “мертвое время” регистрации –360 мкс), любезно предоставлена авторам компанией *Baker Hughes*. Реализации метода сембланса далее рассматривается применительно к этим данным.

На имидже матриц традиционного сембланса в $(\tau-p)$ -области (рис. 2, *a*) отчетливо видны пятна когерентной мощности, соответствующие P -, S - и St -волнам. Одномерный след традиционного сембланса отображается на геофизических планшетах в виде имиджа по глубине, по пикам которого оцениваются интервальные времена составляющих волн (рис. 2, *б*). Для рассматриваемого примера на отметке 288 м интервальное время для St -волны (p_{St}) по результатам традиционного сембланса составило 1076.8 мкс/м (на рис. 2, *б* отмечено стрелкой на горизонтальной оси).

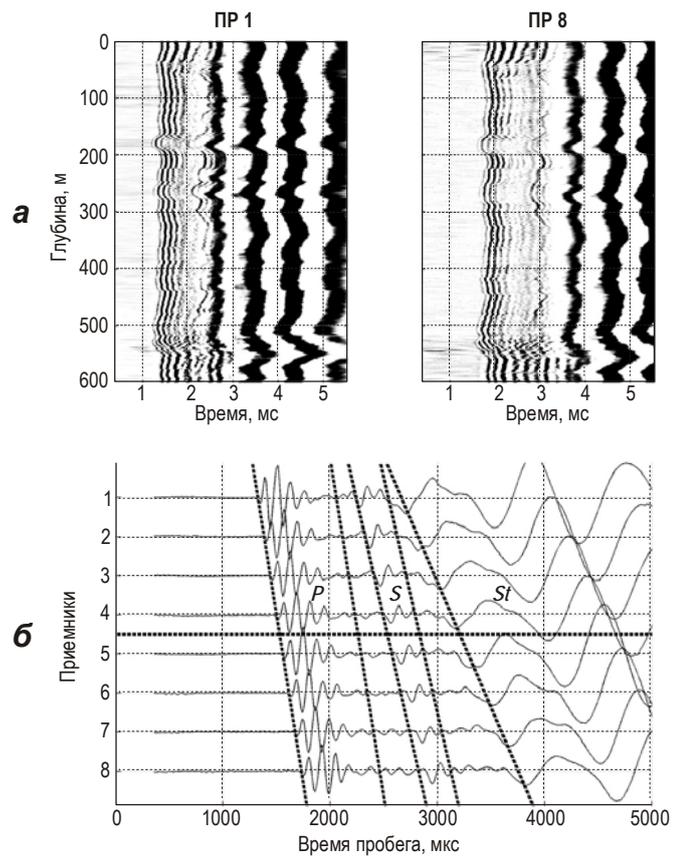


Рис. 1. Исходные фазово-корреляционные диаграммы по первому (ПР 1) и последнему (ПР 8) приемникам (а) и акустический массив на отметке по глубине 288 м (б). На б отмечены оси синфазности P-, S- и St-волн

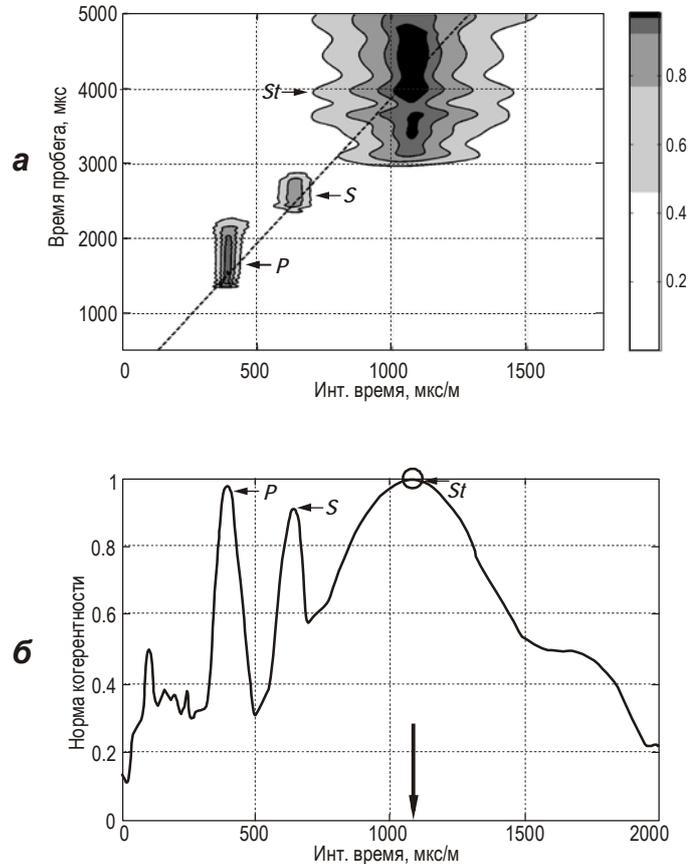


Рис. 2. Изображение традиционного семблansa в $(\tau-p)$ -области (а) и его отображаемый одномерный след (б). На а приведена шкала меры когерентности, единая для рис. 3–5, 7, 8. Стрелкой на б отмечено интервальное время для St-волны $p_{St}=1076.8$ мкс/м

Имидж матрицы спектрального семблansa (рис. 3, *a*) позволяет видеть, что *P*-волна, как и следовало ожидать, не диспергирует – ее когерентная мощность распределена на одной скорости (интервальном времени). Фантомные когерентные события *P*-волны, связанные с пропуском волн [Ma et al., 2010; Willis, Toksöz, 1983], а не с дисперсией, обозначены на рис. 3, *a* как *P*-аляйсинг. В рассматриваемом примере *S*-волна также не диспергирует. Для *P*- и *S*-волн в монополюльном режиме характерно совпадение всплесков когерентности по параметру *p* (интервальное время, *slowness*, величина, обратная скорости) на изображениях традиционного и спектрального семблansa.

