

УДК 550.34

ГУСЕВ А. А., ГУСЕВА Е. М.

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН
ПО СЕЙСМОГРАММАМ В ИНТЕРАКТИВНОМ РЕЖИМЕ****Введение**

В работе описана методика коррекции амплитудно-фазовых искажений, вносимых сейсмографом в запись землетрясения. Эта классическая задача представляла для нас особый интерес в связи с проблемой определения таких параметров близких землетрясений, как сейсмический момент M_0 и характерное время T (или характерная («корнер») частота $f_x = T^{-1}$). Величину M_0 (но не T) можно определить относительно надежно по поверхностным волнам, но для близких землетрясений этот способ обычно неприменим.

В известной спектральной методике, основанной на статье [6], для этой цели используют уровень и форму спектра объемных волн, причем интерпретация ведется при двух ключевых априорных предположениях: 1) источник — сдвиговый разрыв, в каждой точке которого скольжение однонаправленное, так что из очага излучается однополярный импульс объемной волны; 2) форма спектра этого импульса мало искажается, а уровень спадает, как в однородной среде. Оба предположения не контролируются, поэтому спектральный метод нередко дает неустойчивые оценки M_0 и f_x . Это связано с влиянием вторичных волн, эффектами приповерхностного волновода и другими факторами.

Поэтому возникает необходимость в такой методике, в которой соответствие реальной записи и априорных предположений можно проверить. Оказывается, что восстановление «истинного» смещения грунта как раз дает такую возможность. Действительно, предположение 2) — о неизменной форме спектра — будет выполнено, если сам импульс объемной волны сохраняет форму (однополярную — по предположению 1)). В то же время и многолучевость, и возбуждение объемных и поверхностных волн исказят импульс, и он потеряет этот характерный вид.

Таким образом, если восстановленная функция смещения объемной волны близка к однополярному импульсу, это с большой вероятностью означает справедливость обеих исходных предпосылок. В этом случае можно, по-видимому, довольно уверенно вести интерпретацию по формулам для однородной среды. В противном случае нужны другие подходы, а формальное применение спектральной методики Бруна может привести к неконтролируемым ошибкам, причем не только к случайным, но и к систематическим.

Линейные методы восстановления «истинного» смещения имеют большую литературу (см., например, [4]). Среди них определенные преимущества имеет спектральный метод (обсуждение см. в [1]). В этом методе используется «регуляризованный» обратный фильтр, действующий следующим образом. В той полосе частот, где увеличение сейсмографа не мало, спектр сигнала делится на передаточную функцию сейсмографа, так что корректируются амплитудно-фазовые искажения. Вне этой полосы передаточная функция фильтра близка к нулю, что позволя-

ет исключить сильные шумы идеального обратного фильтра, возникающие вблизи нулей передаточной функции сейсмографа за счет деления на величину, модуль которой близок к нулю.

Однако такой способ дает искаженную оценку сигнала (искажение типа ВЧ-фильтрации). Искажения особенно существенны для сигналов, спектр которых не мал вблизи нуля частот, в частности для однополярных импульсов. Для этого случая был предложен нелинейный алгоритм [3], использующий экстраполяцию спектра импульса к нулю частот в частотной области.

Авторы [3] обрабатывали телесеismicческие P -волны от глубоких толчков при относительно высоком отношении сигнал/шум. Попытка использования подобной методики для близких толчков выявила такие ее недостатки, как низкая помехоустойчивость и невозможность вмешательства интерпретатора в процесс расчетов. Таким образом, встала задача создать диалоговую систему, причем использующую помехоустойчивый алгоритм для оценки спектра в окрестности нуля.

Такой алгоритм был построен на основе следующей простой идеи. Посмотрев на график результата линейной обратной фильтрации, можно увидеть предполагаемый импульс, наложенный на «искаженную нулевую линию». Если эту линию аппроксимировать гладкой функцией вблизи импульса и затем вычесть, получим оценку импульса. Эта операция выглядит довольно произвольной. Оказывается, однако, что ее результат можно затем проверить, построив по полученной оценке импульса другую оценку «нулевой линии» и проверив совпадение первой и второй оценок.

Таким образом, вместо экстраполяции (в частотной области) спектра участка сигнала, содержащего импульс, к нулю частот, мы интерполируем (во временной области) «искаженную нулевую линию» сигнала вблизи импульса. Полученную оценку импульса далее можно использовать для оценки его площади, длительности и спектра, а затем оценивать M_0 и T .

Обоснование методики

Рассмотрим теоретические основы предлагаемого подхода. Пусть $x(t) = x_c(t) + x_n(t)$ — смещение грунта на входе сейсмографа с компонентами; x_c — волна от землетрясения и x_n — помеха (микросейсмь).

