

**ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ОЧАГА ОЛЮТОРСКОГО
ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ 20 (21) АПРЕЛЯ 2006 Г., $M_w=7.6$, ПО ДЛИННОПЕРИОДНЫМ
СЕЙСМОГРАММАМ P -ВОЛН МИРОВОЙ СЕТИ СТАНЦИЙ**

Абубакиров И. Р., Павлов В. М.

Камчатский филиал Геофизической службы РАН, г. Петропавловск-Камчатский, air@emsd.iks.ru

Введение

Целью данной работы является оценка характеристик очага сильного ($M_w=7.6$) Олюторского землетрясения, произошедшего 20.04.2006 г. на территории Корякского автономного округа.

Основной характеристикой протяженного очага землетрясения как источника сейсмического излучения является подвижка, как функция времени и положения точки на разрыве (например, геометрические размеры очага – это размеры носителя функции подвижки, то есть области, где эта функция не равна нулю). Однако, как известно, задача оценки пространственно-временного распределения подвижки по сейсмограммам, является неустойчивой. Чтобы преодолеть эту трудность, приходится описывать очаг относительно небольшим числом параметров, которые, с одной стороны, могут быть устойчиво определены из наблюдений, а с другой стороны, достаточно полно характеризуют пространственно-временную структуру очага. Сначала появились параметрические модели, в которых принимается конкретный вид функции подвижки, например модель Хаскелла. Затем было предложено характеризовать протяженный очаг степенными моментами от временной производной тензора плотности момента в случае сейсмического очага общего вида [6, 7, 8] или от функции скорости подвижки для очага сдвигового типа [1, 2]. По известным моментам очага порядков 1 и 2 удается оценить направление разрыва, размеры, длительность и ряд других характеристик очага. В то же время значения моментов можно связать с параметрами подходящей параметрической модели, если есть основания принять такую модель для конкретного землетрясения.

Для глубокого землетрясения уравнения для моментов очага были получены в работах [1, 2]. В качестве исходных данных используются широкополосные записи объемных волн в дальней зоне. После коррекции за прибор записи становятся однополярными функциями; их степенные моменты по времени – правые части указанных уравнений соответствующего порядка. При выводе уравнений, по существу, используется представление смещений от очага в безграничном однородном пространстве. Это связано с тем, что импульсы объемных волн на сейсмограммах могут быть изолированы от вступлений отраженных от свободной поверхности волн, а для их лучей определяются векторы на выходе из очага (лучи «выпрямляются»). Дополнительно, неоднородность и неидеальность среды учитывается в виде (частотно-зависимых) коэффициентов.

Для безграничного пространства, протяженный очаг можно рассматривать как точечный источник, который имеет разные временные функции для разных направлений лучей, выходящих из гипоцентра. В этом случае сигнал от протяженного очага на индивидуальной станции можно представить как свертку сигнала от мгновенного точечного источника (функции Грина) с временной функцией, излученной очагом в направлении данной станции. В зарубежной литературе такая функция получила название кажущейся временной функции источника. В отличие от истинной временной функции источника, которая зависит от точки на площадке протяженного очага, кажущаяся функция источника отражает излучение очага в целом и зависит от направления, с которого наблюдается распространение разрыва. Эта зависимость отражает эффект Доплера, связанный с направленностью разрыва в очаге, и является основой для оценки продолжительности процесса разрыва, длины очага, а в случае асимметрии процесса разрыва и его преимущественного направления.

Представление импульса волны в дальней зоне в виде свертки функции Грина (включающей механизм) и кажущейся временной функции источника применяется и для поверхностных землетрясений. Для поверхностного очага существенное влияние на сейсмограмму оказывают отраженные от свободной поверхности фазы. Эти фазы накладываются на импульсы прямых волн, поэтому пользоваться функцией Грина, определенной для безграничного

пространства, нельзя. В этом случае в качестве модели среды, в первом приближении, можно рассматривать однородное упругое полупространство и выписать приближенное выражение для функции Грина, справедливое в дальней зоне источника. Такое приближение для группы P -волн использовано в теоретической части данной работы. На его основе получены уравнения для степенных моментов очага 1-го и 2-го порядков. Эти уравнения в качестве правых частей содержат степенные моменты от кажущейся временной функции соответствующего порядка. Особенно простой вид уравнения принимают для случая модели горизонтального линейного источника. Если в общем случае площадного очага, имеющего вертикальное протяжение, уравнения зависят от механизма очага, то для линейного очага указанного типа такая зависимость отсутствует.

Для описания эффектов трассы распространения между источником и приемником также можно использовать запись более слабого землетрясения, гипоцентр и механизм которого близки к таковым для основного толчка. Этот подход, получивший название метода эмпирических функций Грина (ЭФГ), был впервые предложен Хартзеллом (Hartzell) [10]. Идея метода состоит в следующем. Поскольку сейсмограмма слабого землетрясения (ЭФГ) на заданной станции содержит те же отражения от поверхности, что и запись основного толчка, то, используя операцию обращения свертки (деконволюцию), их можно исключить из сейсмограммы основного толчка и получить, кажущуюся относительную временную функцию источника (КОВФИ). Эта функция называется относительной, поскольку ее амплитуды нормированы на значение сейсмического момента слабого землетрясения, а ее длительность равна разности длительностей функций источника основного толчка и ЭФГ.

Таким образом, задача оценки моментов очага по наблюдениям сводится к задаче оценки кажущихся временных функций источника. Решение этой последней задачи сводится к процедуре обращения свертки – деконволюции. Деконволюция, как таковая, относится к классу численно неустойчивых процедур, поэтому при обработке данных наблюдений необходимо принимать меры стабилизации, позволяющие повысить устойчивость оценок КОВФИ.

Традиционным способом стабилизации процедуры деконволюции является модификация классического алгоритма спектрального деления путем фиксации минимального значения спектра ЭФГ (см., например, [15]). Однако, этот способ стабилизации не свободен от некоторых недостатков: (1) отсутствует критерий объективного выбора длительности КОВФИ; (2) амплитуда КОВФИ может принимать отрицательные значения; (3) площадь КОВФИ меняется от станции к станции. От первых двух из перечисленных недостатков свободен метод проекционной деконволюции Лэндвебера (projected Landweber deconvolution), впервые введенный в сейсмологию в работах [9, 13]. Усовершенствованный вариант метода, свободный и от третьего недостатка был предложен в работе [14]. Этот метод относится к классу итерационных методов, реализующих процедуру деконволюции в спектральной области.

В данной работе подход, основанный на использовании пространственно-временных моментов скорости подвижки порядков 1 и 2, применяется для характеристики очага разрушительного ($M_w=7.6$) Олюторского землетрясения, произошедшего 20.04.2006 г. на территории Корякского автономного округа. Для оценки моментов очага использовались длиннопериодные (1-60 с) записи P -волн на широкополосных станциях мировой сети и японской сети F-net. Для получения кажущихся относительных временных функций источника исходные длиннопериодные записи корректировались за искажения, обусловленные трассой источник-приемник. Для коррекции использовался метод эмпирических функций Грина. Деконволюция проводилась во временной области с использованием алгоритма неотрицательных наименьших квадратов (NNLS) [4] в комбинации с ограничением на площадь КОВФИ и критерием выбора длительности КОВФИ, предложенным в рамках метода проекционной деконволюции Лэндвебера [14]. После этого вычислялись степенные моменты 1-го и 2-го порядков кажущихся относительных временных по времени и составлялись соответствующие системы уравнений. Далее эти системы уравнений решались стандартным методом наименьших квадратов относительно неизвестных моментов очага.

При расчете моментов очага принималась непараметрическая модель линейного источника (модель прямоугольной площадки с шириной, существенно меньшей ее длины).

На заключительном этапе проводилась интерпретация моментов очага в рамках параметрической модели Хаскелла. В результате были получены оценки длины очага, скорости распространения разрыва, степени его асимметрии и длительности излучения источника. Эти

оценки указывают на двусторонний характер разрыва с преобладанием юго-западного направления.

Длина юго-западного сегмента разрыва, длительность излучения и скорость разрыва были также определены по данным о длительности кажущихся относительных временных функций источника.

1. Теоретическая основа интерпретации

1.1. Модель очага

Зафиксируем систему отсчета. Будем предполагать, что начало декартовой системы координат O находится в гипоцентре землетрясения, ось Ox – на север, Oy – на восток, Oz – вниз (внутри земли), начальный момент времени t совпадает с временем в очаге t_0 .

Предполагаем, что очаг – прямоугольная площадка Σ длины L и ширины W ($\ll L$). Длинная сторона площадки лежит в горизонтальной плоскости и имеет азимут простирания θ_s .

Площадка имеет угол падения δ_s – угол между горизонтальной плоскостью и плоскостью очага, получающийся вращением горизонтальной плоскости по часовой стрелке, если смотреть в направлении простирания длинной оси. Площадка очага определяет лежащий бок разрыва; нормаль к ней обозначим $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ ($n_3 \leq 0$). Гипоцентр – точка, в которой зарождается разрыв – расположен на продольной оси площадки очага на расстоянии d от центра площадки. Фронт разрыва – линия параллельная меньшей стороне. Ниже трехмерные координаты $\mathbf{x} = (x, y, z)$ точек очага обозначим через $\mathbf{y} = (y_1, y_2, y_3)$, координаты на плоскости очага – ξ, η .

Подвижка $\mathbf{B}(\xi, \eta, t)$ – смещение висячего бока относительно лежащего – постоянный по направлению вектор; его величина не зависит от поперечной координаты на площадке очага

$\mathbf{B}(\xi, \eta, t) = B(\xi, t)\mathbf{b}$, ($\mathbf{b} = const$, $|\mathbf{b}| = 1$), где ξ, η – координаты на плоскости очага вдоль длинной и короткой стороны соответственно, в гипоцентре $\xi = \eta = 0$. Единичный вектор \mathbf{b} постоянного направления определяет направление подвижки. Относительно величины подвижки $B(\xi, t)$ предполагаем, что ее производная по времени неотрицательна ($\partial_t B(\xi, t) \geq 0$), что означает монотонное нарастание $B(\xi, t)$ (отсутствие обратного движения бортов разрыва).