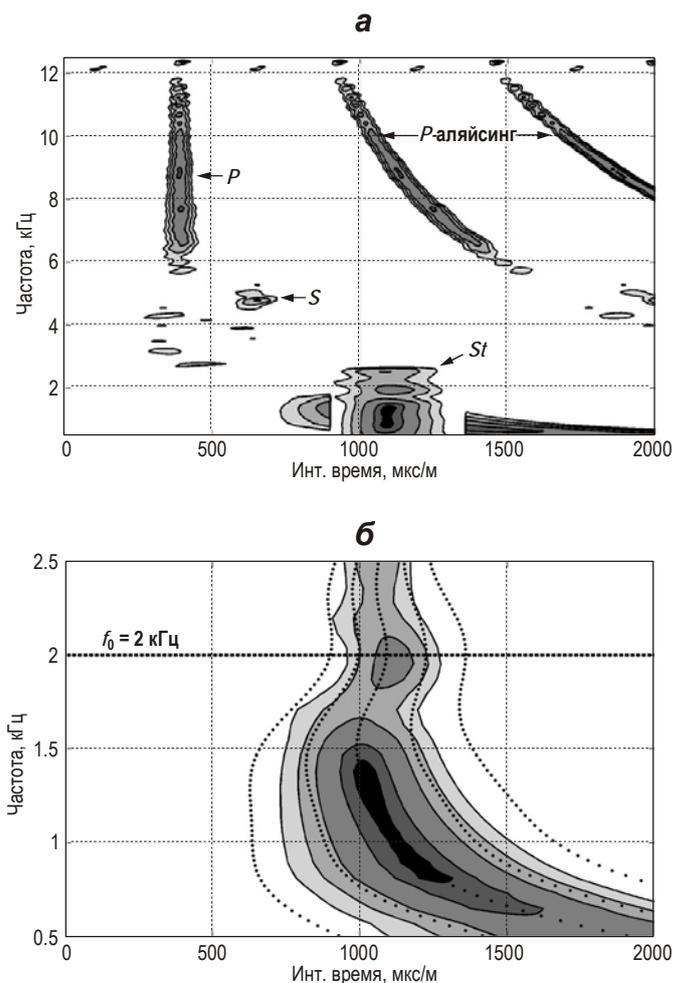


Рис. 3. Имидж матрицы спектрального семблansa с обозначением выделенных *P*-, *S*- и *St*-волн и области *P*-аляйсинга (*a*) (0.5–12.5 кГц) и его фрагмент в увеличенном масштабе (*б*) только для *St*-волны (0.5–2.5 кГц)

Рассматриваемый пример представляет низкоскоростной разрез, в котором для *St*-волны характерна нормальная дисперсия при частотах, превышающих ~ 2 кГц. Однако, начиная с $f \approx 1.5$ кГц, и вплоть до $f = 0$ наблюдается переход к аномальной дисперсии [Tang, Cheng, Toksöz, 1991]. В результате этого когерентная мощность *St*-волны “размыта” по $p_{\text{набл}}$ и f – ее изображение приобретает вид “запятой” (см. рис. 3, *б*). Это и является причиной появления широкого пятна когерентности *St*-волны на изображении традиционного семблansa (см. рис. 2, *a*). Но проблемой является не расширенное пятно – формально максимум когерентности по параметру p_{St} на изображении традиционного семблansa всегда можно найти. Проблема в том, что такой максимум не отражает распределение когерентной мощности по параметру p на спектральном семблansa, в связи с чем и возникает ошибка (или неопределенность) в оценке скорости *St*-волны для последующей интерпретации.

Идея метода дисперсионного семблansa состоит в приведении когерентной мощности диспергирующих волн от наблюдаемого фазового интервального времени к интервальному времени породы – проще говоря, замене параметра $p_{\text{набл.}}$ параметром $p_{\text{пор.}}$.

Рассмотрим формулы семблansa. Для традиционного семблansa (или *Slowness-Time-Coherence*¹) возможны два представления – через наклонное суммирование (*slant stack*) [Kimball, Marzetta, 1984] и через прямое и обратное преобразование Фурье [Kimball, 1994]:

$$STC(\tau, p) = \frac{\sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \left[\sum_{m=1}^M y_m(t + px_m) \right]^2}{M \sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \sum_{m=1}^M y_m^2(t + px_m)} = \frac{\sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \left| F^{-1} \left[\sum_{m=1}^M F[y_m(t)] e^{j2\pi f \cdot p \cdot x_m} \right] \right|^2}{M \sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \sum_{m=1}^M \left| F^{-1} \left[F[y_m(t)] e^{j2\pi f \cdot p \cdot x_m} \right] \right|^2} = \frac{\sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \left| F^{-1} \left[\sum_{m=1}^M Y_m(f) e^{j2\pi f \cdot p \cdot x_m} \right] \right|^2}{M \sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \sum_{m=1}^M \left| F^{-1} \left[Y_m(f) e^{j2\pi f \cdot p \cdot x_m} \right] \right|^2}. \quad (1)$$

Одномерный след традиционного семблansa отображается как

$$STC_{1D}(p) = \max_{\tau} STC(\tau, p). \quad (2)$$

Представление спектрального семблansa (*Slowness-Frequency-Coherence*) [Blanch et al., 2002; Kimball, 1994] с окном усреднения по частоте имеет вид

$$SFC(f, p) = \frac{\sum_{\gamma=f-\Delta f}^{f+\Delta f} \left| \sum_{m=1}^M Y_m(\gamma) e^{j2\pi \gamma \cdot p \cdot x_m} \right|^2}{M \sum_{\gamma=f-\Delta f}^{f+\Delta f} \sum_{m=1}^M |Y_m(\gamma)|^2}. \quad (3)$$

Первоначально [Kimball, 1994] дисперсионный семблansa, который далее будем обозначать как ДС1, представлялся в виде

$$DSTC(\tau, p) = \frac{\sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \left| F^{-1} \left[\sum_{m=1}^M Y_m(f) e^{j2\pi f \cdot p_d(f, p) \cdot x_m} \right] \right|^2}{M \sum_{t=\tau-T}^{\tau+T} \sum_{m=1}^M \left| F^{-1} \left[Y_m(f) e^{j2\pi f \cdot p_d(f, p) \cdot x_m} \right] \right|^2}. \quad (4)$$

В формулах (1)–(4) приняты следующие обозначение: $y_m(t)$, $m = \overline{1, M}$ – исходный двумерный акустический массив записи волнового акустического каротажа (N точек по времени с шагом регистрации dt); M – количество приемников с координатами относительно середины антенной решетки x_m , $m = \overline{1, M}$; τ – время пробега волны, приведенное к середине антенной решетки; p – интервальное время; $Y_m(f) = F[y_m(t)]$ – преобразование Фурье; $F^{-1}[\bullet]$ – оператор обратного преобразования Фурье; T в формуле (1) и Δf в формуле (3) – полуокна усреднения.

