

С. В. ГОЛЬДИН, С. А. ГРИЦЕНКО, Д. Б. ПОЛЯКОВ
СПОСОБ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ

Предложен новый алгоритм определения эффективных скоростей. Дано математическое описание алгоритма. В отдельных разделах статьи рассматриваются такие вопросы, как влияние верхней части разреза на определяемый скоростной параметр, разрешающая способность способа и его помехоустойчивость. При изложении материала акцент сделан на сравнении предложенного способа с его прототипом: скоростным анализом ОГТ, широко используемым в настоящее время в стандартной обработке. В заключение работы приведено сравнение обоих способов на экспериментальном материале. В работе использованы результаты численных экспериментов на модельных материалах по практически всем обсуждаемым вопросам.

Исторически появление скоростного анализа сейсмограмм ОГТ связано с задачей улучшения качества временных разрезов [6], и лишь впоследствии его стали использовать как способ оценки скоростной характеристики среды. Однако, если первоначальная задача решается сравнительно успешно: найденные скоростные параметры увеличивают резкость изображения горизонтов на временных разрезах, этого нельзя сказать о второй: оптимальные для временного разреза скоростные параметры часто изменяются вдоль профиля столь быстро, что вряд ли их можно соотнести с изменением пластовых скоростей в среде. По-видимому, фон помех, искажающий сейсмограммы ОГТ, приводит к таким оптимальным параметрам суммирования, которые не отражают изменения скоростных свойств среды. Заметим, что это не мешает получать правильные временные разрезы, так как при малых выносах расстановки ОГТ положение линии t_0 практически не зависит от скоростей суммирования.

Возможно, что подборки трасс по ОГТ являются не лучшей возможностью для оценки скоростных параметров среды, несмотря на то, что они из всех регулярных систем выборок в меньшей степени зависят от структурного фактора. Но в этом случае большое влияние оказывают поверхностные условия. В 50-е годы исключительной популярностью пользовался метод разностного годографа [1], в котором эффективные скорости определялись по разности времен двух встречных годографов. Как показано ниже, этот метод позволяет не только исключить искажения времен в точках приема, но и обладает существенно большей разрешающей способностью, чем способ, использующий одиночный годограф ОГТ. В статье рассматривается динамический аналог метода разностных годографов, в котором прослеживание времен заменяется вычислением соответствующего скоростного спектра. Идея метода очень проста: динамическим аналогом разности времен является максимум функции взаимной корреляции двух трасс. Поэтому скоростной спектр строится не по исходным трассам, а по набору функций взаимной корреляции. Показано, что этот метод инвариантен не только относительно временных, но и динамических искажений, вызванных ВЧР.

1. Алгоритм

Исходными данными алгоритма являются две сейсмограммы от двух различных пунктов взрыва $U(x,t)$ и $W(x,t)$, содержащие трассы, полученные в общих приемниках x (t — время). В таких приемниках рассчитывается функция взаимной корреляции F между интервалами пары трасс (каждой от своего источника):

$$F(x,t) = \int_{t=-t}^d U(x,t+t_1(x,v))W(x,t+t+t_2(x,v))dt, \text{ если } -d < t < 0, \quad (1)$$

$$F(x,t) = \int_{t=0}^{d-t} U(x,t+t_1(x,v))W(x,t+t+t_2(x,v))dt, \text{ если } -d > t > 0,$$

где d — длительность сигнала.

Из (1) видно, что функция взаимной корреляции F рассчитывается в окрестности годографов отраженной волны от первого ($t_1(x,v)$) и второго ($t_2(x,v)$) источников. Годографы определяются перебираемой скоростью v в эффективной модели среды с криволинейной отражающей границей

$$t_i(x,v) = \sqrt{t_0^2(x_i) + L_i^2/v_{\text{орт}}^2(x_i)} \quad (2)$$

Здесь L_i — удаление источника y_i от приемника x ($L_i = x - y_i$; $i = 1,2$); $t_0(x_i)$ — время по нормальному лучу в середине отрезка, между приёмником x и источником y_i ($x_i = x + y_i$; $i = 1,2$); $v_{\text{орт}}(x_i)$ — эффективная скорость в этой же точке, которая связана с пластовой скоростью v следующим соотношением:

$$v_{\text{орт}}(x_i) = 2 \cdot v / \sqrt{4 - v \cdot d^2 t_0 / dx_i^2} \quad (3)$$

Последнее равенство следует из закона Бенндорфа: $dt_0/dx = 2 \sin(j)/v$ и хорошо известной связи между пластовой и эффективной скоростью: $v_{\text{орт}} = v/\cos(j)$; (j — угол наклона отражающей границы в точке отражения нормального луча. Заметим, что использование (3) означает, что эффективная модель предполагает локально-плоскую отражающую границу для каждого приемника x .