Обозначим через T длительность процесса движения в очаге – наибольшее значение t , для которого $\partial_t B(\xi, t) > 0$. Полную (финальную) подвижку обозначим $B_0(\xi)$, а среднюю финальную

подвижку – $B_{cp} = \frac{1}{LW} \int_{\Sigma} B_0(\xi) d\xi d\eta$. Через среднюю подвижку выражается скалярный

сейсмический момент $M_0 = \mu B_{cp} LW$ (μ – модуль сдвига среды).

Единичные векторы \mathbf{b} и \mathbf{n} задают тензор фокального механизма \mathbf{M}^0 с компонентами $M_{ij}^0 = n_i b_j + n_j b_i$, ($i, j = 1, 2, 3$). Тензор сейсмического момента $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{M}^0$, объединяет скалярный сейсмический момент и тензор фокального механизма и является основной характеристикой эквивалентного точечного источника.

Для Олюторского землетрясения мы будем рассматривать модель протяженного очага в виде линейного отрезка

$$\Lambda: \mathbf{y} = \mathbf{y}^0 + \xi \mathbf{1}, \quad (-L_2 \leq \xi \leq L_1) \quad (1)$$

где $L_1 = \frac{L}{2} + d$, $L_2 = \frac{L}{2} - d$; $\xi = 0$ соответствует гипоцентру $\mathbf{x} = \mathbf{y}^0$; $\mathbf{1}$ – единичный вектор,

направленный вдоль простирания плоскости очага. Вектор $\mathbf{1} = (l_1, l_2, l_3)$ имеет компоненты

$$l_1 = \cos \theta_s, \quad l_2 = \sin \theta_s, \quad l_3 = 0 \quad (2)$$

где θ_s – азимут простирания линии очага.

1.2. Степенные моменты очага

Пусть $m(\mathbf{y}, t) = B(\xi, t) / B_{cp}$ – нормированная подвижка. Производную этой функции по времени $\partial_t m(\mathbf{y}, t)$ будем называть функцией очага. Пространственно-временную структуру очага

будем характеризовать набором степенных моментов 1-го и 2-го порядков от функции очага [8, 1, 2]. Трехмерные (по пространству) степенные моменты – это интегралы:

$$M_0^0 = \int_0^\infty \int_\Sigma \partial_t m(\mathbf{y}, t) d\Sigma dt \quad (3a)$$

- момент нулевого порядка (в силу нормировки функции очага $M_0^0 = 1$);

$$[M_t, M_i] \equiv [M_t^u, M_i^u] = \frac{1}{M_0^0} \int_0^\infty \int_\Sigma [(t - t_0), (y_i - y_i^0)] \partial_t m(\mathbf{y}, t) d\Sigma dt, \quad (3б)$$

($i = 1, 2, 3$) - начальные моменты 1-го порядка (относительно начала системы отсчета);

$$[M_{it}^u, M_{it}^u, M_{jk}^u] = \frac{1}{M_0^0} \int_0^\infty \int_\Sigma [(t - t_0)^2, (y_i - y_i^0)(t - t_0), (y_j - y_j^0)(y_k - y_k^0)] \partial_t m(\mathbf{y}, t) d\Sigma dt, \quad (3в)$$

($i, j, k = 1, 2, 3$) - начальные моменты 2-го.

Моменты 1-го порядка определяют положение центра тяжести очага. Моменты относительно центра тяжести – центральные. Центральные моменты 1-го порядка равны нулю, а центральные моменты 2-го порядка выражаются через начальные моменты:

$$M_{it} = M_{it}^u - M_t^2, \quad M_{it} = M_{it}^u - M_t M_i, \quad M_{jk} = M_{jk}^u - M_j M_k, \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (4)$$

Для линейного очага, определенного формулой (1) трехмерные моменты выражаются через одномерные моменты и направляющие косинусы линии очага:

$$M_i = M_{\xi} l_i, \quad M_{it} = M_{\xi t} l_i, \quad M_{ij} = M_{\xi\xi} l_i l_j, \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (5)$$

где

$$M_{\xi} = \int_0^\infty \int_\Lambda \xi \partial_t m(\mathbf{y}, t) d\xi dt, \quad M_{\xi\xi} = \int_0^\infty \int_\Lambda (\xi - M_{\xi})^2 \partial_t m(\mathbf{y}, t) d\xi dt, \\ M_{\xi t} = \int_0^\infty \int_\Lambda (\xi - M_{\xi})(t - M_t) \partial_t m(\mathbf{y}, t) d\xi dt \quad (6)$$

- одномерные пространственные и пространственно-временной (смешанный) моменты. Так как линейный очаг параллелен горизонтальной плоскости то $l_3 = 0$ и моменты, связанные с вертикальной координатой равны нулю.

Дадим краткую интерпретацию степенных моментов (детали – в статье [2]). Момент M_t имеет размерность времени и определяет временной центр тяжести. Момент M_{ξ} (размерность – длина) определяет пространственный центр тяжести $\mathbf{y}^c = \mathbf{y}^0 + M_{\xi} \mathbf{l}$. Для принятой модели очага $M_{\xi} = d$ – расстояние от гипоцентра до центра тяжести. Временной момент 2-го порядка M_{it} (размерность – время²) связан с квадратом длительности процесса разрыва в очаге. Пространственно-временной момент $M_{\xi t}$ (размерность – время·длина) отражает асимметрию распространения разрыва. Момент $M_{\xi\xi}$ (размерность – длина²) связан с длиной очага.

В конкретных параметрических моделях очага степенные моменты связаны с привычными характеристиками очага, что позволяет оценивать значения параметров модели с помощью значений степенных моментов. Ниже рассматривается модель Хаскелла.

Модель Хаскелла. В этой модели очаг землетрясения представлен линейным сегментом длины L . Разрыв начинается в гипоцентре, расположенном на расстоянии l от центра сегмента, и распространяется в обе стороны от гипоцентра с постоянной скоростью v_r . В каждой точке разрыва подвижка $B(\xi, t)$ мгновенно достигает своего окончательного (финального) значения $B_0(\xi)$, постоянного для всех точек очага: $B_0(\xi) = const$. Концы очага (точки остановки разрыва) находятся на расстояниях $L_1 = L/2 + l$ и $L_2 = L/2 - l$ от гипоцентра. При этих предположениях функция очага принимает вид

$$\partial_t m(\xi, t) = \Omega(\xi) \delta(t - |\xi| / v_r) / L, \quad (7)$$

где $\Omega(\xi)$ – функция, принимающая значение 1, если $(-L_2 \leq \xi \leq L_1)$ и 0 в противном случае: $\delta(\cdot)$ - дельта-функция Дирака.

Степенные моменты очага связаны с параметрами модели следующими формулами (см. [2])

$$M_\xi = l, M_t = \frac{L}{4v_r}(1 + \kappa^2), M_{\xi\xi} = \frac{L^2}{12}, M_{\xi t} = \frac{L^2}{24v_r}\kappa(3 - \kappa^2), M_{tt} = \frac{L^2}{48v_r^2}(1 + 6\kappa^2 - 3\kappa^4) \quad (8б)$$

где $\kappa = \frac{2l}{L}$ - параметр односторонности процесса разрыва: при $\kappa = 1$ разрыв является односторонним; при $\kappa = 0$ - двусторонним и симметричным. На основе приведенных формул можно получить оценки длины очага L , его длинного $L_1 = L(1 + \kappa)/2$ и короткого $L_2 = L(1 - \kappa)/2$ «плеч», а также оценить скорость фронта разрыва v_r и длительность процесса разрыва $T = L_1 / v_r$.

1.3. Смещение в Р-волне в дальней зоне очага

Для принятой модели очага землетрясения смещение в Р-волне в дальней зоне выражается формулой (z-компонента)

$$u(\mathbf{x}, t) = u^P(\mathbf{x}, t) + u^{pP}(\mathbf{x}, t) + u^{sP}(\mathbf{x}, t) \quad (9а)$$

где

$$u^Q(\mathbf{x}, t) = M_0 C_0 A_Q(\mathbf{x}, \mathbf{y}^0, \mathbf{M}^0) \int_{\Sigma} \partial_t m(\mathbf{y}, t - T^Q(\mathbf{x}, \mathbf{y})) d\Sigma \quad (9б)$$

где индекс $Q = P, pP, sP$; M_0 - скалярный сейсмический момент; $A^Q(\mathbf{x}, \mathbf{y}^0, \mathbf{M}^0)$ - функция тензора фокального механизма \mathbf{M}^0 , параметров среды, взаимного положения источника и приемника, а также включает эффекты отражения от свободной поверхности в случае $Q = pP, sP$ (конкретизируется ниже); $T^Q(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ - время пробега (годограф) P -, pP - или sP -волны (в зависимости от Q) от точки очага $\mathbf{y} = \mathbf{y}^0 + \xi \mathbf{l}$ до точки наблюдения \mathbf{x} ; коэффициент C_0 для однородной среды (полупространства) выражается по формуле $C_0 = \frac{1}{4\pi\rho\alpha |\mathbf{x} - \mathbf{y}^0|}$, (ρ - плотность среды, α - скорость продольных волн). В случае реальной среды коэффициент C_0 выражается через геометрическое расхождение.

1.4. Теоретическая функция Грина от дипольного источника для Р-волн

Термином «функция Грина» обычно обозначаются смещения, вызванные мгновенной точечной силой. Однако, в широком смысле, этот термин также употребляется для обозначения смещений от диполя. Мы применяем его для смещения от мгновенно включающегося (и остающегося в среде) точечного дипольного источника. Ниже приводятся формулы для функции Грина однородного полупространства.

В спектральной области функция Грина для Р-волны в точке \mathbf{x} (в дальней зоне) от источника с гипоцентром в точке \mathbf{y} и тензором сейсмического момента $\mathbf{M} = M_0^G \mathbf{M}^0$ ($M_0^G = 1$ Н·м) выражается по формуле (из формулы (3.1) работы [11])

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega; \mathbf{M}) = M_0^G C_0 \sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \mathbf{M}^0) \exp(-i\omega T_j(\mathbf{x}, \mathbf{y})) \quad (10)$$

где $T_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = T^P$, $T_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = T^{pP}$, $T_3(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = T^{sP}$ - времена пробега P -, pP - и sP -волн.