Отличие определяемого по формуле (4) ДС1 от традиционного семблansa, представляемого через прямое и обратное преобразование Фурье по формуле (1), связано с заменой параметра p на функцию $p_d(f, p)$.

¹ Поскольку в русскоязычных публикациях к настоящему моменту нет устоявшейся терминологии, авторы сочли необходимым сопровождать используемые ими термины англоязычными аналогами.

Дисперсионное представление спектрального семблansa (3) можно записать как

$$DSFC(f, p) = \frac{\sum_{f=\gamma-\Delta f}^{\gamma+\Delta f} \left| \sum_{m=1}^M Y_m(\gamma) e^{j \cdot 2\pi \cdot \gamma \cdot p_d(\gamma, p) \cdot x_m} \right|^2}{M \sum_{f=\gamma-\Delta f}^{\gamma+\Delta f} \sum_{m=1}^M |Y_m(\gamma)|^2}. \quad (5)$$

Несмотря на большое число публикаций, посвященных исследованию дисперсии при волновом акустическом каротаже, примеры изображений ДС1 и дисперсионного представления спектрального семблansa (5) в литературе не представлены; в известных программных реализациях оценка $p_{\text{пор}}$ осуществляется не по максимуму ДС1, а по максимуму другой (одномерной) функции [Kimball, 1994; Scheibner et al., 2010], имеющей вид

$$S(p) = \frac{\sum_f \left| \sum_{m=1}^M Y_m(f) e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot p_d(f, p) \cdot x_m} \right|^2}{M \sum_f \sum_{m=1}^M |Y_m(f)|^2} \quad (6)$$

и отождествляемой теперь в публикациях с понятием дисперсионного семблansa (далее эта функция обозначается как ДС2).

На наш взгляд, причина такой подмены понятий кроется в более простой программной реализации. Во-первых, для оптимального по быстродействию вычисления ДС1 нужно формировать трехмерные массивы ($\tau \leftrightarrow f, p, m$), что приводит к кажущейся громоздкости, в то время как для ДС2 достаточно двумерных массивов ($\tau \rightarrow f, m$) (хотя и для каждого значения p). Во-вторых, в ДС2 нет обратного преобразования Фурье. В-третьих, в ДС2 расчеты для значений $p_{\text{пор}}$ вне области дисперсионных кривых не выполняются, а для ДС1 значения $p_{\text{пор}}$ задаются во всей области исследования интервального времени. При этом без ответа остается вопрос о том, расходятся ли оценки $p_{\text{пор}}$ в трех случаях – по следу традиционного семблansa (12), следу ДС1 (4) и ДС2 (6)?

Далее авторы предлагают компактную вычислительную схему, которая дает возможность при обработке записей многоэлементного волнового акустического каротажа сопоставить результаты оценок интервальных времен составляющих волн, получаемых по традиционному семблansу, ДС1 и ДС2.

Вычислительная схема

Сформируем M векторов-столбцов длины N из исходного акустического массива

$$\mathbf{y}_m = \|y_m(n)\|, n = \overline{1, N}.$$

По этим векторам вычислим M комплексных векторов-столбцов длины N_{FFT} быстрого преобразования Фурье

$$\mathbf{Y}_m = FFT\{\mathbf{y}_m\} = \|Y_m(n)\|, n = \overline{1, N_{FFT}}$$

и для каждого из таких векторов сформируем матрицу размером $N_{FFT} \times L$

$$\mathbf{Y}_m^* = \underbrace{(\mathbf{Y}_m \mid \mathbf{Y}_m \mid \dots \mid \mathbf{Y}_m)}_L.$$

Сформируем вектор-строку из L значений интервального времени в интервале представления $[p_{\text{min}} p_{\text{max}}]$

$$\mathbf{p} = \text{linspace}(p_{\text{min}}, p_{\text{max}}, L) = \|p(l)\|, l = \overline{1, L}$$

и матрицу размером $N_{FFT} \times L$

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{p} \\ \vdots \\ \mathbf{p} \end{pmatrix}_{N_{FFT}},$$

которую назовем операционной матрицей наблюдаемого фазового интервального времени.

Сформируем вектор-столбец частот

$$\mathbf{f} = \|(n-1) / (N_{FFT} \cdot dt)\| = \|f(n)\|, n = \overline{1, N_{FFT}}$$

и матрицу размером $N_{FFT} \times L$

$$\mathbf{F} = \underbrace{(\mathbf{f} \mid \mathbf{f} \mid \dots \mid \mathbf{f})}_L.$$

Введем операционную матрицу интервального времени породы \mathbf{D} , имеющую тот же размер, что и операционная матрица \mathbf{P} . Элементы матрицы $\mathbf{D} = \|d(n, l)\|$ определим как $d(n, l) = p(l)$, когда значение $p(l)$ вне диапазона $p_{пор.}$, и

$$d(n, l) = p_d(f(n), p(l)), \quad (7)$$

для значений $p(l)$ в диапазоне $p_{пор.}$ дисперсионных кривых. Таким образом, вычисления по формуле (7) выполняются только для прямоугольного блока матрицы \mathbf{D} , вне которого матрицы \mathbf{P} и \mathbf{D} совпадают.