Заметим, что максимум ФВК, как показано ниже в разделе 3, наблюдается, когда разность времён $t_2 - t_1$ совпадает с разностью реальных времён. Классический метод разностного годографа основывается на определении величины $m(v) = dT/dx$, в предположении, что разностный годограф $T(x)$. Поэтому, если действовать в духе классического метода разностного годографа, совокупность ФВК, относящихся к разным точкам приема x , следовало бы суммировать по РНП для различных значений параметра m . Однако для используемых в современной практике расстояний взрыв — прибор прямолинейное представление разностного годографа оказывается слишком грубым, и более целесообразно использовать параметризацию разностного годографа в эффективной модели среды с криволинейной отражающей границей (2), (3).

Спектр скоростей $S(v)$ будем вычислять с помощью оператора сходства [5]

$$S(v) = \frac{\int_{t=-d}^d \left(\int_{x=y_2+L_{\min}}^{y_1+L_{\max}} F(x,t) dx \right)^2 dt}{\int_{t=-d}^d \int_{x=y_2+L_{\min}}^{y_1+L_{\max}} F^2(x,t) dx dt} \quad (4)$$

Здесь L_{\min} — минимальное расстояние источник—приемник, отсчитываемое со знаком от источника, L_{\max} — максимальное расстояние источник — приемник. В (4) имеется в виду, что $y_2 > y_1$, тогда интервал перекрытия приемников: $[y_2 + L_{\min}, y_1 + L_{\max}]$.

Параметр v определяется в эффективной модели однородного слоя с криволинейной (точнее— локально-плоской) отражающей границей. В более сложной ситуации он, как и скоростной параметр, полученный стандартным способом, является эффективной характеристикой временного поля отраженной волны. Предельное значение параметра, полученного в стандартном скоростном анализе, будучи взаимно однозначно связано со второй производной временного поля в сечении ОГТ, согласно [4], от кривизны границы не зависит. Иначе обстоит дело с предельным значением параметра, полученного в предложенном способе (при $|y_2 - y_1| \rightarrow 0$). В этом случае для определения параметра v с точки зрения временного поля, как следует из (1) и (4), оценивается величина $d^2t/dxdt$ которую, согласно работе [2], можно выразить через вторые производные линии t_0 и годографа ОГТ: $d^2t/dxdt = (d^2t_0/dx^2 - d^2t/dL^2)/4$. Второе слагаемое в этом выражении, как уже отмечалось, не зависит от кривизны отражающей границы, а первое и вместе с ним оцениваемая величина зависят. Поэтому в сложных средах скоростной спектр (4) дает значения эффективной скорости, отличные от результатов стандартного скоростного анализа (даже если материал не содержит помех). Однако данное обстоятельство не препятствует использованию эффективных значений v в алгоритмах кинематической интерпретации, организованных по принципу несмешанного итеративного оценивания [2]. Влияние кривизны отражателя на v трактуется как дополнительное смещение, легко учитываемое при построении соответствующего итеративного алгоритма.