Для однородного полупространства $T_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{\alpha}$, $T_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = T_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + 2 \frac{\cos i_\zeta}{\alpha} y_3$,

$T_3(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = T_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \left(\frac{\cos i_\zeta}{\alpha} + \frac{\cos j_\zeta}{\beta} \right) y_3$; α и β - скорости продольных и поперечных волн; i_ζ -

угол выхода луча прямой Р-волны из источника, а j_ζ - угол выхода SV-волны; эти углы связаны

законом отражения Снеллиуса $\frac{\sin i_\zeta}{\alpha} = \frac{\sin j_\zeta}{\beta} = p$, где p - лучевой параметр. Коэффициенты

$A_j = A_j(\mathbf{x}, \mathbf{y}; \mathbf{M}^0)$ в формуле (10) включают диаграммы направленности и коэффициенты отражения соответствующих волн. Кроме механизма очага они фактически зависят только от параметра луча

$$A_1 = A_1(p; \mathbf{M}^0) = M_{rr}^0 p^2 + 2M_{rz}^0 p \gamma_\alpha - M_{zz}^0 \gamma_\alpha^2, \quad (11a)$$

$$A_2 = A_2(p; \mathbf{M}^0) = \frac{(M_{rr}^0 p^2 - 2M_{rz}^0 p \gamma_\alpha - M_{zz}^0 \gamma_\alpha^2) 4p^2 \gamma_\alpha \gamma_\beta - (p^2 - \gamma_\beta^2)^2}{4p^2 \gamma_\alpha \gamma_\beta + (p^2 - \gamma_\beta^2)^2}, \quad (11b)$$

$$A_3 = A_3(p; \mathbf{M}^0) = -\frac{((M_{rr}^0 - M_{zz}^0) p \gamma_\beta + M_{rz}^0 (p^2 - \gamma_\beta^2)) 4p \gamma_\alpha (p^2 - \gamma_\beta^2)}{4p^2 \gamma_\alpha \gamma_\beta + (p^2 - \gamma_\beta^2)^2}, \quad (11v)$$

$$\gamma_\alpha = \frac{\cos i_\zeta}{\alpha} = \left(\frac{1}{\alpha^2} - p^2 \right)^{1/2}, \quad \gamma_\beta = \frac{\cos j_\zeta}{\beta} = \left(\frac{1}{\beta^2} - p^2 \right)^{1/2};$$

$M_{rr}^0, M_{rz}^0, M_{zz}^0$ - компоненты тензора механизма в цилиндрической системе координат.

Формула (10) дает смещение в Р-волне вдоль луча с направляющим вектором

$$\mathbf{r} = (\mathbf{x} - \mathbf{y}) / |\mathbf{x} - \mathbf{y}| = [\cos \theta \sin i_\zeta, \sin \theta \sin i_\zeta, \cos i_\zeta]$$

где θ - азимут из источника на приемник.

1.5. Уравнения для степенных моментов от функции протяженного источника

Смещение в волне от элемента протяженного очага в точке \mathbf{y} определяется производной от подвижки по времени; полное смещение выражается через функцию Грина посредством интеграла по площадке очага (формула (9), записанная в частотной области)

$$u(\mathbf{x}, \omega) = \frac{M_0}{M_0^G} \int_{\Sigma} G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega; \mathbf{M}^0) \partial_t m(\mathbf{y}, \omega) d\Sigma \quad (12)$$

Эта формула – для протяженного очага с тензором сейсмического момента $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{M}^0$.

Пусть имеется функция Грина для источника с гипоцентром в точке \mathbf{y}^1 , который, вообще говоря, не совпадает с гипоцентром протяженного очага. Будем отсчитывать время от вступления прямой Р-волны; в частотной области сдвиг на Δt проявляется в умножении на $\exp(i\omega \Delta t)$. После операции сдвига, выполненной как для протяженного очага, так и для афтершока, разделим выражение (12) на (10) почленно. После простых преобразований получим

$$\int_{\Sigma} K(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \partial_t m(\mathbf{y}, \omega) d\Sigma = S(\mathbf{x}, \omega) \quad (13)$$

$$\text{где } K(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = \frac{\exp(i\omega T_1(\mathbf{y}^0)) G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega; \mathbf{M}^0)}{\exp(i\omega T_1(\mathbf{y}^1)) G(\mathbf{x}, \mathbf{y}^1, \omega; \mathbf{M}^0)} \quad (14)$$

$$S(\mathbf{x}, \omega) = \frac{M_0^G}{M_0} \frac{u(\mathbf{x}, \omega) \exp(i\omega T_1(\mathbf{y}^0))}{G(\mathbf{x}, \mathbf{y}^1, \omega; \mathbf{M}^0) \exp(i\omega T_1(\mathbf{y}^1))} \quad (15)$$

Для того, чтобы получить уравнения для степенных моментов протяженного очага нужно разложить функцию $K(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \partial_t m(\mathbf{y}, \omega)$ в ряд по переменным \mathbf{y} (в точке \mathbf{y}^0) и ω (в точке 0) и удержать члены со степенями до второго порядка включительно по каждой переменной. С другой стороны, нужно также разложить в ряд по ω функцию $S(\mathbf{x}, \omega)$. Приравнявая выражения при одинаковых степенях частоты, получаем уравнения для степенных моментов очага относительно гипоцентра (начальные моменты). С точки зрения интерпретации важны центральные моменты, то есть моменты относительно пространственно-временного центра тяжести. Уравнения для центральных моментов 2-го порядка получаются при вычитании из левых и правых частей уравнения для начальных моментов 2-го порядка квадратов правых и левых частей уравнения для начальных моментов 1-го порядка. Ниже мы получим уравнения для центральных моментов 2-го

порядка, не выписывая явно уравнения для начальных моментов 2-го порядка. При этом используется прием, который вводится при разложении функции $S(\mathbf{x}, \omega)$.

Разложим $S(\mathbf{x}, \omega)$ по частоте до квадрата включительно

$$S(\mathbf{x}, \omega) = 1 - i\omega e_1 - \frac{\omega^2}{2} e_2'' \quad (16)$$

Разложение начинается с 1, так как площадь под кривой $S(\mathbf{x}, t)$ равна 1 ($e_0 = 1$); e_1 и e_2'' (нормированные) моменты 1-го и 2-го порядков от функции $S(\mathbf{x}, t)$ по времени:

$$e_0 = \int_a^b S(\mathbf{x}, t) dt, \quad e_1 = \frac{1}{e_0} \int_a^b S(\mathbf{x}, t)(t - a) dt, \quad e_2'' = \frac{1}{e_0} \int_a^b S(\mathbf{x}, t)(t - a)^2 dt \quad (17)$$

a, b - начало и конец импульса. Центральный момент 2-го порядка e_2 определяется формулой

$$e_2 = e_2'' - e_1^2 \quad (18)$$

Нетрудно убедиться, что с точностью до членов с квадратом частоты величина $S(\mathbf{x}, \omega)$ равна

$$S(\mathbf{x}, \omega) = \exp(-i\omega e_1) \exp(-\frac{\omega^2}{2} e_2) \quad (19)$$

Далее, представим величину $K(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ в виде произведения

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = K_0(\mathbf{y}^0, \mathbf{y}^1, \omega) K_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega) \quad (20a)$$

где

$$K_0(\mathbf{y}^0, \mathbf{y}^1, \omega) = \frac{\sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{y}^0) \exp(-i\omega \Delta_j^0)}{\sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{y}^0) \exp(-i\omega \Delta_j^1)}, \quad K_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega) = \frac{\sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{y}^0) \exp[-i\omega(T_j(\mathbf{y}) - T_1(\mathbf{y}^0))]}{\sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{y}^0) \exp(-i\omega \Delta_j^0)}; \quad (20b)$$

$$\Delta_j^k = T_j(\mathbf{y}^k) - T_1(\mathbf{y}^k), \quad (j = 1, 2, 3; k = 0, 1). \quad (21)$$

Для величины $K_0(\mathbf{y}^0, \mathbf{y}^1, \omega)$ с точностью до членов с квадратом частоты имеем выражение

$$K_0(\mathbf{y}^0, \mathbf{y}^1, \omega) = \exp[-i\omega(V^0 - V^1)] \exp\{-\frac{\omega^2}{2}[W^0 - W^1 + (V^1)^2 - (V^0)^2]\} \quad (22)$$

где

$$V^0 = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \Delta_j^0, \quad V^1 = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \Delta_j^1, \quad A_j^N(\mathbf{y}^0) = \frac{A_j(\mathbf{y}^0)}{\sum_{j=1}^3 A_j(\mathbf{y}^0)}, \quad (23a)$$

$$W^0 = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) (\Delta_j^0)^2, \quad W^1 = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) (\Delta_j^1)^2 \quad (23b)$$

Разложим функцию $K_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ в ряд по степеням \mathbf{y} в точке \mathbf{y}^0 (гипоцентре протяженного источника), удерживая члены до второго порядка включительно. Для этого выпишем разложение (вторыми производными от времен пробега пренебрегаем; это соответствует тому, что углы выхода соответствующих лучей мало меняются в пределах очага). С точностью до членов порядка $\frac{1}{R}$, где $R = |\mathbf{x} - \mathbf{y}^0|$ запишем

$$T_j(\mathbf{y}) - T_1(\mathbf{y}^0) = \Delta_j^0 + \sum_{n=1}^3 \partial_n T_j(\mathbf{y}^0) (y_n - y_n^0) \quad (24)$$

Подставим это разложение в формулу (20b) для величины $K_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$. Удерживая степени частоты не выше второй, получаем

$$K_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega) = 1 - i\omega \sum_{n=1}^3 a_n (y_n - y_n^0) - \frac{\omega^2}{2} \left[\sum_{n,l=1}^3 B_{nl} (y_n - y_n^0)(y_l - y_l^0) + 2(Q - PV^0)(y_3 - y_3^0) \right] \quad (25)$$

где

$$a_n = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \partial_n T_j(\mathbf{y}^0), \quad B_{nl} = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \partial_n T_j(\mathbf{y}^0) \partial_l T_j(\mathbf{y}^0) \quad (26a)$$

$$P = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \varepsilon_j, \quad Q = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \varepsilon_j \Delta_j^0, \quad \varepsilon_j = \partial_3 T_j(\mathbf{y}^0) - \partial_3 T_1(\mathbf{y}^0) \quad (26b)$$

При выводе формулы (25) мы воспользовались предположением, что горизонтальные производные по переменной источника одинаковы для фаз $P-$, $pP-$, $sP-$ волн:

$$\partial_1 T_j(\mathbf{y}) = \partial_1 T_1(\mathbf{y}), \quad \partial_2 T_j(\mathbf{y}) = \partial_2 T_1(\mathbf{y}) \quad (27)$$

Это предположение выполнено, в частности, для однородного полупространства. Оно приводит к тому, что

$$\partial_n T_j(\mathbf{y}^0) = \partial_n T_1(\mathbf{y}^0) + \varepsilon_j \delta_{n3} \quad (28)$$

(δ_{n3} - символ Кронекера; его значение равно 1, когда индексы равны и 0 в противном случае).