Далее вычислим M матриц размером $N_{FFT} \times L$ следующего вида

$$\begin{aligned} \mathbf{Z}_m &= \mathbf{Y}_m^* \circ \exp\{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot x_m \cdot \mathbf{F} \circ \mathbf{D}\} = \\ &= \|Z_m(n, l)\|, n = \overline{1, N_{FFT}}; l = \overline{1, L}, \end{aligned} \quad (8)$$

где символом \circ обозначено Адамарово (поэлементное) перемножение матриц. Выполним по столбцам (8) обратное быстрое преобразование Фурье и получим M матриц размером $N \times L$

$$\mathbf{z}_m = IFFT\{\mathbf{Z}_m\} = \|z_m(n, l)\|, n = \overline{1, N}; l = \overline{1, L}.$$

ДС1 вычисляется как

$$DSTC(n, l) = \frac{\sum_{k=n-T}^{n+T} \left[\sum_{m=1}^M z_m(k, l) \right]^2}{M \sum_{k=n-T}^{n+T} \sum_{m=1}^M z_m^2(k, l)}, n = \overline{1, N}; l = \overline{1, L}; \quad (9)$$

дисперсионный спектральный сембланс (5) –

$$DSFC(n, l) = \frac{\sum_{k=n-\Delta f}^{n+\Delta f} \left| \sum_{m=1}^M Z_m(k, l) \right|^2}{M \sum_{k=n-\Delta f}^{n+\Delta f} \sum_{m=1}^M |Y_m(k)|^2}, n = \overline{1, N_{FFT} / 2}; l = \overline{1, L}. \quad (10)$$

Также отметим, что если в (8) вместо матрицы \mathbf{D} подставить матрицу \mathbf{P} , то выражение (9) будет соответствовать вычислению традиционного сембланта (1), а (10) – вычислению спектрального сембланта (3).

В предлагаемой схеме есть место и вычислению ДС2:

$$S(l) = \frac{\sum_{k=1}^{N_{FFT}/2} \left| \sum_{m=1}^M Z_m(k, l) \right|^2}{M \sum_{k=1}^{N_{FFT}/2} \sum_{m=1}^M |Y_m(k)|^2}, \quad l = \overline{1, L}. \quad (11)$$

Снова обратимся к приводимым на рис. 1 записям волнового каротажа в песчаных береа [Доровский, Подбережный, Нефедкин, 2011]. Не располагая экспериментальными исследованиями дисперсионных кривых St -волны для этого разреза, попытаемся восполнить пробел, вооружившись данными о характере дисперсионных кривых из [Rao, Toksöz, 2005; Tang, Cheng, Toksöz, 1991].

Автоматизированное построение дисперсионных кривых – тема отдельных исследований [Li et al., 2015; Tang, Li, Patterson, 2013], которая в настоящей работе не рассматривается. Поэтому по спектральному семблансу в области St -волны (рис. 3, б) семейство дисперсионных кривых проведем вручную. Без особого труда мы построили пять таких кривых (см. рис. 3, б).

Здесь следует отметить, что на одной отметке глубины свойства породы характеризует только одна дисперсионная кривая. Фактически мы построили некоторую номограмму из пяти кривых, по которой в неявном виде может быть определена единственная дисперсионная кривая. Эта кривая определяется в неявном виде потому, что сама по себе эта единственная дисперсионная кривая нас не интересует, – на ней мы будем оценивать только значение $p_{пор.}$ на опорной частоте. В качестве опорной примем $f_0=2.0$ кГц, на которой $p_{пор.}$ St -волны лежит в диапазоне [762.0, 1337.3] мкс/м. Для ДС1 путем интерполяции дисперсионных кривых по частоте f , а затем по интервальному времени p сформируем операционную матрицу \mathbf{D} из значений (7).

Для лучшей наглядности отображения на рис. 4, а приведены значения разности матриц $(\mathbf{D}-\mathbf{P})$, которые ненулевые в прямоугольном блоке, соответствующем прямоугольному окну в $(f-p)$ -области по частоте [0.0, 2.7] кГц и $p_{пор.}$ [762.0, 1337.3] мкс/м. Фрагмент изображения скорректированной St -волны на имидже спектрального сембланса представлен на рис. 4, б – в вычислительной схеме произведена замена матрицы \mathbf{P} на матрицу \mathbf{D} .

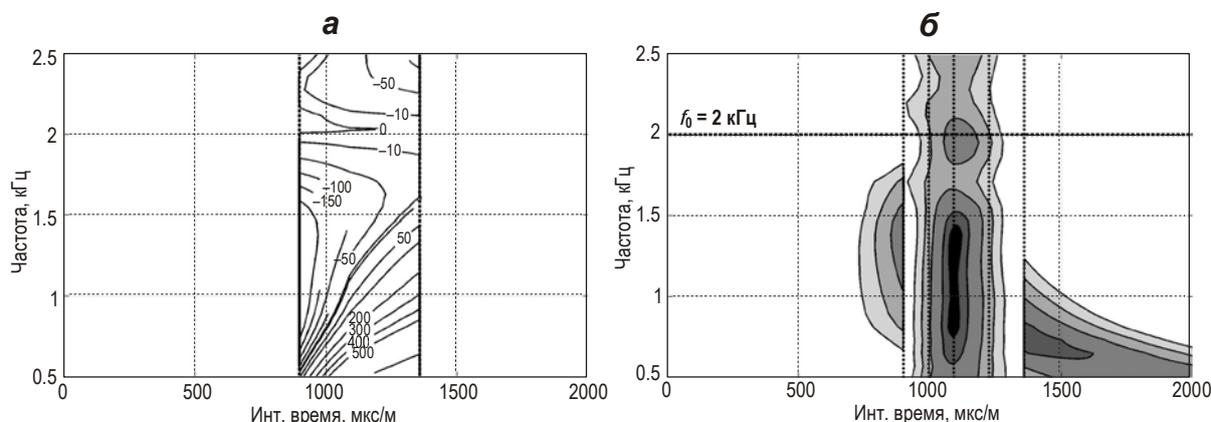


Рис. 4. Разность операционных матриц $\mathbf{D}-\mathbf{P}$ (а) и фрагмент изображения скорректированной St -волны на имидже спектрального сембланса (б)

На рис. 5 представлены “полный” дисперсионный спектральный семблانس (а) и ДС1 (б). Сопоставив рис. 5 с рис. 2, а, отметим, что по сравнению с традиционным семблansom пятно *St*-волны сузилось примерно в 2 раза.