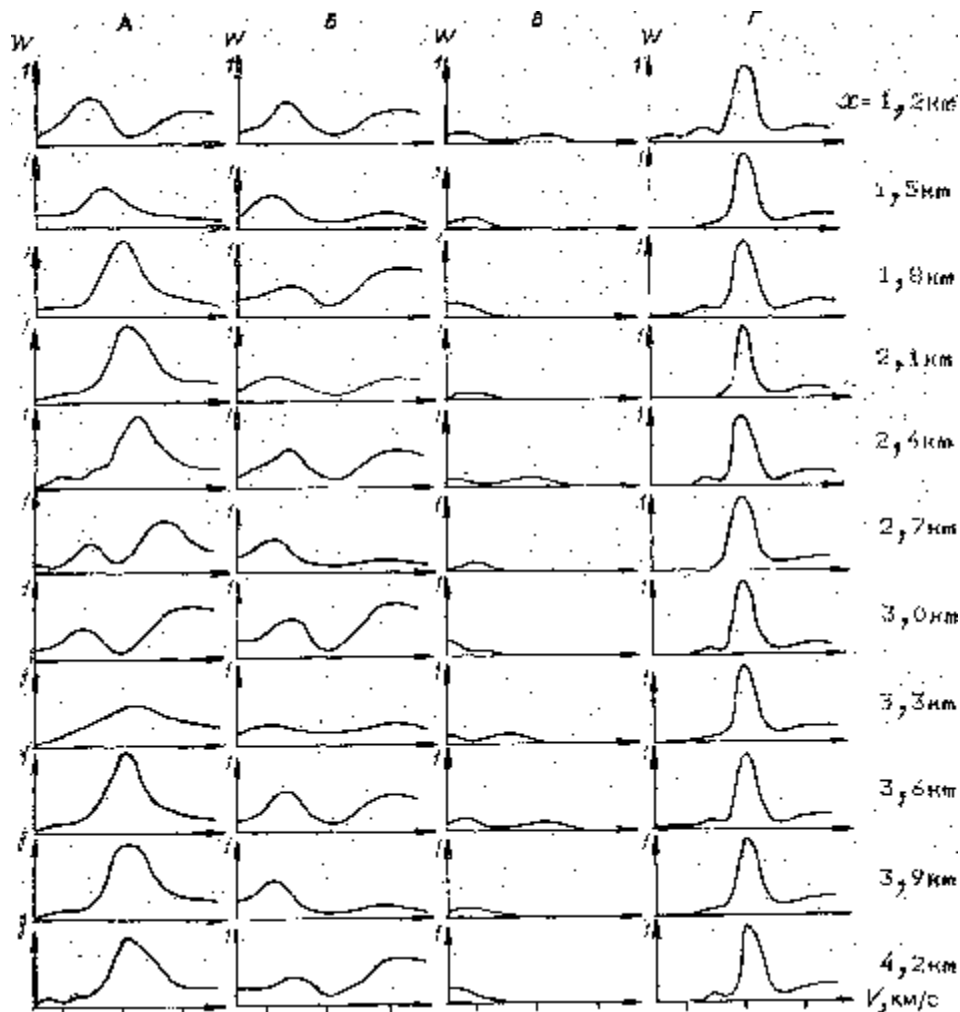


Рис. 1. Влияние верхней части разреза на спектры скоростей. Стандартный алгоритм: период статики 1,5L (А), 0,5L (Б), 0,2L (В); новый алгоритм, для периодов статики 1,5L, 0,5L, 0,2L (Г).

2. Влияние верхней части разреза

Пусть $x(x,t)$ — импульсный отклик зоны вблизи приемника x , а $h(y,t)$ — зоны вблизи источника y . Тогда для зарегистрированных сейсмограмм U и W можно записать:

$$\begin{aligned} U(x,t) &= u(x,t) * x(x,t) * h(y_1,t), \\ W(x,t) &= w(x,t) * x(x,t) * h(y_2,t), \end{aligned} \quad (5)$$

где u, w — сейсмограммы, освобожденные от влияния верхней части;
* — операция свертки. С учетом (5), (1) преобразуется к виду

$$F(x,t) = (u(x,t) \otimes w(x,t)) * (x(x,t) \otimes x(x,t)) * (h(y_1,t) \otimes h(y_2,t)), \quad (6)$$

где \otimes — операция корреляции. Из (6) следует, что F не зависит от фазового

спектра импульсного отклика зоны вблизи приема, так как он исключается при вычислении функции автокорреляции $x(x,t) \otimes x(x,t)$. Это значит, что фазовые искажения сейсмических записей (в частности, статические поправки, как отмечалось в [3]), в зоне приема не влияют на спектр скоростей $S(v)$ в предлагаемом способе. Что касается влияния источников, то, если их импульсные отклики имеют одинаковые фазовые спектры, они также исключаются. Если же они различны, то их влияние будет одинаково для всех x . Последнее соответствует сдвигу кинематики на постоянную величину при расчете спектра. Такое действие не разрушает спектр. Оно отражается лишь в появлении ложных вариаций на графике скорости, прослеженной по серии спектров. В этом случае, если различие зон приема меньше различия зон возбуждения, следует для вычисления спектров использовать сейсмограммы общего пункта приема, а не общего пункта взрыва, как предложено выше.