Подставим выражение (20a) для величины $K(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ в формулу (13), связывающую $S(\mathbf{x}, \omega)$ с функцией очага

$$K_0(\mathbf{y}^0, \mathbf{y}^1, \omega) \int_{\Sigma} K_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega) \partial_l m(\mathbf{y}, \omega) d\Sigma = S(\mathbf{x}, \omega) \quad (29)$$

Величина $\partial_l m(\mathbf{y}, \omega) = \int_0^{\infty} \partial_l m(\mathbf{y}, t) \exp(-it\omega) dt$ - преобразование Фурье от функции $\partial_l m(\mathbf{y}, t)$.

Разложим экспоненту в ряд по частоте и подставим результат в формулу (29)

$$K_0(\mathbf{y}^0, \mathbf{y}^1, \omega) \int_0^{\infty} \int_{\Sigma} K_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega) \partial_l m(\mathbf{y}, t) (1 - it\omega - \frac{\omega^2}{2} t^2) d\Sigma dt = S(\mathbf{x}, \omega) \quad (30)$$

Подставим в эту формулу выражение (25) для величины $K_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega)$ и выполним интегрирование. С учетом выражений (22) и (19) для $K_0(\mathbf{y}, \mathbf{y}^0, \omega)$ и $S(\mathbf{x}, \omega)$, после преобразований получим соотношение

$$\begin{aligned} & \exp[-i\omega(M_t + \sum_{n=1}^3 a_n M_n + (V^0 - V^1))] \exp\left\{-\frac{\omega^2}{2} [M_u + 2\sum_{n=1}^3 b_n M_{nt} + \sum_{n,l=1}^3 B_{nl} M_{nl} + \right. \\ & \left. + (Y - P^2)M_3^2 + 2(Q - PV^0)M_3 + W^0 - W^1 + (V^1)^2 - (V^0)^2]\right\} = \exp(-i\omega e_1) \exp(-\frac{\omega^2}{2} e_2) \end{aligned} \quad (31)$$

Из равенства фаз и амплитуд левой и правой частей этого соотношения получаем уравнения для моментов очага:

$$M_t + \sum_{n=1}^3 a_n M_n + (V^0 - V^1) = e_1 \quad (32a)$$

- для моментов 1-го порядка;

$$M_u + 2\sum_{n=1}^3 a_n M_{nt} + \sum_{n,l=1}^3 B_{nl} M_{nl} + \quad (32b)$$

$$(Y - P^2)M_3^2 + 2(Q - PV^0)M_3 + W^0 - W^1 + (V^1)^2 - (V^0)^2 = e_2$$

- для центральных моментов 2-го порядка. Величины a_n, B_{nl}, P, Q определены формулами (26), величины V^0, V^1, W^0, W^1 - формулами (23), а величина Y дается формулой

$$Y = \sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) \varepsilon_j^2 \quad (33)$$

Приведенные уравнения являются основой для оценки степенных моментов очага по широкополосным сейсмограммам в дальней зоне.

Полученные уравнения являются уравнениями для трехмерных моментов, то есть моментов в исходной трехмерной пространственной системе координат. Уравнения выведены в предположении, что функция Грина, на которую делится спектр смещения протяженного очага, имеет тот же фокальный механизм, что и протяженный очаг. Кроме того, предполагается, что горизонтальные производные годографа прямой волны и отраженных от свободной поверхности волн совпадают (близки). В эти уравнения входят диаграммы направленности и коэффициенты отражения для однородной среды. В случае реальной среды их следует модифицировать, предварительно оценив углы выхода из очага и углы падения на свободную поверхность в области источника. Для этого нужно использовать реальный или расчетный годограф.

В данной работе мы будем использовать упрощенный вариант уравнений для степенных моментов, следующий из принятой модели линейного источника. Для этого случая уравнения (32) принимают вид (явно указана зависимость входящих величин от положения приемника)

$$M_t + a_1(\mathbf{x})M_x + a_2(\mathbf{x})M_y = e_1(\mathbf{x}) \quad (34a)$$

$$M_{tt} + 2a_1(\mathbf{x})M_{xt} + 2a_2(\mathbf{x})M_{yt} + a_1^2(\mathbf{x})M_{xx} + 2a_1(\mathbf{x})a_2(\mathbf{x})M_{xy} + a_2^2(\mathbf{x})M_{yy} = e_2(\mathbf{x}) \quad (34b)$$

где индексы x и y соответствуют 1-вой и 2-ой координатам соответственно. В этих обозначениях формулы (5), связывающие трехмерные и одномерные моменты, принимают вид

$$M_x = M_{\xi}l_1, \quad M_y = M_{\xi}l_2, \quad M_{xt} = M_{\xi t}l_1, \quad M_{yt} = M_{\xi t}l_2 \quad (35a)$$

$$M_{xx} = M_{\xi\xi}l_1^2, \quad M_{xy} = M_{\xi\xi}l_1l_2, \quad M_{yy} = M_{\xi\xi}l_2^2 \quad (35b)$$

Эти соотношения являются основой для определения азимута линии источника.

Правые части уравнений (34) в соответствии с формулами (17, 18) таковы:

$$e_1(\mathbf{x}) = E_1(\mathbf{x})/E_0(\mathbf{x}); \quad e_2(\mathbf{x}) = E_2(\mathbf{x})/E_0(\mathbf{x}) - e_1^2(\mathbf{x}); \quad (36a)$$

$$E_k(\mathbf{x}) = \int_a^b S(\mathbf{x}, t)(t-a)^k dt, \quad (k = 0, 1, 2); \quad (a, b - \text{начало и конец импульса}). \quad (36b)$$

Величины $a_1(\mathbf{x}), a_2(\mathbf{x})$, входящие в уравнения (34) и определенные формулой (26a), в

силу предположений (27) и соотношения $\sum_{j=1}^3 A_j^N(\mathbf{y}^0) = 1$, имеют выражения:

$$a_1(\mathbf{x}) = \partial_1 T_1(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}), \quad a_2(\mathbf{x}) = \partial_2 T_1(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}). \quad (37)$$

Ниже в качестве функции Грина используются вертикальные компоненты сейсмограмм афтершока (эмпирические функции Грина - ЭФГ). При этом геометрическое расхождение, коэффициент поглощения и коэффициент, связанный с влиянием свободной поверхности выпадают при нормировании в формуле (13) (волну в приемнике можно считать плоской). Мы предполагаем, что афтершок имеет ту же глубину гипоцентра, что и основной толчок и что их механизмы совпадают. Относительный сдвиг гипоцентра по горизонтали несущественен – он компенсируется при совмещении начала записи сейсмограммы со вступлением Р-волны.

Степенные моменты функции $S(\mathbf{x}, t)$ рассчитываются по формулам (36). При этом сама функция, формально определенная как отношение спектров (15), рассчитывается во временной области с помощью процедуры, описанной ниже в отдельном разделе. Функция $S(\mathbf{x}, t)$ - кажущаяся относительная временная функция источника (КОВФИ).

2. Исходные данные

Для оценки КОВФИ методом ЭФГ важно подобрать более слабое землетрясение, записи которого можно рассматривать как ЭФГ. Как правило, в качестве такого землетрясения выбирают один из афтершоков основного толчка. При выборе подходящего афтершока обычно исходят из следующих критериев. Во-первых, желательно, чтобы афтершок имел механизм очага, схожий с механизмом очага основного события, и чтобы его гипоцентр располагался вблизи гипоцентра основного толчка. Во-вторых, афтершок, с одной стороны, быть должен достаточно слабым, чтобы его очаговый импульс можно было аппроксимировать дельта-функцией, а с другой стороны, должен быть достаточно сильным, чтобы сформировать приемлемое количество записей с хорошим отношением сигнал/шум. В соответствии с этими критериями мы выбрали афтершок с $M_w = 6.0$ (Гарвард), произошедший 21.04.2006 г. в 11:14:20.2 GMT. В таблице 1 представлены параметры очагов основного толчка и афтершока по данным каталога PDE NEIC (Геофизическая

служба США, <http://earthquake.usgs.gov/regional/neic/>), в таблице 2 – по данным каталога СМТ (Гарвард, <http://www.globalcmt.org>).

Всего было отобрано 52 пары записей *P*-волн основного толчка и афтершока на вертикальных каналах (ВНЗ) широкополосных станций мировой сети и японской сети F-net. Частота цифровки по отдельным станциям варьирует от 20 до 50 Гц. Доступ к сейсмограммам мировой сети осуществлялся через центр данных IRIS DMC, к сейсмограммам сети F-net - через центр данных Национального исследовательского института наук о земле и предотвращения стихийных бедствий (Тсукуба, Япония).

На рис. 1 показано распределение цифровых широкополосных станций, записи которых использовались в работе, по азимуту и эпицентральному расстоянию.

Таблица 1. Параметры очагов Олюторского землетрясения 20.04.2006 г. (индекс М) и его афтершока 21.04.2006 г. (индекс А) по данным каталога PDE NEIC.

Индекс	Дата дд.мм.гггг	Время в очаге чч.мм.сс	Положение гипоцентра			M_w
			Широта φ (°с.ш.)	Долгота λ (°в.д.)	Глубина h (км)	
М	20.04.2006	23:25:02.2	60.95	167.09	22	7.6
А	21.04.2006	11:14:15.3	61.35	167.52	12	6.1

Таблица 2. Параметры очагов Олюторского землетрясения 20.04.2006 (индекс М) и его афтершока 21.04.2006 г. (индекс А) по данным Гарвардского каталога СМТ.