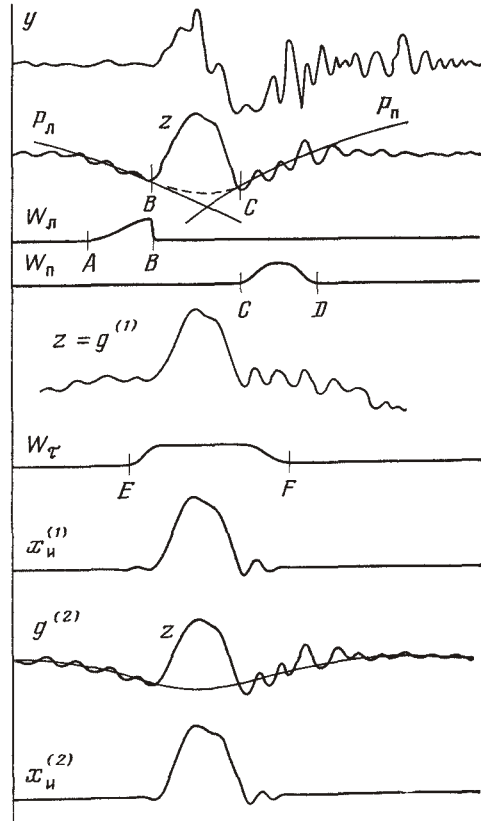


Рис. 1. Схема для пояснения шагов алгоритма. Сверху вниз изображены следующие функции времени t : вход алгоритма y ; результат обратной фильтрации z и совместно с ним левая и правая аппроксимирующие параболы P_L и P_R (весовые функции для них — W_L и W_R приведены ниже). Там же видна функция $g^{(1)}$, которая совпадает с P_L слева и с P_R справа от импульса, а на участке импульса изображена штриховой линией. Далее изображены: функция $z - g^{(1)}$; весовая функция W_T ; их произведение — функция $x_n^{(1)}$; функция z и совместно с ней $g^{(2)} = -b * x_n^{(1)}$ и, наконец, $x_n^{(2)}$

Сейсмограф с импульсной реакцией $l(t)$ дает на выходе «идеальную» запись $y_0(t)$:

$$y_0 = l * x,$$

где $*$ — символ свертки. Реальная запись $y(t) = y_0(t) + y_n(t)$ с искажениями y_n (ошибки цифровки, усадка фотобумаги и тому подобное) является входом для алгоритма восстановления (рис. 1). В линейном алгоритме восстановления (деконволюция или обратная фильтрация) $y(t)$ пропускается через фильтр с импульсной реакцией $l_r(t)$, такой, что $l_r * l$ близко к δ -функции. Мы использовали деконволюцию в частотной области как первый шаг нашего алгоритма. Обозначая для произвольной функции $F(t)$ ее Фурье-преобразование через $\tilde{F}(f)$, запишем выражение для выхода $\tilde{z}(f)$ алгоритма спектральной деконволюции

$$\tilde{z}(f) = \tilde{l}_r(f) \tilde{y}(f) = \tilde{l}_r(f) \tilde{l}(f) (\tilde{x}_c(f) + \tilde{n}(f)), \quad (1)$$

где $\tilde{n}(f) = \tilde{x}_n(f) + \tilde{y}_n(f) / \tilde{l}(f)$ — шум, приведенный ко входу сейсмографа.

Обсудим теперь вопрос выбора оператора \tilde{l}_r . В идеальном случае (нет шумов) $\tilde{l}_{r0} = 1/\tilde{l}$, но такой обратный оператор неустойчив — в окрестности нулей $\tilde{l}(f)$ его передаточная функция расходится. Для сейсмограмм основную роль имеет нуль $\tilde{l}(f)$ при $f=0$ (сейсмограф не пропускает постоянной составляющей). При наличии шумов (см. детальное обсуждение в [1]) нужно применить перед \tilde{l}_{r0} регуляризирующий оператор \tilde{a} , такой, чтобы вблизи $f=0$, $|\tilde{a}(f)| \approx 0$, а в области максимума $|\tilde{l}(f)|$, $|\tilde{a}(f)| \approx 1$.

В [1] отмечено, что такими свойствами обладает обычный оператор высокочастотной фильтрации, частота среза которого f_a выбрана в области низкочастотного спада передаточной функции сейсмографа. Обозначим частоту начала этого спада f_s . Обычно $f_s \approx T_s^{-1}$, где T_s — собственный период сейсмографа. Удобно выбрать $\tilde{a}(f)$ с нулевым фазовым сдвигом. Итак, $\tilde{l}_r = \tilde{l}_{r0} \tilde{a} = (1/\tilde{l}) \tilde{a}$, и выход процедуры деконволюции есть

$$\tilde{z}(f) = \tilde{a}(f) \tilde{x}_c(f) + \tilde{a}(f) \tilde{n}(f). \quad (2)$$

При неточно известном \tilde{l} этот результат будет дополнительно искажен. Пусть \tilde{l}^* — измеренная передаточная функция прибора, тогда мы знаем лишь $\tilde{l}_r^* = 1/\tilde{l}^*$, так что $\tilde{z} = \tilde{a}(\tilde{l}^*/\tilde{l}) (\tilde{x}_c + \tilde{n})$. Мы не будем детализировать этот случай.