В стандартном способе фазовые спектры импульсных откликов зон возбуждения и приема оказывают гораздо большее, подчас разрушительное влияние на Спектры скоростей, поскольку они присутствуют в качестве равноправной аддитивной составляющей годографа ОГТ, причем меняющейся от трассы к трассе. Это может не только сместить оценки, но и разрушить соответствующий спектр. На рис. 1 приведено сравнение предложенного^ и стандартного способов в условиях влияния верхней части разреза.

3. Разрешающая способность

В (1) произведем замену переменных: $a = t + t_1$, $T = t_2 - t_1$, $b = t + T$. После обозначения новых переменных a и b более привычными символами t и, t соответственно выражение (1) принимает форму:

$$F(x, t - T(x, v)) = \int_{t=t_2(x, v) - t}^{t_1(x, v) + d} U(t)W(t + t)dt, \quad \text{если } T - d < t < T$$

$$F(x, t - T(x, v)) = \int_{t=t_1(x, v)}^{t_2(x, v) + d - t} U(t)W(t + t)dt, \quad \text{если } T < t < T + d$$
(7)

Опуская незначительные условности, связанные с пределами интегрирования в (7), можно сказать, что предлагаемый способ состоит в том, что оператор сходства (4) строится по сейсмограмме взаимных корреляций вдоль специфической временной функции $T(x, v)$, равной разности, времен прихода волны, возбуждаемой двумя источниками. Различие со стандартным методом состоит в том, что там оператор подобия строится для другой сейсмограммы (сейсмограммы ОГТ) и для другой временной функции (годографа ОГТ).

Под разрешающей способностью способа определения скоростей будем понимать способность оператора сходства (4) различать две скорости. Два фактора влияют на такую способность: частотный состав сейсмограммы, по которой строится оператор (чем выше частота, тем выше разрешающая способность), и мера различия двух временных функций, соответствующих двум значениям скорости'. На основе первого фактора предлагаемый и стандартный методы не различаются, так, как сейсмограммы взаимных корреляций и ОГТ имеют примерно одинаковый частотный состав. Различия, и достаточно существенные, даст нам второй фактор.

Характер временных функций позволяет считать, что они различаются тем

больше, чем больше различается разность между минимальным и максимальным значениями каждой функции. Тогда под разрешающей способностью может пониматься величина

$$R = T_{\max}(v_{\max}) - T_{\min}(v_{\max}) - T_{\max}(v_{\min}) + T_{\min}(v_{\min}) \quad (8)$$

Здесь v_{\max} и v_{\min} — максимальное и минимальное значения скорости, используемые при расчете спектра.

Рассмотрим случай эффективной модели с горизонтальной отражающей границей. Годограф ОГТ $t(L)$ в такой среде имеет вид

$$t(L, v) = \sqrt{t_0^2 + L^2 / v_{\text{огт}}^2} \quad (9)$$

где L — расстояние источник — приемник. Для интервала перекрытия приемников $y_2 + L_{\min} < x < y_1 + L_{\max}$ с учетом (2), (3), (9) находим:

$$\begin{aligned} T_{\max}(v) &= t(L_{\min}, v) - t(\Delta y + L_{\min} < v) \\ T_{\min}(v) &= t(L_{\min} - y, v) - t(L_{\max} < v) \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Delta y = y_2 - y_1$. Формулу для разрешающей способности получим, подставляя (10) в (8). Учитывая, что $t(0, v) = t_0$ для центральной системы наблюдений ($L_{\min} = -L_{\max}$) и $\Delta y = L_{\max}$ найдем:

$$R = 2 \cdot (t(L_{\max}, v_{\max}) - t(L_{\max}, v_{\min})) \quad (11)$$

Если рассмотреть стандартный способ: в качестве временной функции взять годограф ОГТ без выноса ($L_{\min} = 0$; с выносом, как легко найти, используя (8), разрешающая способность еще меньше), то его разрешающая способность, согласно (8) и (9), в точности равна выражению в скобках в (11), т. е. в два раза меньше, чем в предложенном методе. В общем случае разрешающая способность как функция L_{\min} и Δy изображена на рис. 2. Видно, что при фланговых системах наблюдений ($L_{\min} > 0$) предложенный способ уступает стандартному а при центральных ($L_{\min} < L_{\max} / 3$) — выигрывает.