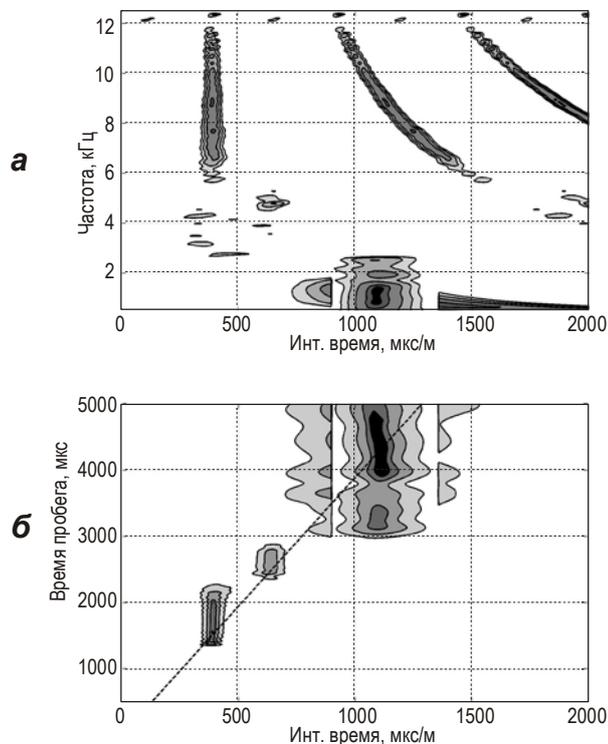


Рис. 5. Изображения полного дисперсионного спектрального семблansa (а, диапазон частот – 0.5–12.5 кГц) и ДС1, определяемого формулой (4) (б)

Отмеченное означает, что когерентная мощность диспергирующей *St*-волны консолидирована по интервальному времени (скорости). Однако, “остатки” ее исходного пятна (см. рис. 5, б) мешают целостному восприятию результата. Эти “остатки” обусловлены тем, что в операционной матрице **D** нарушен принцип, согласно которому значения *p* по строкам матрицы должны быть возрастающими (или не убывающими). В результате, петли интервального времени приводят к повторному отображению когерентной мощности.

На рис. 6, а графически представлены значения одной строки исходной матрицы **D**, соответствующей частоте 1 кГц.

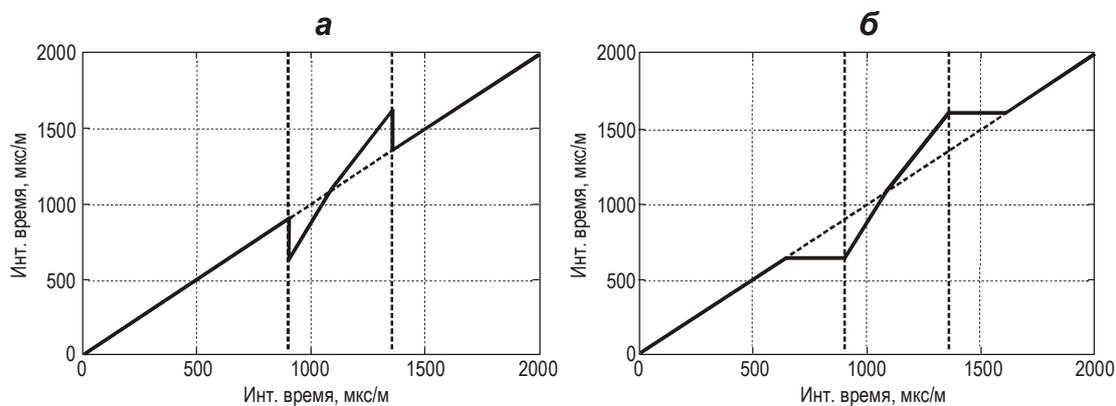


Рис. 6. Значения строки матрицы **D**, соответствующей частоте 1 кГц: а – расчет по формуле (7) в диапазоне $p_{пор.}$; б – пересчет из условия “неубывания”

В качестве дополнения и в целях улучшения визуального восприятия результата коррекции на дисперсию в настоящей работе предлагается пересчет элементов матрицы **D** при условии неубывания значений по строкам (см. рис. 6, б). На рис. 7, 8 приведены результаты такого пересчета для данных, представленных на рис. 4, 5.

В диапазоне интервального времени [762.0, 1337.3] мкс/м по максимуму следа ДС1 для опорной частоты $f_0=2.0$ кГц оценка $p_{\text{пор}}$ для St -волны составляет $p_{St}=1014.2$ мкс/м, а по максимуму ДС2 – 1022.0 мкс/м (для традиционного сембланта без приведения дисперсии $p_{St}=1076.8$ мкс/м) (рис. 9, а).

Оценка $p_{\text{пор}}$ по $p_{\text{набл.}}$ зависит от значения выбранной опорной частоты f_0 . На рис. 9, б представлены графики зависимости от f_0 оценок $p_{\text{пор}}$ по максимумам ДС1 и ДС2 для акустического массива на отметке 288 м.

Рекомендации

В предлагаемой реализации целесообразно применять спектральный сембланс с минимальным окном усреднения по частоте (можно вообще отказаться от окна), так как оно вносит искажения, которые проявляются при построении дисперсионных кривых.

При расчете ДС2 с коррекцией на дисперсию St -волны целесообразно отсекал частотный диапазон фантомных проявлений (“алаясинг”) P -волны.