Конкретный выбор частоты f_a выполняется с учетом свойств сигнала и шума. Эти свойства плохо предсказуемы, и выбор f_a удобно делать в диалоге с использованием графиков функций $z(t)$ и $|\tilde{z}(f)|$. При этом надо учитывать следующее. В интересующем нас случае можно предполагать, что $x_c(t)$ представимо в виде суммы

$$x_c(t) = x_n(t) + x_p(t), \quad (3)$$

где $x_n(t)$ — однополярный импульс, а $x_p(t)$ — более слабые по амплитуде вторичные волны (объемные, кратные, рассеянные). Введем длительность импульса τ , и пусть $f_n = \tau^{-1}$.

Форма импульса, наблюдаемого на $z(t)$, будет мало искажена при $f_a \ll f_n$, хотя его нулевая линия будет смещена. При $f_a > f_n$ импульс потеряет характерный однополярный вид и визуально его будет трудно выделить. В пограничном случае возможность суждения о наличии импульса сильно зависит от уровня и характера помех ($n(t)$ и $x_p(t)$). Итак, в каждом конкретном случае возможность выделения импульса зависит от соотношения частот f_s , f_a и f_n , от соотношения амплитуд $x_n(t)$, $n(t)$ и $x_p(t)$, и от степени различия формы спектров $|\tilde{x}_n(f)|$ и $|\tilde{n}(f)|$. (Формы $|\tilde{x}_n|$ и $|\tilde{x}_p|$ обычно близки.) Невозможность учета этих факторов заранее определяет нужду в диалоговом режиме.

Пусть теперь по виду $z(t)$ (см. рис. 1) принято (возможно, ошибочное) решение о наличии компоненты $x_n(t)$ и пусть предполагаемый им-

пульс локализован на «интервале импульса» $(t_0, t_n + \tau)$, определенном визуально. Если бы мы наблюдали $x_c(t)$, возможно было сделать оценку $x_n(t)$ путем «вырезания»

$$x_n(t) \approx x_c(t) W_\tau(t) = x_n(t) + x_p(t) W_\tau(t), \quad (4)$$

где W_τ — «вырезающая» функция, равная единице на интервале импульса и нулю вне его. Этот способ, однако, неприменим к $z(t)$ из-за «смещения нулевой линии». Введем «дополнительный» НЧ-фильтр $\tilde{b}(f) = 1 - \tilde{a}(f)$ и пусть пока $\tilde{n} = 0$. Имеем

$$\tilde{z}(f) = \tilde{x}_c(f) - \tilde{b}(f) x_c(f) = \tilde{x}_c(f) + \tilde{s}(f). \quad (5)$$

Член $\tilde{s}(f)$ представляет собой низкочастотную добавку, а $s(t)$ как раз описывает плавное искажение нулевой линии записи.

Реально

$$\tilde{z}(f) = \tilde{x}_c(f) + s(f) + \tilde{a}(f) \tilde{n}(f) = \tilde{x}_c(f) + \tilde{g}(f), \quad (6)$$

где $\tilde{g}(f) = \tilde{s}(f) + \tilde{a}(f) \tilde{n}(f) + \tilde{x}_p(f)$. Допустим, что второй и третий члены $\tilde{g}(f)$ (т. е. $\tilde{a}(f) \tilde{n}(f)$ и $\tilde{x}_p(f)$) малы по амплитуде по сравнению с $s(f)$. Тогда вне «интервала импульса» $\tilde{z}(f)$, равная здесь $z(f)$, мало отличается от гладкой функции.

Эту функцию можно оценить по значениям $z(t)$ вне интервала импульса, но в некоторой не очень далекой его окрестности. Обозначим эту оценку $g^{(1)}(t)$. Строим первое приближение для $x_n(t)$:

$$x_n^{(1)}(t) = (z(t) - g^{(1)}(t)) W_\tau(t). \quad (7)$$

Теперь необходимо проконтролировать результат предложенной выше процедуры. Для этого получим вторую оценку $g(t)$, используя соотношение

$$\tilde{g}^{(2)}(f) = -\tilde{b}(f) \tilde{x}_n^{(1)}(f), \quad (8)$$

и построим второе приближение для $x_n(t)$

$$x_n^{(2)}(t) = (z(t) - g^{(2)}(t)) W_\tau(t). \quad (9)$$

Если новая оценка нулевой линии $g^{(2)}(t)$ в окрестности импульса согласуется с $z(t)$, а оценки $x_n^{(1)}(t)$ и $x_n^{(2)}(t)$ близки, можно считать результаты достаточно надежными. Если же однополярный импульс на графике $z(t)$ выделен ошибочно, такого согласия не будет, и ошибка будет выявлена.