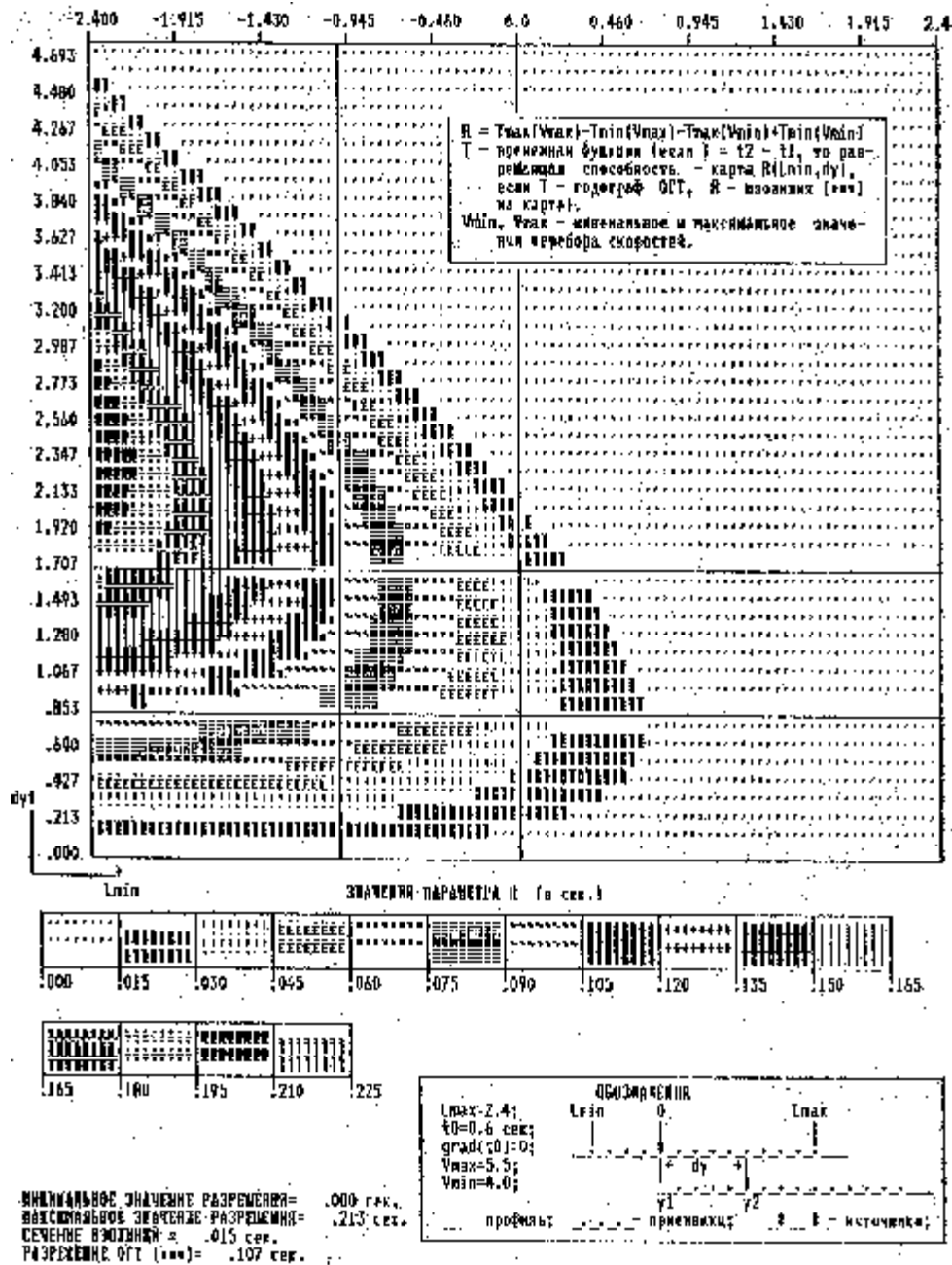


Рис. 2. Разрешающая способность.