Заключение

Предложена компактная вычислительная схема для дисперсионного сембланта в двух программных реализациях – ДС1 и ДС2, первая из которых по сравнению со второй представляется более сложной и требует бóльших вычислительных ресурсов.

Вопрос возможного расхождения оценок по ДС1 и ДС2, по мнению авторов, остается открытым по следующим причинам. Во-первых, ДС1 имеет настраиваемое окно усреднения по τ , а в ДС2 его просто нет. Во-вторых, при ДС2 (а именно, при суммировании по частоте) могут захватываться фантомные проявления (когерентные события, “алаясинг”) других составляющих волнового акустического каротажа в $(f-p)$ -области, как это происходит, например, в случае, приведенном на рис. 3, а, – фантом P -волны (“алаясинг”) накладывается на интервальное время St -волны. Следует признать, что расхождение оценок интервальных времен волн по следу ДС1 и ДС2 оказалось несущественным для каротажной практики, в связи с чем этот вопрос можно снять с обсуждения. Из двух предлагаемых реализаций предпочтение авторов отдается ДС1, чье применение при интерпретации волнового акустического каротажа обеспечивает методическую преемственность традиционного метода сембланта по формуле (1) в части выделения волн и первых вступлений, возможности построения следа для отображения на геофизическом планшете по глубине и др. При этом увеличение вычислительных затрат по сравнению с ДС2 для современных компьютеров несущественно.

Предложенная вычислительная схема имеет сопутствующий результат – дисперсионный спектральный сембланс (5), который может применяться для оценки результативности коррекции на дисперсию.

Выбор опорной частоты f_0 существенно влияет на результаты оценок $p_{\text{пор}}$ по дисперсионному семблансу (см. рис. 9, б). Для изгибных волн SH и SV вопрос выбора f_0 решен; для St -волны общепринятого значения опорной частоты нет. В настоящей работе для диспергирующей St -волны при волновом акустическом каротаже предлагается принять единую опорную частоту приведения дисперсии $f_0=2$ кГц (см. рис. 9, б), с которой в дальнейшем предполагается увязать количественные методики интерпретации (например, оценку проницаемости).

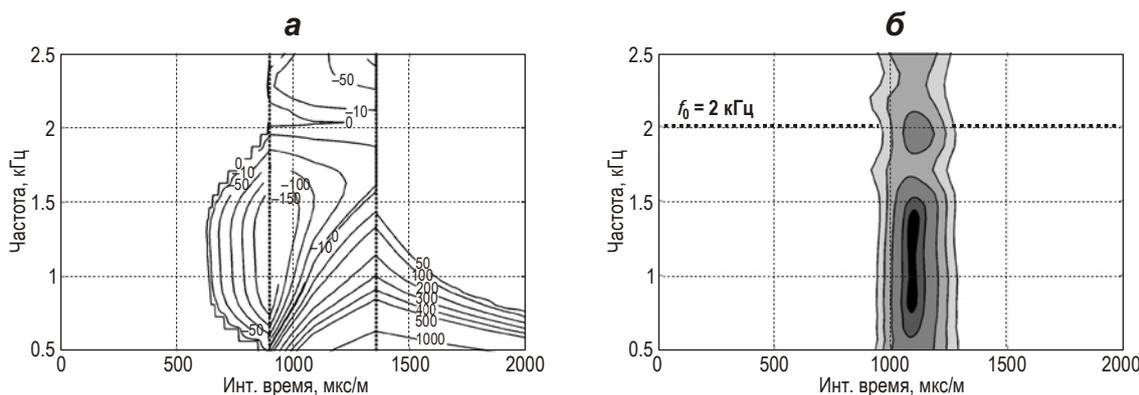


Рис. 7. Изображения разности операционных матриц $p_{пор.}$ и $p_{набл.}$ ($D-P$) после пересчета строк матрицы D при условии неубывания (а) и имиджа матрицы дисперсионного спектрального сембланта с применением пересчитанной матрицы D (б) (диапазон частот – 0.5–2.5 кГц)

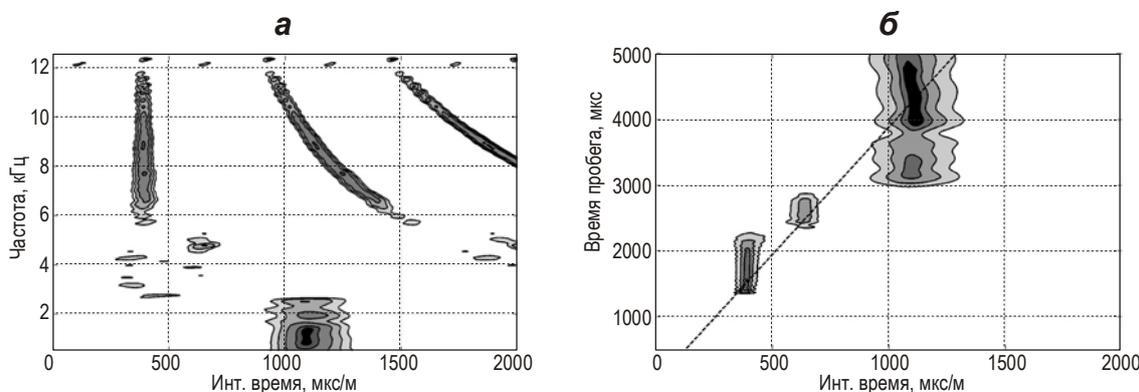


Рис. 8. Дисперсионный спектральный сембланс с применением пересчитанной матрицы D (диапазон частот – 0.5–12.5 кГц) (а) и дисперсионный сембланс (4) с применением пересчитанной матрицы D (б)