Поясним теперь смысл выполняемой процедуры в спектральном представлении. В силу однополярности x_n при $f=0$:

$$\tilde{x}_n(0) = \int x_n(t) dt = E_0,$$

где E_0 — площадь импульса. С ростом частоты величина модуля спектра $|x_n(f)|$ плавно спадает от E_0 до значений порядка $0,5E_0$ при $f=f_n$. Оператор \tilde{a} «отрезает» низкочастотный участок спектра \tilde{x}_n , что и приводит к «искажению нулевой линии». Ясно, что если f_n меньше или в крайнем случае порядка f_n , возможна экстраполяция спектра к нулю с использованием какого-либо априорного представления о характере сигнала или его спектра.

Так, в [3] использовалась поправка к \tilde{z} в частной области с заданным функциональным видом, которая подбиралась путем аппроксимации \tilde{z} на некотором отрезке оси частот в области между f_n и ориентировочной f_n . В этом случае поправка искажается мешающими компонентами \tilde{x}_p и $\tilde{a}\tilde{n}$ спектра \tilde{z} . Поскольку в каждую точку спектра дают вклад все его точки сигнала, при достаточно большой длительности обрабатываемой записи вклады помех (микросейсм, «рассеянных» волн и искажений \tilde{y}_n) могут быть не малы в сравнении с \tilde{x}_n , что ведет к ошибкам экстраполяции. В нашем алгоритме роль экстраполирующей добавки к

спектру играет $(-\tilde{b}\tilde{x}_n^{(1)})$. На эту величину микросейсмь и рассеянные волны оказывают относительно меньшее влияние за счет операции «вырезания». Поэтому данный алгоритм обладает большей «помехоустойчивостью» в сравнении с алгоритмом [3].

Реализация алгоритма и диалог

Описанный подход реализован в виде диалоговой программы, этапы работы которой следующие (см. рис. 1).

1. **Ввод и формальная деконволюция.** Оцифрованная запись просматривается на дисплее, затем выполняется дискретное преобразование Фурье (ДПФ) и деление спектра $\tilde{y}(f)$ на передаточную функцию $\tilde{l}_{ra}(f)$, практически совпадающую с $1/\tilde{l}(f)$. Для блокировки переполнения принято

$$\tilde{l}_{ra}(f) = \bar{\tilde{l}}(f) / (|\tilde{l}(f)|^2 + \alpha^2),$$

где $\alpha^2 = 10^{-5} \max |\tilde{l}(f)|$, а черта сверху означает комплексное сопряжение.

2. **Подбор частоты f_a среза регуляризирующего ВЧ-фильтра.** Оператор задает пробное $f_a \approx 0,5/T_s$. Рассчитывается первый вариант $\tilde{z}(f) = \tilde{a}(f)\tilde{l}_{ra}(f)\tilde{y}(f)$, а затем $z(t)$ с помощью обратного ДПФ. ВЧ-фильтр $\tilde{a}(f)$ выбран в виде косинусного спада между $1,4 f_a$ и $0,7 f_a$. $z(t)$ просматривается на дисплее, после чего можно подправить f_a и повторить расчет. Если визуально выделяется «кандидат в импульсы», переходим к п. 3.

3. **Подбор гладкой аппроксимации нулевой линии.** При просмотре определяются визуально моменты t_B и t_C начала и конца импульса, они передаются в программу. Далее автоматически определяется точка начала t_A для левого и точка конца t_D для правого участка аппроксимации как

$$t_A = t_B - 0,7(t_C - t_B)$$

$$t_D = t_C + 0,8(t_C - t_B)$$

Константы подобраны по опыту счета. Значения t_A и t_D выдаются на дисплей, и при необходимости могут быть немедленно подправлены.

Далее на участках (t_A, t_B) и (t_C, t_D) функция $z(t)$ аппроксимируется кубическими параболоми $P_n(t)$ и $P_p(t)$. Весовые функции аппроксимации W_n и W_p следующие: W_n нарастает от t_A к t_B , а W_p максимальна в центре интервала (t_C, t_D) и спадает к краям. Параболы P_n и P_p «склеиваются» на участке (t_B, t_C) , давая оценку $g^{(1)}(t)$. Функции $z(t)$ и $g^{(1)}(t)$ совместно просматриваются на дисплее для контроля качества аппроксимации. Если оно приемлемо, переходим к п. 4, иначе можно изменить положение точек A, B, C и D и повторить расчет.