Индекс	Дата/Время дд.мм.гггг/чч:мм.сс	Положение центра			Плоскости механизма ¹⁾		Угол подвижки λ_s (°) ²⁾	M_0 10^{19} Нм	M_w
		φ (°)	λ (°)	h (км)	φ_s (°)	δ (°)			
М	20.04.2006/23:25:17.6	60.89	167.05	12.0	44/207	51/40	101/76	29.9	7.6
А	22.05.2006/11:12:5.8	60.86	165.81	12.0	32/212	38/52	91/90	0.139	6.0

¹⁾ ориентация плоскости задается двумя углами - азимутом простираения φ_s и углом падения δ . ²⁾ угол подвижки λ_s – угол в плоскости очага между направлением простираения и вектором подвижки (отсчитывается от направления простираения против часовой стрелки).

3. Подготовка данных для расчета параметров очага

Процедура обработки исходных данных – вертикальных компонент записей основного толчка и афтершока – включает: снятие вступлений *P*-волн; переход к смещениям; фильтрацию; деконволюцию записи смещений основного толчка с помощью записи смещения афтершока. Последняя операция дает оценку временной функции источника для стационарного луча - КОВФИ и, в частности, ее длительность. Затем вычисляются степенные моменты от КОВФИ. Помимо этого вычисляются значения коэффициентов для уравнений, включающих степенные моменты очага. Последовательная обработка данных всех имеющихся станций позволяет составить системы уравнений для моментов и решить их.

Исходные сейсмограммы являются, по существу, записями скорости смещений грунта. Хотя формально применяемая ниже процедура оценки временной функции источника допустима и для скоростей, удобнее пользоваться записями смещений. Поэтому, после снятия вступлений *P*-волн на исходных записях, последние интегрировались, чтобы получить записи смещения. Далее проводилась фильтрация в полосе частот 0.0167-1 Гц (1- 60 с). Использовался фильтр Баттерворта второго порядка. Фильтр Баттерворта применялся последовательно в прямом и обратном времени, давая в результате фильтр 4-го порядка с нулевой фазой. После фильтрации проводилась децимация сигнала с шагом 0.5 секунды. Последняя операция делалась по практическим соображениям, а именно для уменьшения числа отсчетов, от которого существенно зависит время счета в процедуре деконволюции.

Для деконволюции выбирался фрагмент записи основного толчка, начиная от момента вступления *P*-волны. Длительность T_m фрагмента принималась равной $\min(t_{PcP} - t_P, 80с)$, где t_{PcP} – время вступления фазы *PcP*, t_P – время вступления *P*-волны. Величина $t_{PcP} - t_P$ рассчитывалась по модели IASPEI91 [12] с использованием web-приложения (<http://www-gpi.physik.uni-karlsruhe.de/pub/widmer/IASP91/iasp91.html>).

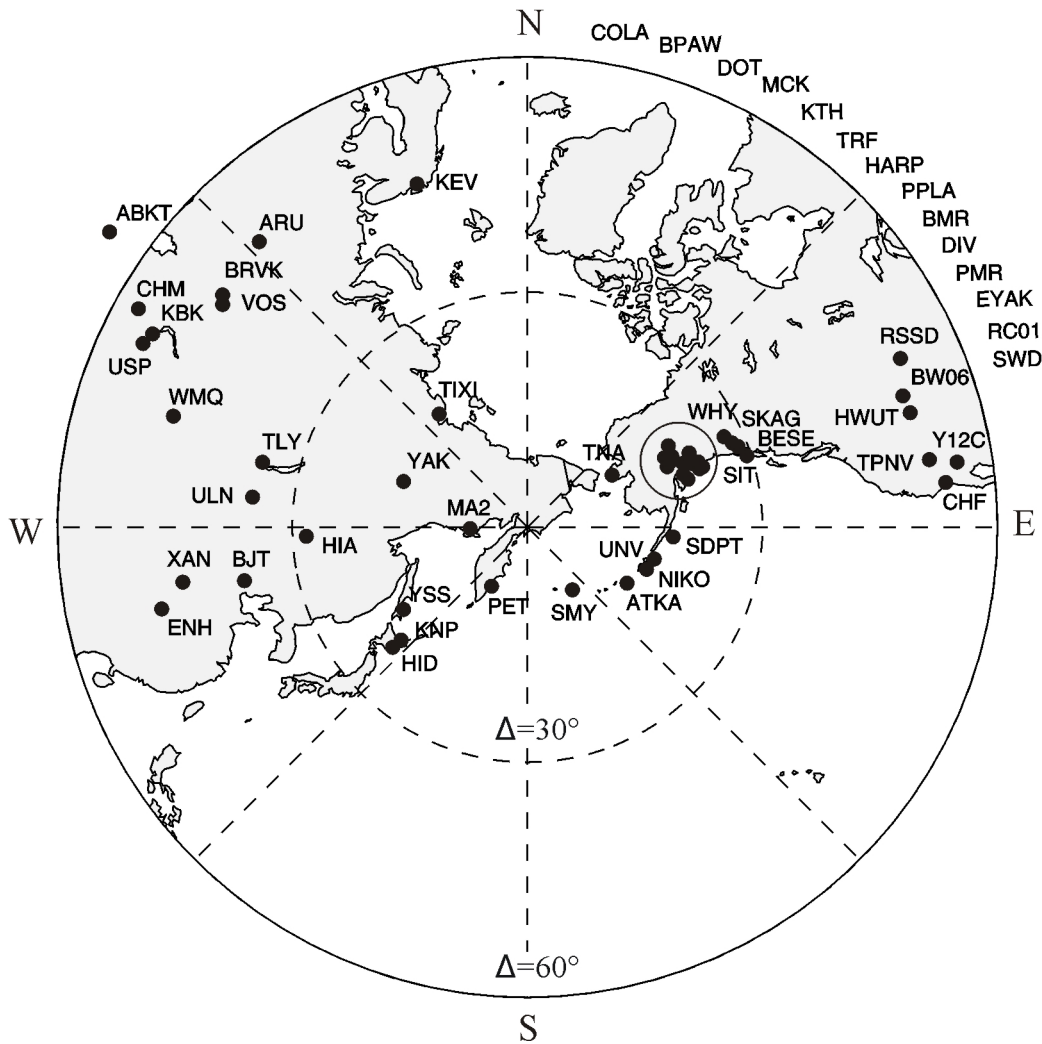


Рис. 1. Схема размещения использованных сейсмических станций (азимутальная равнопромежуточная проекция). В северо-восточном секторе околнута плотная группа станций (Аляска, США), коды которых (с упорядочением по азимуту) приведены с внешней стороны окружности, маркирующей эпицентральное расстояние $\Delta=60^\circ$.

Для оценки стационарной временной функции источника $S(t) = S(t, \mathbf{r})$ на станции с лучевым вектором Р-волны \mathbf{r} (\mathbf{r} - направляющий вектор прямой Р-волны на выходе из гипоцентра) нужно решить уравнение свертки

$$A(t) * S(t) = b(t) \quad (38a)$$

при выполнении двух условий:

1) требование положительности $S(t)$ в интервале $0 \leq t \leq \tau$ (вне этого интервала $S(t) = 0$)

$$S(t) \geq 0; \quad (38б)$$

2) требование нормированности $S(t)$

$$\int_0^\tau S(t, \mathbf{r}) dt = 1, \quad (38в)$$

$$\text{где } A(t) = u^a(t, \mathbf{r}), \quad b(t) = \frac{M_0^m}{M_0^a} u^m(t, \mathbf{r}); \quad (38г)$$

$u^m(t, \mathbf{r})$, $u^a(t, \mathbf{r})$ - записи, а M_0^m , M_0^a - скалярные сейсмические моменты основного толчка и афтершока соответственно; $\tau = \tau(\mathbf{r})$ - длительность $S(t, \mathbf{r})$.

Уравнение (38a) решалось во временной области для набора пробных значений длительности $\tau = \tau^{trial}$ искомой функции $S(t)$. Результирующая оценка значения длительности выбиралась на основе зависимости невязки от пробной длительности. Для оценки невязки

использовалась величина относительной погрешности подгонки записи основного толчка сверткой записи афтершока с временной функцией источника

$$\varepsilon(\tau^{trial}) = \frac{\int_0^{T_m} [A(t) * S(t, \tau^{trial}) - b(t)]^2 dt}{\int_0^{T_m} b^2(t) dt} 100\%; \quad (39)$$

нижний предел интервала интегрирования соответствует вступлению Р-волны; запись афтершока берется на интервале $[0, T_m - \tau]$.

Поясним процедуру оценки $S(t, \tau)$ при фиксированной длительности. Исходное уравнение (38а) записывается в дискретном виде, что приводит к матричному уравнению

$$\Delta t \mathbf{A} \mathbf{x} = \mathbf{b}, \quad (40)$$

где

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} u_1^a & 0 & 0 & \dots & 0 \\ u_2^a & u_1^a & 0 & \dots & 0 \\ u_3^a & u_2^a & u_1^a & & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ u_{M-N+1}^a & u_{M-N}^a & u_{M-N-1}^a & \dots & u_{M-2N+2}^a \\ 0 & u_{M-N+1}^a & u_{M-N}^a & \dots & u_{M-2N+3}^a \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & u_{M-N+1}^a \end{bmatrix} \quad \text{– теплицева матрица свертки размерности}$$

$M \times N$, построенная по u^a , $\mathbf{x} = [S_1, S_2, S_3, \dots, S_N]^T$, $\mathbf{b} = [u_1^m, u_2^m, u_3^m, \dots, u_M^m]^T$,

$u_k^m = u^m(t_p + (k-1)\Delta t)$, $k = 1, 2, \dots, M$, $u_k^a = u^a(t_p + (k-1)\Delta t)$, $k = 1, 2, \dots, L$, $S_k = S((k-1)\Delta t)$, $k = 1, 2, \dots, N$, $M = T_m/\Delta t + 1$, $N = \tau/\Delta t + 1$, $L = M - N + 1$; $\Delta t = 0.5$ секунды - шаг

дискретизации. Матричное уравнение (40) решается методом наименьших квадратов с дополнительными условиями (38б,в), записанными в дискретном виде, и условием равенства нулю амплитуды первого отсчета КОВФИ ($S_1=0$). Применялся алгоритм NNLS [4].

Пробные значения длительности $\tau = \tau^{trial}$ изменялись от 15 до 40 секунд с шагом 0.5 секунды (51 значение). Значение длительности τ КОВФИ снималось вручную с графика зависимости $\varepsilon = \varepsilon(\tau^{trial})$. Эта зависимость характерна тем, что по мере увеличения значений τ^{trial} от 15 до 40 секунд, относительная погрешность ε сначала резко снижается, а затем стабилизируется на некотором уровне. Значение τ^{trial} , при котором относительная погрешность выходит на асимптотически плоский участок, принималось за окончательную оценку длительности τ . Иллюстрация процедуры оценки стационарной временной функции источника приведена на рис. 2, на примере станции ВЈТ (Вaijiatuan, Китай).