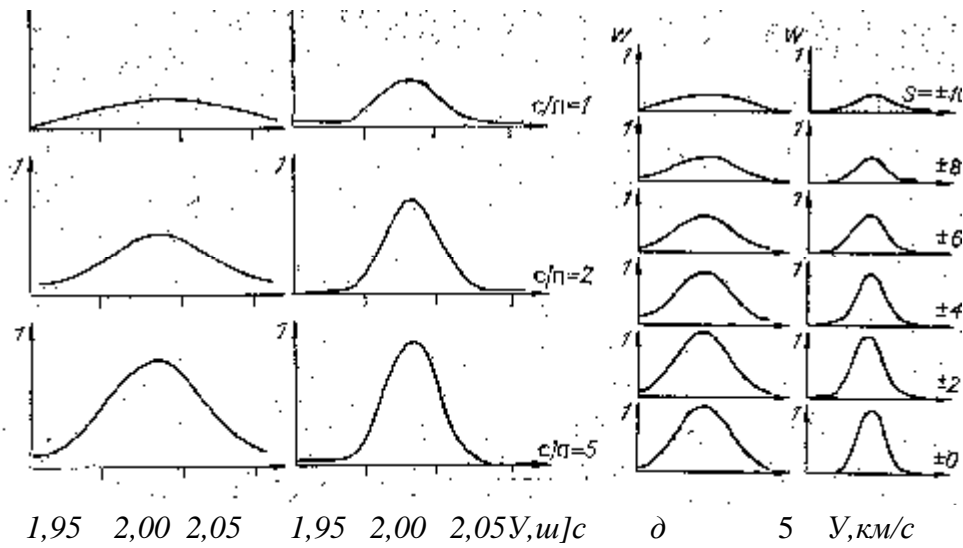


Рис. 3. Влияние динамических помех на спектры скоростей

Скоростей
скоростей

сдвигов трасс на спектры

сдвигов трасс на спектры скоростей. РТСЛПЛА^РТТ

А — стандартный алгоритм, Б — новый алгоритм.

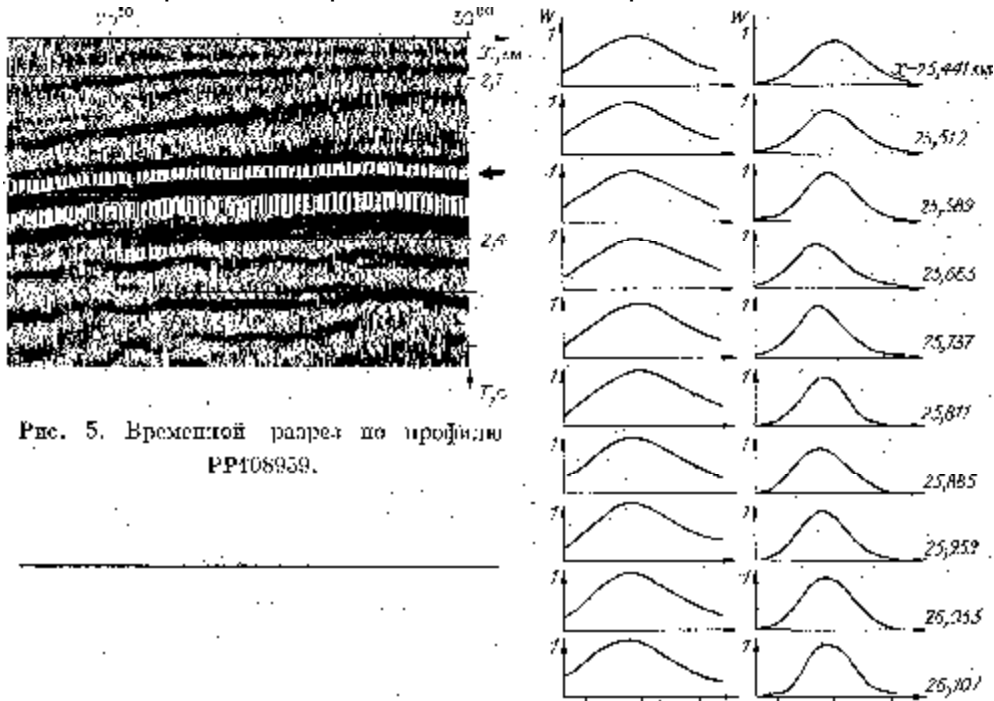


Рис. 5. Временной разрез по профилю PP108959.