4. **Первое приближение импульса.** Рассчитывается оценка импульса

$$x_n^{(1)}(t) = (z(t) - g^{(1)}(t))W_\tau(t)$$

где $W_\tau(t)$ — вырезающая функция, равная 1 на (t_B, t_C) и плавно (по косинусу) спадающая к нулю слева и справа. Она уменьшается до нуля в точках E и F таких, что $t_E = t_B - 0,3(t_B - t_A)$ и $t_F = t_C + 0,5(t_D - t_C)$. Импульс совместно с $z(t)$ просматривается на дисплее для контроля. Рассчитывается площадь импульса и значения степенных моментов (см. ниже).

5. **Второе приближение к нулевой линии.** Рассчитывается экстраполирующая добавка: над $x_n^{(1)}(t)$ выполняется ДПФ, умножение на $\tilde{b}(f) = 1 - \tilde{a}(f)$, затем выполняется обратное ДПФ. Результат — $g^{(2)}(t)$ выводится на дисплей вместе с функцией $z(t)$. Функция $g^{(2)}(t)$ должна аппроксимировать $z(t)$ в окрестности импульса достаточно хорошо. Если это условие не выполнено, результаты не заслуживают доверия.

6. Второе приближение импульса. Рассчитывается новая оценка импульса $x_n^{(2)}(t)$ по алгоритму п. 4. Перед этим можно подправить положение точек E и F . Практика показывает, что при положительном результате контроля в п. 5 оценки импульсов $x_n^{(1)}(t)$ и $x_n^{(2)}(t)$ оказываются достаточно близкими.

7. Расчет спектра импульса. Далее можно рассчитать амплитудный спектр $|\tilde{x}_n^{(2)}(f)|$ импульса объемной волны. Практически это имеет смысл, только если импульс описывается достаточно большим числом отсчетов. Ясно, что эта оценка будет заметно отличаться от обычно используемой оценки $|y(f)/l(f)|$.

Параметризация импульса

В программе определяется площадь импульса E_0 и значения нормированных моментов: первого начального e_1 и второго центрального e_2 :

$$E_0 = \int_{t_B}^{t_C} x_n(t) dt,$$

$$e_1 = \frac{1}{E_0} \int_{t_B}^{t_C} x_n(t) (t - t_B) dt$$

$$e_2 = \frac{1}{E_0} \int_{t_B}^{t_C} x_n(t) (t - t_B)^2 dt - e_1^2$$

Параметр E_0 по смыслу совпадает с параметром «уровень спектра в нуле частот», который определяют при обычном спектральном подходе, он непосредственно связан с величиной сейсмического момента M_0 . Величина e_1 имеет смысл времени от вступления до центра тяжести импульса, а $e_2^{0,5} = \tau_{\text{ск}}$ — среднеквадратическая длительность импульса. Величина e_2 вполне аналогична дисперсии в теории вероятностей. Полезность этих величин следует из [2]. П. Силвер [8] также рекомендует использовать эти величины и в частности предлагает использовать величину

$$f_x = C\tau_{\text{ск}}^{-1}$$

с $C = \sqrt{2}/2\pi$ как характерную частоту, более ясно определенную на практике, чем f_x по Бруну, но совпадающую с бруновской $f_x^{(B)}$ для спектра простой формы ($|\tilde{x}| \sim (1 + (f/f_0)^2)^{-1}$).

Наша практика показала, что такое определение характерной частоты не вполне удачно (примеры см. ниже) и что более удобно использовать $C = 1/2\pi$. Помимо соображений практического удобства такой выбор имеет и определенную теоретическую основу. При $C = 1/2\pi$ для простейшего — гауссовского — импульса выполнено ясное условие

$$f_x \tau_{\text{ск}} = 1,$$

и при этом мера ширины оказывается определенной идентично и в частотной, и во временной области как среднеквадратическое отклонение. Иными словами, и для импульса, и для спектра меры f_x и $\tau_{\text{ск}}$ определены в этом случае как «полуширина на уровне $1/e$ ». Наряду с $\tau_{\text{ск}}$ длительность импульса можно характеризовать и более просто — величиной $\tau = t_C - t_B$.