На рис. 3 показаны временные функции источника на отдельных станциях. Видно, что для станций, близких по азимуту, формы функций схожи. Это свидетельствует об устойчивости процедуры деконволюции. Кроме того, отчетливо проявляется зависимость длительности от азимута - эффект Допплера. Минимальная длительность КОВФИ наблюдается на станциях, расположенных в азимуте 214° - 236° , максимальная – в северо-восточном секторе. Такое отличие, указывает на преимущественное распространение разрыва в юго-западном направлении.

Затем проводился расчет центра тяжести e_1 и второго центрального момента e_2 от КОВФИ

$$\text{для отдельных станций: } e_1 = \frac{\int_0^\tau t S(t) dt}{\int_0^\tau S(t) dt}, \quad e_2 = \frac{\int_0^\tau t^2 S(t) dt}{\int_0^\tau S(t) dt} - e_1^2$$

В таблице 3 приведены значения временных моментов e_1 , e_2 и длительности τ КОВФИ для использованных станций.

Далее по данным о моментах e_1 и e_2 на отдельных станциях на основе формул (34а, 34б) были составлены системы уравнений для моментов очага соответствующего порядка.

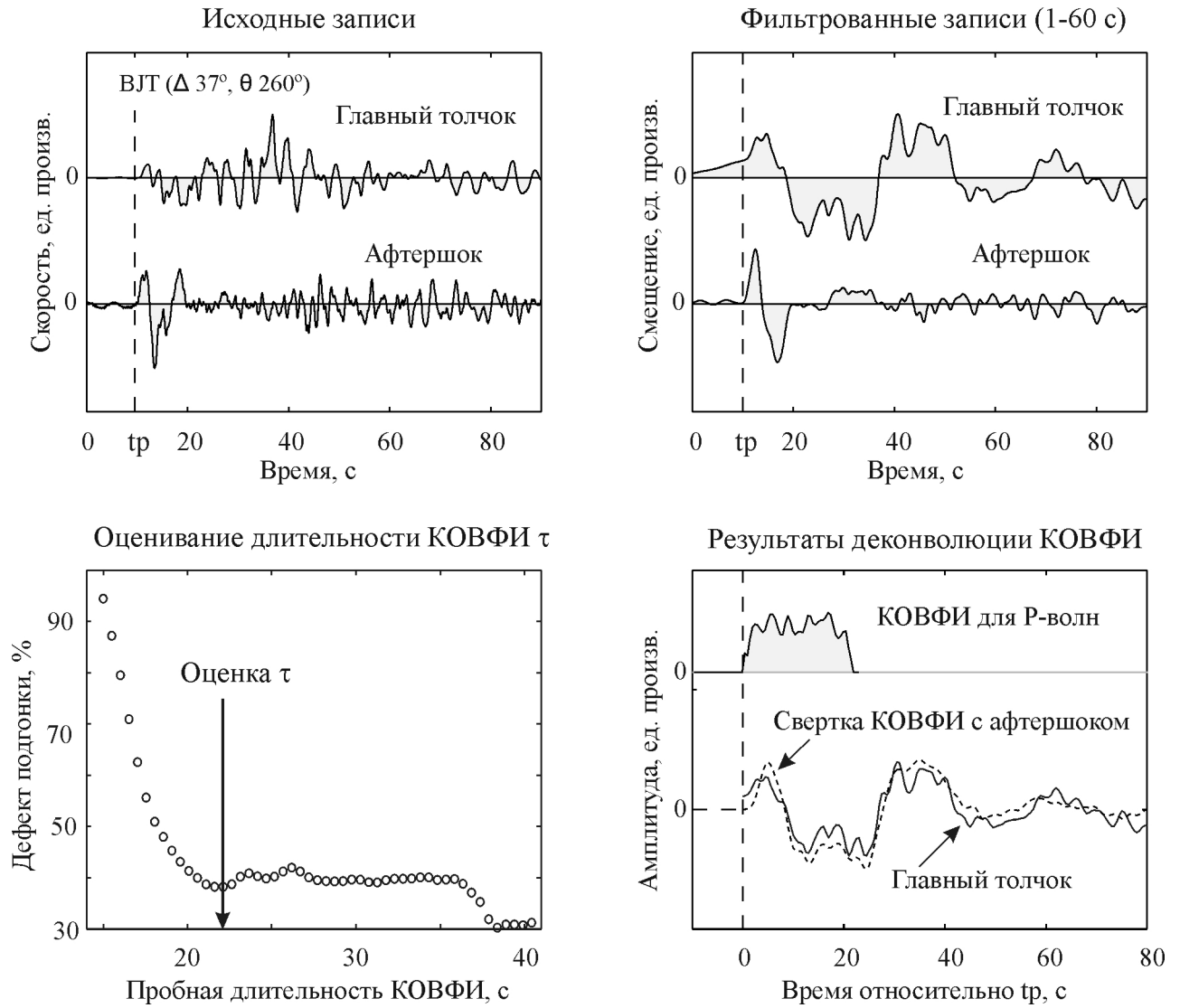


Рис 2. Иллюстрация процедуры расчета кажущейся относительной временной функции источника (КОВФИ). Вверху слева – исходные широкополосные записи скорости смещений для основного толчка и афтершока; отмечено время вступления Р-волны. Вверху справа – соответствующие смещения, профильтрованные в полосе частот 0.0167-1 Гц (1- 60 с). Внизу слева – иллюстрация процедуры оценки длительности КОВФИ; стрелкой показана принятая длительность КОИФИ, равная 22с. Справа внизу: на верхнем графике - КОВФИ, полученная в результате деконволюции; на нижнем графике - сравнение записи основного толчка (сплошная линия) с результатом свертки записи афтершока и КОВФИ (штриховая линия).

Уравнения для степенных моментов очага первого порядка (34а) образуют линейную систему относительно компонент вектора- столбца $\mathbf{M}_1 = [M_t, M_x, M_y]^T$:

$$\mathbf{A}_1 \mathbf{M}_1 = \mathbf{b}_1 \quad (41)$$

Матрица \mathbf{A}_1 состоит из строк $[1, a_{1k}, a_{2k}] \equiv [1, a_1(\mathbf{x}_k), a_2(\mathbf{x}_k)]$, ($k = 1, 2, \dots, N$), N - число наблюдений; вектор-столбец \mathbf{b}_1 имеет компоненты $e_{1k} \equiv e_1(\mathbf{x}_k)$. Коэффициенты a_{1k}, a_{2k} , входящие в эти уравнения могут быть записаны через производную годографа Р-волны по эпицентральному расстоянию:

$$a_{1k} = -\frac{R_E}{R_E - h} \frac{\partial T^P(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}_k)}{\partial \Delta} \cos \theta_k, \quad a_{2k} = -\frac{R_E}{R_E - h} \frac{\partial T^P(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}_k)}{\partial \Delta} \sin \theta_k, \quad (42)$$

где R_E - радиус Земли; $h = y_3^0$ - глубина гипоцентра; θ_k - азимут на приемник; Δ - эпицентральное расстояние в километрах. Численные значения производных годографа $\frac{\partial T^P(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}_k)}{\partial \Delta}$ для

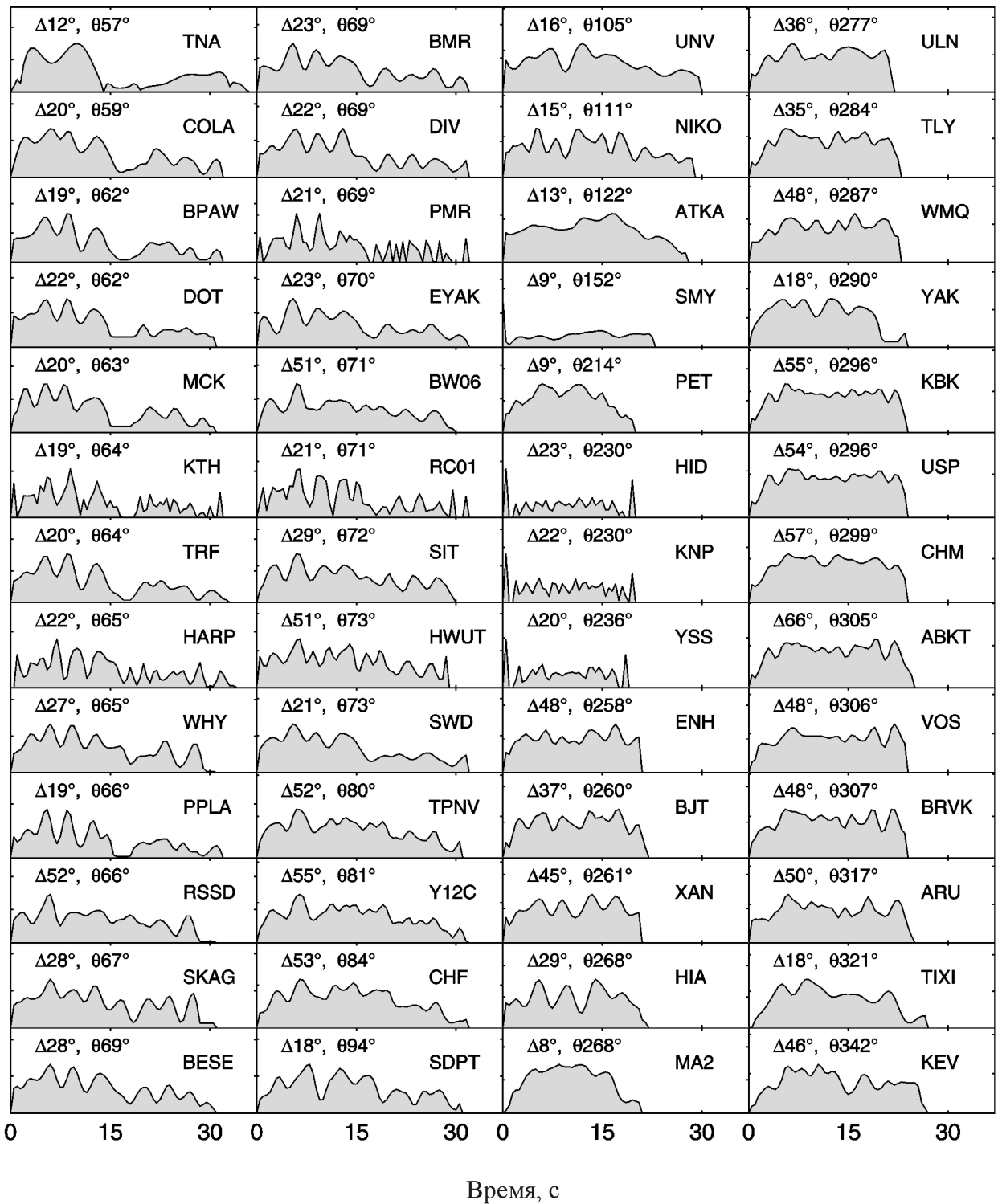


Рис. 3. Кажущиеся относительные временные функции источника (КОВФИ) для использованных станций. Для каждой из станций приведены значения эпицентрального расстояния Δ и азимута θ .