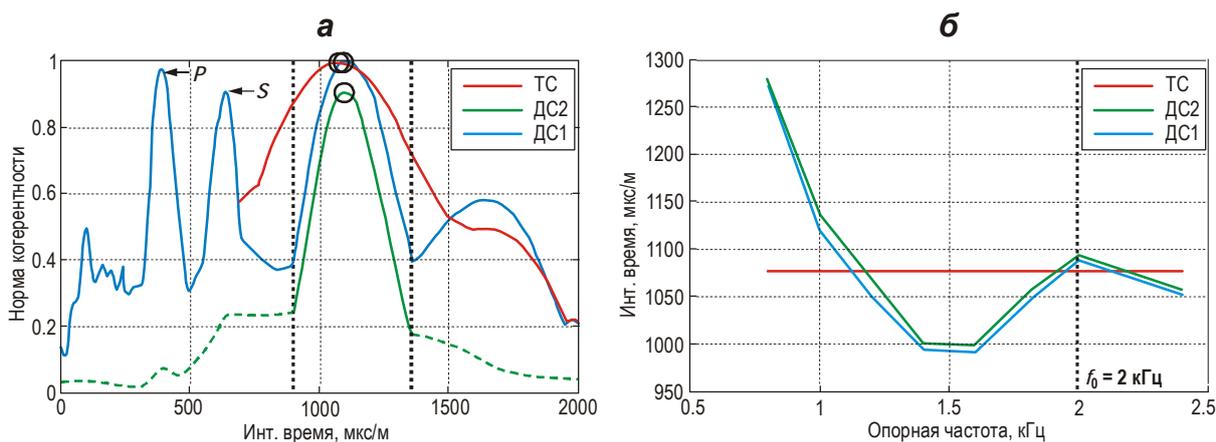


Рис. 9. Дисперсионная оценка интервального времени волны Стоунли по максимумам сембланта для опорной частоты $f_0=2.0$ кГц (а) и графики зависимости оценок $p_{пор.}$ по максимумам ДС1 и ДС2 от выбранной опорной частоты f_0 для акустического массива на отметке глубины 288 (б)

Программы в среде *MatLab* для вычисления ДС1, ДС2 и дисперсионного спектрального сембланта (СС) приведены в электронном приложении на странице журнала в Интернете по адресу: <http://gr.ifz.ru/soderzhanie/tom-18-nomer-4-2017/05/>.

Литература

- Ахметсафин Р.Д., Ахметсафина Р.З. Сембланс – инструмент оценки скоростей составляющих пакета волнового акустического каротажа // НТВ “Каротажник”. 2016. № 8 (266). С.98–118.
- Вершинин А.Г., Вершинин С.А., Добрынин С.В. Разработка современной аппаратуры волнового кросс-дипольного акустического каротажа с применением компьютерного моделирования // Технологии сейсморазведки. 2013. № 1. С.87–95.
- Горгун В.А., Косарев В.Е., Утемов Э.В. Дисперсионный метод определения скоростей по данным многоэлементного волнового акустического каротажа // Георесурсы. 2011. Т. 42, № 6. С.44–47.
- Доровский В.Н., Подбережный М.Ю., Нефедкин Ю.А. Зависимость длины поглощения волны Стоунли от концентрации солей в жидкости, насыщающей пористую среду // Геология и геофизика. 2011. Т. 52, № 2. С.312–321.
- Косарев В.Е., Горгун В.А., Горбачев В.Н., Михеев М.Л. Учет влияния децентрирования прибора в скважине при обработке данных многоэлементного волнового акустического каротажа // Geomodel 2016 – 18th Science and Applied Research Conference on Oil and Gas Geological Exploration and Development. 2016.
- Assous S., Elkington P. Borehole acoustic array processing methods: A review // The Journal of the Acoustical Society of America. 2014. V. 136, N 4. P.2255–2255.
- Blanch J.O., Holmquist S.G., Market J.A., Varsamis G.L. Processing for sonic waveforms: US Patent number 6453240. 2002.
- Kimball C.V. Sonic well logging methods and apparatus utilizing dispersive wave processing: US Patent number 5278805. 1994.
- Kimball C.V. Shear slowness measurement by dispersive processing of the borehole flexural mode // Geophysics. 1998. V. 63, N 2. P.337–344.
- Kimball C.V., Marzetta T.L. Semblance processing of borehole acoustic array data // Geophysics. 1984. V. 49, N 3. P.274–281.
- Lee S.Q., Tang X.M., Su Y.D., Zhuang C.X. Model-based dispersive processing of borehole dipole wave data using an equivalent-tool theory // Geophysics. 2015. V. 81, N 1. P.D35–D43.
- Li W., Tao G., Matuszyk P.J., Torres-Verdín C. Forward and backward amplitude and phase estimation method for dispersion analysis of borehole sonic measurements // Geophysics. 2015. V. 80, N 3. P.D295–D308.
- Lin W., Cui H. Anomalous dispersion of Stoneley waves in fluid-filled boreholes // Ultrasonics Symposium (IUS), 2015 IEEE International. IEEE, 2015. P.1–4.
- Pistre V., Kinoshita T., Endo T., Schilling K., Pabon J. A Modular Wireline Sonic Tool For Measurements of 3D (Azimuthal, Radial, And Axial) Formation Acoustic Properties // 46th SPWLA Symposium. 2005.
- Rao R.V.N., Toksöz M.N. Dispersive Wave Analysis—Method and Applications. Massachusetts Institute of Technology. Earth Resources Laboratory, 2005.
- Scheibner D., Yoneshima S., Zhang Z., Izuhara W., Wada Y., Wu P., Pampuri F., Pelorosso M. Slow Formation Shear from an LWD Tool: Quadrupole Inversion with a Gulf of Mexico Example // 51st SPWLA Symposium. 2010.
- Tang X.M., Cheng C.H., Toksöz M.N. Dynamic permeability and borehole Stoneley waves: A simplified Biot–Rosenbaum model // The Journal of the Acoustical Society of America. 1991. V. 90, N 3. P.1632–1646.
- Tang X.M., Li C., Patterson D.J. Curve-fitting technique for determining dispersion characteristics of guided elastic waves: US Patent number 8456952. 2013.
- Wang R., Torres-Verdín C., Huang S., Herrera W. Interpretation of Sonic Waveforms Acquired in High-Angle and Horizontal Wells // 56th SPWLA Symposium. 2015.
- Willis M.E., Toksöz M.N. Automatic P and S velocity determination from full waveform digital acoustic logs // Geophysics. 1983. V. 48, N 12. P.1631–1644.