Примеры расчетов

Дадим иллюстрации предложенного подхода. На рис. 2 приведены для двух случаев наборы графиков, выводимых на дисплей в диалоге. Эти примеры относятся к записям S -волн слабых близких ($S-P \sim 1$ с)

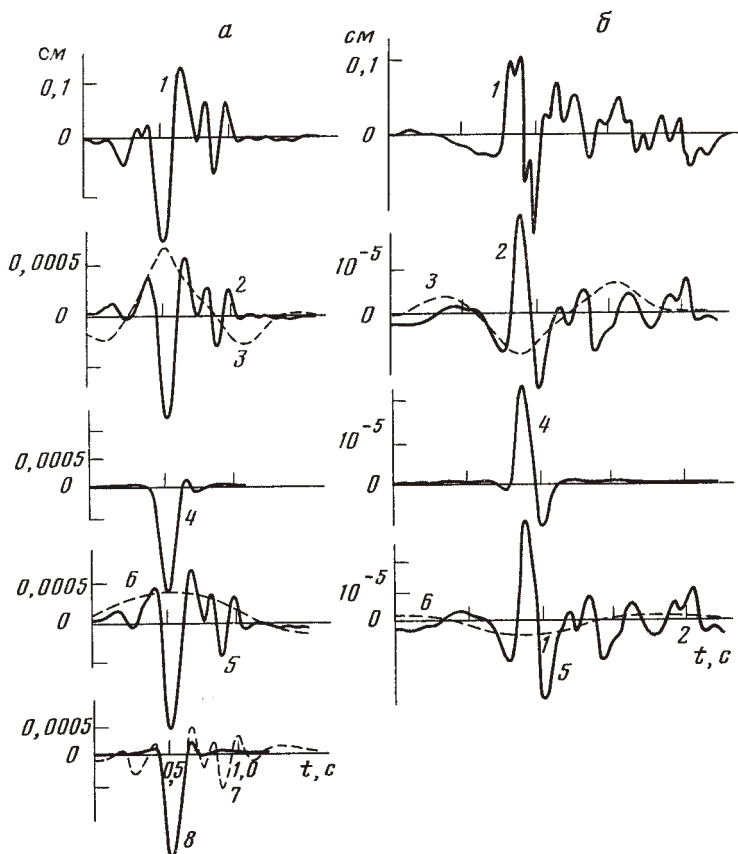


Рис. 2. Практические примеры диалоговой процедуры. *a* — удачный пример выделения импульса, *б* — неудачный. Обе записи — S -волны с $S-P \approx 1$ с на сейсмографе СМ-2 с $T_s=1,2$ с. 1 — исходная запись y , 2 — результат обратной фильтрации z , 3 — первый вариант «нулевой линии» $g^{(1)}$, 4 — первое приближение импульса $x_n^{(1)}$; 5 — z повторно, 6 — второй вариант «нулевой линии» $g^{(2)}$, 7 — «исправленная» кривая $z - g^{(2)}$, 8 — второе приближение импульса $x_n^{(2)}$

землетрясений сейсмографом СМ-2 с $T_s=1,2$ с. Сверху вниз изображены функции: y , z и $g^{(1)}$, $x_n^{(1)}$, z и $g^{(2)}$, $x_n^{(2)}$. Серия кривых на рис. 2, *a* представляет удачный пример, видно согласие $g^{(2)}$ и z в окрестности импульса, а также малые различия между $x_n^{(1)}$ и $x_n^{(2)}$. На рис. 2, *б* приведен случай, когда результат был забракован из-за несоответствия функций $g^{(2)}$ и z в окрестности предполагаемого импульса.

На рис. 3 приведены амплитудные спектры S -волн, рассчитанные по обычной методике, как $|\tilde{y}/l|$, а также спектры $|\tilde{x}_n^{(2)}|$. Проведены горизонтальные линии на уровне E_0 , на них помечены оценки характерной частоты f_x в вариантах: нашем и по Силверу. Спектры рис. 3, *a*, *б* соответствуют рис. 2, *a* и *б* соответственно.

Сравнение «обычных» спектров рис. 3, *a* и *б* не показывает их качественного различия, хотя из сравнения с рис. 2, *a* и *б* видно, что спектр рис. 3, *б* не соответствует однополярному импульсу. Видно также, что спектры импульсов $|\tilde{x}_n^{(2)}|$ хорошо соответствуют теоретическим представлениям о спектрах, что соотношение $E_0 = \tilde{x}_n(0)$ действительно выполняется и что определение f_x по Силверу не всегда удачно.

Обращает на себя внимание непривычно крутой спад спектров на высоких частотах. Мы полагаем, что это реальное явление, связанное с повышенным рассеянием высокочастотных волн [7], которое приводит