Рис. 6. Спектры скоростей по профилю PP108959.

А — стандартный алгоритм, Б — новый алгоритм.

Выигрыш в разрешении означает, что спектры скоростей будут более крутыми; для одного и того же диапазона перебираемых скоростей, что иллюстрируется, всеми рисунками. Заметим, то и при фланговых системах наблюдений можно добиться тех же преимуществ в разрешении для предлагаемого метода, что и при центральных. Для этого следует сейсмограмму функций взаимной корреляции (1) формировать при фланговых наблюдениях, как для центральных, используя принцип взаимности. Это достигается, когда на вход алгоритма подаётся одна сейсмограмма общего пункта взрыва, а другая — общего пункта приема. При этом функция взаимной корреляции вычисляется между парами трасс, одна из которых берется из сейсмограммы общего пункта взрыва, а другая—общего пункта приема, причем такая, что ее источник совпадает с приемником первой. Однако в этом случае, выиграв в разрешении, мы лишаемся преимуществ, связанных с независимостью от аномалий в верхней части разреза, подробно рассмотренных в разделе 2. Действительно, соотношение (6), из которого следовало исключение фазовых составляющих, ответственных за верхнюю часть разреза, теперь не позволяет этого

$$F((x,t) = (u(x,t) \otimes w(x,t)) * (x(x,t) \otimes h(x,t)) * (x(y_1,t) \otimes h(y_2,t))) \quad (12)$$

Здесь y_1, x — источник и приемник первой. сейсмограммы, а x, y_2 — второй.

4. Случайные помехи

В этом разделе приводятся результаты численных экспериментов с целью сравнения помехоустойчивости предложенного и стандартного способов. Мы затрудняемся дать объяснение полученным результатам и лишь иллюстрируем их. Расчеты, проводились для центральной системы наблюдения. В синтетические сейсмограммы, рассчитанные в модели однослойной среды, вводились два типа помех динамические (в трассы) и кинематические (в годографы)

Расчеты проводились для разного уровня помех. На рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов. Видно, что в случае динамических помех предложенный способ более помехоустойчив, а в случае кинематических — они одинаковы»

5. Экспериментальные данные

Сравнение алгоритмов на экспериментальном материале проводилось по данным профиля РР108959 Западно-Усть-Балыкской площади (Широтное Приобье). Система наблюдения — симметричная. В ходе стандартной обработки материал был подвергнут деконволюции и введены статические поправки. Скоростной анализ проводился по отражению от горизонта 2а (на рис. 5 отмечен стрелкой). Фрагменты спектров скоростей представлены на рис. 6. Графики эффективных скоростей изображены на рис. 7.

Авторы признательны В. С. Черняку за постоянное внимание к этой работе и участие в обсуждении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Глотов О. К.** 1954. Способ разностного годографа для вычисления эффективных скоростей // Развод. промысл, геофизика. Вып. 9. С. 3—11.
2. **Гольдин С. В.** Интерпретация данных сейсмического метода отраженных волн. 1979. М.: Недра, 85 с.
3. **Гриценко С. А.** 1984. Производные поля времен // Геология и геофизика.— № 4. С. 113.
4. **Черняк В. С., Гриценко С. А., 1979.** Интерпретация эффективных параметров ОГТ для пространственной системы однородных слоев с криволинейными границами // Геология и геофизика № 12.— С. 112—118.
5. **Taner M.T., Koehler F., 1969,** Velocity spectra-digital computer derivation and applications of velocity function. Geophysics, v. 34, p. 859 – 81,

*ИГФ СО АН СССР, ПО Сибнефтегеофизика
Новосибирск*

15 февраля 1991 г.

Поступила в редакцию