Сведения об авторах

АХМЕТСАФИН Раис Дахиевич – кандидат технических наук, доцент, главный технолог группы анализа и прогнозирования ГТМ, ООО “Газпром георесурс”. 117418, г. Москва, ул. Новочеремуш-кинская, д. 65. Тел.: +7(495) 719-53-13. E-mail: r.ahmetsafin@gazpromgeofizika.ru

АХМЕТСАФИНА Римма Закиевна – кандидат технических наук, доцент, Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”. 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20. Тел.: +7(495) 772-95-90. E-mail: rakhmetsafina@hse.ru

DISPERSIVE SEMBLANCE PROCESSING OF BOREHOLE ACOUSTIC ARRAY DATA

R.D. Akhmetsafin¹, R.Z. Akhmetsafina²

¹ Limited Liability Company “Gazprom Georesurs”, Moscow, Russia

² National Research University “Higher School of Economics”, Moscow, Russia

Abstract. A computer implementation of the method of dispersive semblance for multi-element wave acoustic logging is proposed. The correction matrix for dispersion is constructed in (f-p)-domain using sets of dispersion curves of the flexural wave or Stoneley wave. The matrix is applied in computing scheme of the conventional semblance method in (tau-p)-domain (the Matlab script is given in electronic appendix).

Keywords: semblance, dispersive wave analysis, acoustic logging.

References

- Akhmetsafin R.D. and Akhmetsafina R.Z. Semblance as a tool for sonic-logging waveform-package component-velocities evaluation, *NTV “Karotazhnik”*, Tverj: AIS, 2016, no. 8 (266). pp. 98-118.
- Assous S. and Elkington P. Borehole acoustic array processing methods: A review, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2014, vol. 136, no. 4, pp. 2255-2255.
- Blanch J.O., Holmquist S.G., Market J.A., and Varsamis G.L. *Processing for sonic waveforms*, US Patent number 6453240, 2002.
- Dorovsky V.N., Podbereznyy M.Y., and Nefedkin Y.A. Stoneley attenuation length and pore fluid salinity. *Russian Geology and Geophysics*, 2011, vol. 52, no. 2. pp. 250-258.
- Gorgun V.A., Utemov E.V., and Kosarev V.E. The dispersion method for determining the interval velocity according to a multielement wave acoustic logging, *Georesursy (Georesources)*, 2011, vol. 42, no. 6, pp. 44-47.
- Kimball C.V. *Sonic well logging methods and apparatus utilizing dispersive wave processing*, US Patent number 5278805, 1994.
- Kimball C.V. Shear slowness measurement by dispersive processing of the borehole flexural mode, *Geophysics*, 1998, vol. 63, no. 2, pp. 337-344.
- Kimball C.V. and Marzetta T.L. Semblance processing of borehole acoustic array data, *Geophysics*. 1984, vol. 49, no. 3, pp. 274-281.
- Kosarev V.E., Gorgun V.A., Gorbachev V.N., and Mikheev M.L. Accounting the influence of the borehole instrument decentering in processing the data of multielement acoustic logging, *Geomodel 2016, 18-aya Konferentsiya po voprosam geologorazvedki i razrabotki mestorozhdenii nefii i gaza (Geomodel 2016, 18th Conference on Oil and Gas Geological Exploration and Development)*, 2016.
- Lee S.Q., Tang X.M., Su Y.D., and Zhuang C.X. Model-based dispersive processing of borehole dipole wave data using an equivalent-tool theory, *Geophysics*, 2015, vol. 81, no. 1, pp. D35-D43.
- Li W., Tao G., Matuszyk P. J., and Torres-Verdin C. Forward and backward amplitude and phase estimation method for dispersion analysis of borehole sonic measurements, *Geophysics*, 2015, vol. 80, no. 3, pp. D295-D308.

- Lin W. and Cui H. Anomalous dispersion of Stoneley waves in fluid-filled boreholes, *Ultrasonics Symposium (IUS), IEEE International*, 2015, pp. 1-4.
- Pistre V., Kinoshita T., Endo T., Schilling K., and Pabon J. A Modular Wireline Sonic Tool For Measurements Of 3D (Azimuthal, Radial, And Axial) Formation Acoustic Properties, *46th SPWLA Symposium*, 2005.
- Rao R.V.N. and Toksöz M.N. *Dispersive Wave Analysis—Method and Applications*, Massachusetts Institute of Technology, Earth Resources Laboratory, 2005.
- Scheibner D., Yoneshima S., Zhang Z., Izuhara W., Wada Y., Wu P., Pampuri F, and Pelorosso M. Slow Formation Shear from An LWD Tool: Quadrupole Inversion with A Gulf of Mexico Example, *51st SPWLA Symposium*, 2010.
- Tang X.M., Cheng C.H., and Toksöz M.N. Dynamic permeability and borehole Stoneley waves: A simplified Biot–Rosenbaum model, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1991, vol. 90, no. 3, pp. 1632-1646.
- Tang X.M., Li C., and Patterson D.J. *Curve-fitting technique for determining dispersion characteristics of guided elastic waves*, US Patent number 8456952, 2013.
- Vershinin A.G., Vershinin S.A., and Dobrynin S. V. Designing a Cross-Dipole Full-Wave Sonic Logging Tool using Finite-Element Modelling. *Tekhnologii seismorazvedki* (Seismic technology), 2013, vol. 10, no. 1. pp. 87-95.
- Wang R., Torres-Verdín C., Huang S., and Herrera W. Interpretation of Sonic Waveforms Acquired in High-Angle and Horizontal Wells, *56th SPWLA Symposium*, 2015.
- Willis M.E. and Toksöz M.N. Automatic P and S velocity determination from full waveform digital acoustic logs, *Geophysics*, 1983, vol. 48, no. 12, pp. 1631-1644.