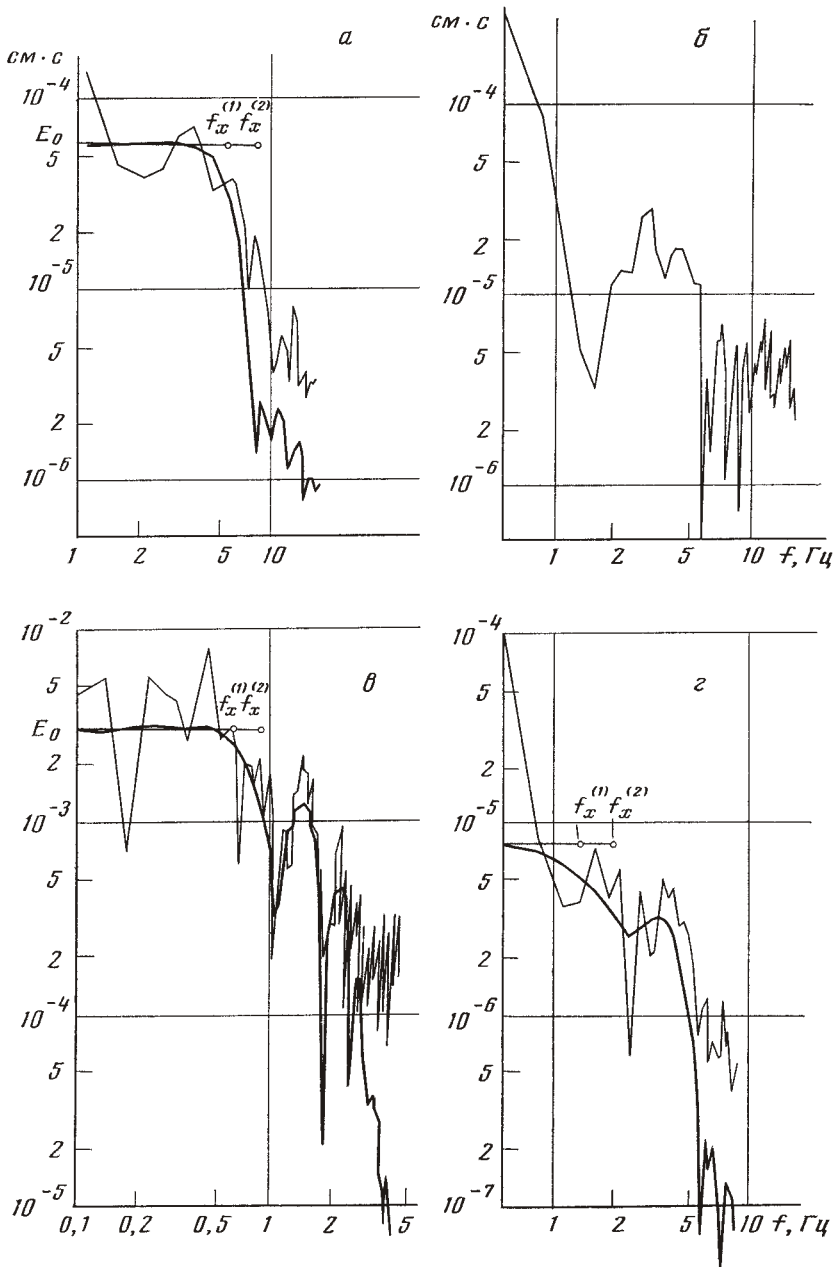


Рис. 3. Амплитудные спектры очаговых S-волн. Тонкие линии — по обычной методике ($|y/\bar{l}|$), толстые — по методике данной работы ($|x_n^{(2)}|$). а, б — спектры для записей рис. 2, а, б; в — спектры для записей P-волны на приборе СКД; импульс см. на рис. 4, а; г — аналогичный спектр для рис. 4, б. Горизонтальный отрезок — уровень E_0 , точки 1 и 2 — характерные частоты $f_x^{(1)}$ и $f_x^{(2)}$ по нашему предложению и по [6] соответственно

к их эффективной «фильтрации», сдвигая интервал прихода этих волн на более поздние времена. На «обычных» спектрах это явление незаметно, так как область интегрирования шире и захватывает рассеянные волны. На первый взгляд это свойство «обычных» спектров можно считать преимуществом, но на самом деле наличие высокочастотных компонент в спектре отражает их наличие в излучателе лишь качественно.