отдельных станций рассчитывалась по модели IASPEI91 [12] с использованием web-приложения (<http://www-gpi.physik.uni-karlsruhe.de/pub/widmer/IASP91/iasp91.html>).

Аналогично, для моментов 2-го порядка из формулы (34б) имеем систему уравнений

$$\mathbf{A}_2 \mathbf{M}_2 = \mathbf{b}_2 \quad (43)$$

где матрица \mathbf{A}_2 состоит из строк $[1, 2a_{1k}, 2a_{2k}, a_{1k}^2, 2a_{1k}a_{2k}, a_{2k}^2]$; вектор-столбец \mathbf{b}_2 имеет компоненты $e_{2k} \equiv e_2(\mathbf{x}_k)$, ($k = 1, 2, \dots, N$); $\mathbf{M}_2 = [M_{tt}, M_{xt}, M_{yt}, M_{xx}, M_{xy}, M_{yy}]^T$.

Системы (41), (43) решались стандартным методом наименьших квадратов (МНК).

Таблица 3. Используемые сейсмические станции и результаты обработки записей Р-волн.

Код Станции	Расстояние Δ°	Азимут θ°	e_1 с	e_2 с ²	τ с
TNA	12.1	57	13.8	100.0	36.0
COLA	20.4	59	12.5	71.6	32.0
BPAW	19.2	62	11.9	68.5	32.0
DOT	22.3	62	12.3	69.4	31.0
MCK	20.2	63	11.9	66.0	31.0
KTH	19.4	64	12.5	70.2	32.0
TRF	19.7	64	12.4	71.0	33.0
HARP	22.2	65	13.6	70.6	34.0
WHY	27.4	65	12.7	62.8	31.0
PPLA	18.9	66	12.2	68.6	32.0
RSSD	52.0	66	12.8	60.1	31.0
SKAG	27.7	67	13.2	65.6	31.0
BESE	28.4	69	12.8	64.1	31.0
BMR	22.9	69	13.1	69.6	32.0
DIV	22.3	69	12.7	67.8	32.0
PMR	20.7	69	12.6	62.7	32.0
EYAK	22.6	70	13.3	69.7	32.0
BW06	50.6	71	13.0	60.3	30.0
RC01	20.5	71	12.5	65.1	32.0
SIT	28.9	72	13.2	63.2	30.0
HWUT	50.6	73	12.9	58.6	29.0
SWD	21.0	73	12.7	69.4	32.0
TPNV	52.0	80	13.5	62.0	31.0
Y12C	55.5	81	13.9	63.1	32.0
CHF	53.3	84	13.9	59.0	32.0
SDPT	17.8	94	13.5	60.1	31.0
UNV	15.8	105	13.5	60.6	30.0
NIKO	15.2	111	13.2	57.2	29.0
ATKA	13.4	122	13.0	49.1	28.0
SMY	9.1	152	12.0	41.7	23.0
PET	9.2	214	9.5	23.5	20.0
HID	23.4	230	9.8	31.9	20.0
KNP	22.1	230	9.6	31.3	20.0
YSS	19.8	236	9.4	29.0	19.0
ENH	48.3	258	10.8	33.1	21.0
BJT	37.2	260	11.1	32.9	22.0
XAN	45.5	261	10.8	32.1	21.0
HIA	28.7	268	10.7	32.8	22.0
MA2	8.2	268	10.0	22.7	21.0
ULN	35.8	277	11.4	34.2	22.0
TLY	34.9	284	11.8	36.2	23.0
WMQ	48.0	287	12.0	38.1	23.0
YAK	17.6	290	10.6	32.4	24.0
KBK	54.6	296	12.3	40.2	24.0
USP	54.3	296	12.4	41.2	24.0
CHM	57.2	299	12.3	39.3	24.0
ABKT	65.6	305	12.7	42.4	25.0
VOS	48.4	306	12.6	42.2	24.0
BRVK	48.4	307	12.3	41.4	24.0
ARU	50.0	317	12.4	44.4	25.0
TIXI	18.2	321	12.4	40.5	27.0
KEV	46.3	342	13.2	47.5	27.0

Примечание. θ – азимут из эпицентра на станцию; e_1 – нормированный степенной момент 1-го порядка от кажущейся относительной временной функции источника (КОВФИ); e_2 – центральный степенной момент 2-го порядка от КОВФИ; τ – длительность импульса КОВФИ.

Расчет моментов очага производился для двух вариантов: А) горизонтальный линейный очаг с неизвестной ориентацией; Б) горизонтальный линейный очаг с известной ориентацией (ориентация линии очага фиксировалась по результатам варианта А).

Для варианта А рассчитывались моменты первого порядка M_t, M_x, M_y и моменты второго порядка $M_{tt}, M_{xt}, M_{yt}, M_{xx}, M_{xy}, M_{yy}$. Для векторов $\mathbf{d} = [M_x, M_y]$ и $\mathbf{q} = [M_{xt}, M_{yt}]$ рассчитывали их величины $d = |\mathbf{d}|$ и $q = |\mathbf{q}|$, и азимуты их направлений θ^d и θ^q ,

а для тензора $\mathbf{P} = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{xy} & M_{yy} \end{pmatrix}$ - его главные значения P_1 и P_2 ($P_1 \geq P_2$), а также направление θ^p главного вектора \mathbf{p} , соответствующего наибольшему главному значению P_1 . Из формул (35) следует, что углы θ^d , θ^q и θ^p являются оценками азимута θ_s направления линии очага.

При расчетах по варианту Б фиксировали азимут направления линии очага, полагая $\theta_s = \theta^d$, где θ^d - азимут направления вектора $\mathbf{d} = [M_x, M_y]$ в варианте (А). В этом случае решались системы уравнений аналогичные системам (41), (43). Для моментов первого порядка рассчитывался вектор $\mathbf{M}_1 = [M_t, M_\xi]^T$ по системе уравнений типа (41) с матрицей \mathbf{A}_1 , состоящей из строк $[1, a_k]$, ($k = 1, 2, \dots, N$), где

$$a_k = a_{1k}(\mathbf{x}) \cos(\theta^d) + a_{2k}(\mathbf{x}) \sin(\theta^d).$$

Для моментов второго порядка рассчитывался вектор $\mathbf{M}_2 = [M_{tt}, M_{\xi t}, M_{\xi\xi}]^T$ по системе уравнений типа (43) с матрицей \mathbf{A}_2 , состоящей из строк $[1, 2a_k, a_k^2]$.

На заключительном этапе расчетов проводили интерпретацию моментов очага порядка 1 и 2 в рамках параметрической модели Хаскелла для двустороннего разрыва.

Параметры модели Хаскелла (l, L и v_r) оценивали по формулам (8). Для параметров l и L из этих формул следуют выражения

$$l = M_\xi = d, \quad L = (12M_{\xi\xi})^{1/2} = (12P_1)^{1/2}.$$

Степень асимметрии разрыва характеризуется параметром $\kappa = 2l/L$. Для скорости испарывания v_r можно получить три оценки $v_r^{(1)}, v_r^{(2)}, v_r^{(3)}$, используя различные комбинации параметров, которые получаются из формул (8)

$$v_r^{(1)} = \frac{L}{4M_t}(1 + \kappa^2), \quad v_r^{(2)} = \frac{L^2}{4q}\kappa(3 - \kappa^2), \quad v_r^{(3)} = \left(\frac{L^2}{48M_{tt}}(1 + 6\kappa^2 - 3\kappa^4) \right)^{1/2}.$$

Длительность работы очага (длительность процесса разрыва) оценивали по формуле

$$T = L_1 / v_r^{cp}, \quad \text{где } L_1 = L(1 + \kappa) / 2 \text{ - длина наибольшего плеча сегмента очага; } v_r^{cp} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 v_r^{(i)} \text{ -}$$

среднее значение скорости разрыва.

Наряду со степенными моментами кажущейся относительной временной функции источника еще одной ее характеристикой является длительность τ . По данным о длительности КОВФИ оценивали пространственно-временное положение точки остановки длинного плеча разрыва относительно эпицентра и времени в очаге.

Рассмотрим сначала случай однонаправленного разрыва. Процедура инверсии длительности КОВФИ в этом случае основана на следующей формуле [3]

$$\tau(\mathbf{x}_k) = \frac{L_1}{v_r} - \frac{R_E}{R_E - h} L_1 \cos(\theta_k - \theta_r) \frac{\partial T^P(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}_k)}{\partial \Delta}, \quad (44)$$

где $\tau(\mathbf{x}_k)$ - длительность импульса волны определенного типа (в данном случае Р-волны) на станции, расположенной в азимуте θ_k на расстоянии Δ (км) от эпицентра; R_E - радиус Земли; $h = y_3^0$ - глубина гипоцентра; L_1 - длина (линейного) источника; θ_r - азимут направления распространения разрыва; v_r - скорость распространения фронта разрыва.

Рассмотрим теперь случай асимметричного двустороннего разрыва, состоящего из двух «плеч» L_1 и L_2 ($L_1 > L_2$) и имеющего общую длину $L = L_1 + L_2$. В этом случае излученный из очага импульс является суммой импульсов от длинного и короткого плеча, а его длительность определяется наибольшей из длительностей этих двух импульсов. При этом длительность от плеча с длиной L_2 дается формулой

$$\tau(\mathbf{x}_k; L_2) = \frac{L_2}{v_r} + \frac{R_E}{R_E - h} L_2 \cos(\theta_k - \theta_r) \frac{\partial T^P(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}_k)}{\partial \Delta},$$

в которой перед вторым членом стоит знак «+», а не «-» как в формуле (44). Это связано с тем, что направление вспарывания для короткого плеча противоположно таковому для длинного плеча.