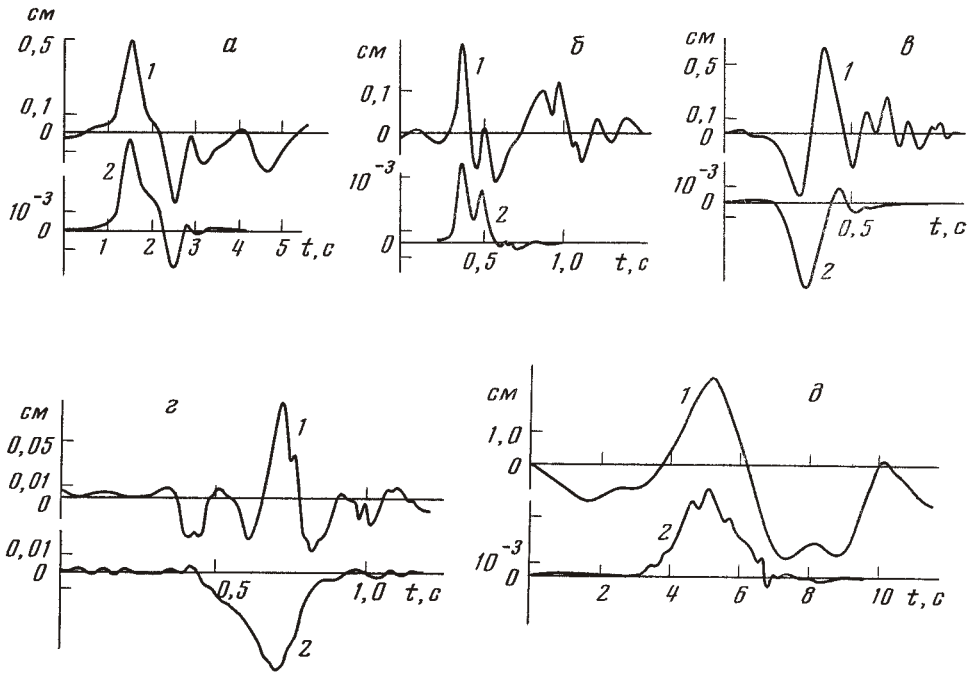


Рис. 4. Примеры импульсов смещения $x_n^{(2)}$, восстановленных по записям аппаратуры разных типов. 1 — запись, 2 — импульс. а — P -волна, $S-P=12$ с, сейсмограф СКД, $T_s=25$ с; б — S -волна, $S-P=5,5$ с, сейсмограф CM-2, $T_s=1,2$ с; в — S -волна, $S-P=4,3$ с, велографик ИСО2, $T_s=5$ с; г — S -волна, $S-P=1,8$ с, акселерограф ССРЗ, $T=0,05$ с; д — P -волна, $\Delta=51^\circ$, $h=574$ км, сейсмограф LPWSSN, $T_d=100$ с

На рис. 4 приведены примеры выделения импульсов при использовании весьма разнообразной аппаратуры. Обработка записей региональных сейсмографов показала, что надежное выделение импульсов объемных волн возможно лишь при достаточно круто идущих вверх лучах, да и то не всегда. Малые $S-P$ сами по себе не гарантируют однополярности импульса. Это согласуется с нашими предыдущими результатами [1], а также с детальным анализом Ю. К. Чернова [5].

Полезным свойством алгоритма оказалась его эффективность в условиях сильной низкочастотной помехи и не очень низкого отношения сигнала/шум. Для подавления помехи f_a выбирается близким к f_n ; в результате импульс на $z(t)$ сильно искажается, но оценка $x_n^{(2)}(t)$ получается вполне устойчиво. Такая ситуация возникает при сильных микросейсмах и $f_n \sim 0,5-1$ с для приборов СК и CM-2.

Заключение

Программа интерактивного восстановления импульсов объемных волн основывается на интуитивно ясном алгоритме гладкой аппроксимации «нулевой линии» в окрестности импульса объемной волны, выделенного визуально на сейсмограмме, пропущенной через обратный фильтр. Показано, что этот алгоритм в сущности эквивалентен экстраполяции спектра импульса в область нуля частот. Алгоритм позволяет контролировать выделение однополярных импульсов объемных волн и относительно надежно определять их характеристики, необходимые для таких параметров очага, как сейсмический момент и характерное время.

Авторы благодарят В. М. Павлова за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гусев А. А., Гусева Е. М.* Деконволюция сейсмических записей (вопросы методики и некоторые результаты).— В кн.: Физика сейсмических волн и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 1983, с. 15—26.
2. *Гусев А. А., Павлов В. М.* Метод степенных моментов в задаче восстановления движения в очаге землетрясения по его изучению.— Вулканология и сейсмология, 1982, № 5, с. 61—81.
3. *Корчагина О. А., Косарев Г. Л., Москвина А. Г.* Возможности и ограничения спектрального способа восстановления движения грунта по сейсмограмме.— В кн.: Физика сейсмических волн и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 1983, с. 3—15.
4. *Плешингер А.* Методы решения обратной задачи сейсмометрии и границы их практической применимости.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1977, № 9, с. 38—55.
5. *Чернов Ю. К.* Характер записи смещений грунта при повторных толчках Газлийских землетрясений 1976 г.— В сб.: Экспериментальная сейсмология в Узбекистане. Ташкент: Фан, 1983, с. 70—79.
6. *Brune J. N.* Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes.— J. Geophys. Res., 1970, v. 75, № 14, p. 3326—3336.
7. *Frankel A., Clayton R. W.* A finite-difference simulation of wave propagation in two-dimensional random media.— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1984, v. 74, p. 2167—2186.
8. *Silver P.* Retrieval of source-extent parameters and the interpretation of corner frequency.— Bull. Seismol. Soc. Amer., 1983, v. 73, p. 1499—1511.

Институт вулканологии
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
11.VI.1985