Формула (44) остается применимой, если выполнено условие

$$\tau(\mathbf{x}_k; L_2) \leq \tau(\mathbf{x}_k; L_1)$$

где $\tau(\mathbf{x}_k; L_1)$ определяется формулой (44). Это условие можно записать в виде

$$\cos(\theta_k - \theta_r) \frac{\partial T^P(\mathbf{y}^0, \mathbf{x}_k)}{\partial \Delta} \leq \frac{1}{v_r} \frac{L_1 - L_2}{L_1 + L_2}. \quad (45)$$

Таким образом, при выполнении условия (45) в случае асимметричного разрыва по данным о длительности КОВФИ можно оценить положение точки остановки длинного «плеча» разрыва относительно эпицентра, азимут преимущественного направления распространения разрыва; длину наибольшего из двух плеч разрыва, а также, длительность излучения и скорость фронта разрыва для преимущественного направления вспарывания.

Перепишем соотношение (44) в виде уравнения

$$X_1 + a_{1k} X_2 + a_{2k} X_3 = \tau_k, \quad (46)$$

где $X_1 = \frac{L_1}{v_r}$, $X_2 = L_1 \cos(\theta_r)$, $X_3 = L_1 \sin(\theta_r)$, а коэффициенты $a_{1k} \equiv a_1(\mathbf{x}_k)$, $a_{2k} \equiv a_2(\mathbf{x}_k)$

определяются формулами (42а), (42б), соответственно.

Уравнения (46), записанные для станций, на которых есть оценки правых частей, образуют линейную систему относительно неизвестного вектора-столбца $\mathbf{X} = [X_1, X_2, X_3]^T$, характеризующего пространственно-временное положение точки остановки длинного плеча разрыва относительно эпицентра и времени в очаге:

$$\mathbf{A}_1 \mathbf{X} = \mathbf{b}_3, \quad (47)$$

Матрица \mathbf{A}_1 - та же, что и в системе (41), она состоит из строк $[1, a_{1k}, a_{2k}] \equiv [1, a_1(\mathbf{x}_k), a_2(\mathbf{x}_k)]$, ($k = 1, 2, \dots, N$), N - число наблюдений; вектор-столбец \mathbf{b}_3 имеет компоненты $\tau_k \equiv \tau(\mathbf{x}_k)$. Система (47) решалась стандартным методом МНК. Используя различные комбинации компонент вектора \mathbf{X} , оценивали азимут θ_r преимущественного направления разрыва, длину L_1 наибольшего из двух плеч разрыва и скорость распространения разрыва v_r для преимущественного направления вспарывания.

МНК-решение системы линейных уравнений $\mathbf{AX} = \mathbf{b}$ находится по формуле (см., например, [5])

$$\mathbf{X}^* = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{b}.$$

Для среднеквадратического отклонения i -той компоненты решения имеются оценки

$$\sigma(X_i^*) = (\sigma_{\text{ост}}^2 D_{ii})^{1/2}, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (48)$$

где D_{ii} - i -тый диагональный элемент матрицы $\mathbf{D} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1}$;

$\sigma_{\text{ост}}^2$ - остаточная дисперсия:

$$\sigma_{\text{ост}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (b_i - b_i^c)^2}{N - n}; \quad (49)$$

b_i^c , ($i = 1, 2, \dots, N$) - компоненты вектора $\mathbf{b}^c = \mathbf{AX}^*$; N - число уравнений; n - число неизвестных.

4. Результаты

Результаты расчетов параметров очага приведены в таблицах 4-8 и отражены на рис. 4-6. В таблицах 4-8 приведены оценки параметров очага Олюторского землетрясения вместе с оценками их точности. Оценки точности (среднеквадратические отклонения) получены либо непосредственно из решений МНК, либо путем переноса ошибок. В таблицах 4, 5, 7 также приведены значения остаточного среднеквадратического отклонения $\sigma_{\text{ост}}$.

В таблице 4 представлены оценки компонент вектора \mathbf{M}_1 и производных параметров очага для моделей (А), (Б). В таблице 5 - оценки компонент вектора \mathbf{M}_2 для моделей (А), (Б). В таблице 6 - оценки производных параметров очага Олюторского землетрясения, рассчитанных по моментам очага второго порядка. В таблице 7 - оценки компонент вектора \mathbf{X} , характеризующего пространственно-временное положение точки останова юго-западного плеча разрыва относительно эпицентра и времени в очаге, и производные параметры. В таблице 8 приведены значения параметров модели Хаскелла, рассчитанные по моментам очага порядков 1 и 2.

На рис. 4 проводится сравнение наблюдаемых и рассчитанных по модели (вариант А) значений степенных моментов e_1 , e_2 , и длительности τ . Результаты сравнения представлены двумя способами: длиной радиуса на круговых диаграммах и положением точек на плоскости с координатами x – наблюдаемое значение, y – расчетное значение. Во втором способе качество подгонки иллюстрируется отклонением точек от диагонали. Для большей наглядности на круговых диаграммах из наблюдаемых и рассчитанных значений вычтена постоянная величина и отображены величины: e_1-9 с (А), e_2-20 с² (Б) и $\tau-16$ с (В). На круговых диаграммах показано направление линии очага, азимут которой определен по соответствующим наблюдениям, а также секторы, характеризующие точность (половина раствора равна *двойному* среднеквадратическому отклонению для азимута). Качество подгонки мы сочли удовлетворительным - разброс точек на графиках Г-Д относительно диагонали невелик.

На рис. 5, 6 представлены карты-схемы, на которых показано положение реконструированного очага Олюторского землетрясения по отношению к облаку афтершоков и разрывным поверхностным нарушениям. Использованы два варианта реконструкции горизонтального линейного источника с неизвестной ориентацией: (1) по данным о моментах e_1 и e_2 от КОВФИ и (2) по данным о длительности τ КОВФИ.

В первом варианте очаг конструируется по оценкам его степенных моментов и определяется геометрическим центром, ориентацией и размером. Геометрический центр совмещается с центром тяжести, положение которого относительно эпицентра определяется вектором $\mathbf{d} = [M_x, M_y]$ (вариант А). Направление линии очага ориентируется по вектору \mathbf{d} . На линии очага строятся его концы. Для этого в обе стороны от центра очага откладываются половинки его длины, определенной по модели Хаскелла (вариант Б).

Во втором варианте положение юго-западного конца очага относительно эпицентра (точка останова разрыва) определяется по результатам инверсии длительности - длине наибольшего плеча и азимуту преимущественного направления распространения фронта. Северо-восточный конец достраивается откладыванием меньшего плеча, длина которого определяется по длине большего плеча с учетом расстояния от эпицентра до центра тяжести. Для расстояния от эпицентра до центра тяжести использована оценка, принятая в первом варианте – длина вектора \mathbf{d} .

На карте рис. 5 показан первый вариант реконструкции очага, на карте рис. 6 – оба. Для большей наглядности в качестве оценок точности, представленных на рис. 5, 6, приняты удвоенные значения среднеквадратических отклонений соответствующих величин.

Афтершоки, эпицентры которых показаны на рис. 5, произошли в период 20-23 апреля 2006 г.; использованы координаты по данным каталога PDE NEIC. Данные о разрывных нарушениях, отображенные на рис. 6, были любезно предоставлены Т.К. Пинегиной (Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН).

5. Обсуждение результатов

Ориентация очага и азимут преимущественного направления вспарывания. Поскольку очаг линейный, то векторы \mathbf{d} (пространственных моментов первого порядка), \mathbf{q} (пространственно-временных моментов второго порядка) и \mathbf{p} (главной оси наибольшего собственного значения тензора пространственных моментов второго порядка) должны лежать на линии очага. При этом

Таблица 4. Результаты расчетов моментов очага порядка 1 и производные параметры.

Вариант Расчета	M_t с	$M_x (M_{\bar{x}t})$ км	M_y км	d км	θ^d град	$\sigma_{ост}$ с
А	11.9 ± 0.1	-11.7 ± 2.5	-10.6 ± 1.3	15.8 ± 1.9	222.2 ± 7.7	0.68
Б	11.9 ± 0.1	15.8 ± 1.6	—	15.8 ± 1.6	$222.2^{*)}$	0.68

*) зафиксировано

Таблица 5. Результаты расчетов моментов очага порядка 2.

Вариант Расчета	M_{tt} с ²	$M_{xt} (M_{\bar{x}t})$ км·с	M_{yt} км·с	$M_{xx} (M_{\bar{x}x})$ км ²	M_{xy} км ²	M_{yy} км ²	$\sigma_{ост}$ с ²
А	43.6 ± 1.6	-83.6 ± 8.0	-90.9 ± 3.7	548.9 ± 261.4	479.9 ± 91.2	425.5 ± 28.5	3.47
Б	43.1 ± 0.8	128.3 ± 4.1	—	1060.5 ± 157.7	—	—	3.51

Таблица 6. Оценки производных параметров очага, рассчитанных по моментам 2 порядка.

Вариант Расчета	q км·с	θ^q град	$P_1 (M_{\bar{x}x})$ км ²	P_2 км ²	θ^p град
А	123.3 ± 5.4	227.5 ± 3.2	971.0 ± 216.4	3.4 ± 220.8	221.3 ± 8.5
Б	128.3 ± 4.1	$222.2^{*)}$	1060.5 ± 157.7	0	$222.2^{*)}$

*) зафиксировано

Таблица 7. Оценки компонент вектора X и производные параметры.

$L_1 \cos(\theta_r)$ км	$L_1 \sin(\theta_r)$ км	$T = L_1/v_r$ с	L_1 км	θ_r град	v_r км/с	$\sigma_{ост}$ с
-45.5 ± 3.6	-54.6 ± 1.9	26.1 ± 0.1	71.0 ± 2.5	230.2 ± 2.6	2.7 ± 0.1	1.0

Таблица 8. Значения параметров модели Хаскелла.

Вариант Расчета	L км	l км	L_1 км	L_2 км	κ	$v_r^{(1)}$ км/с	$v_r^{(2)}$ км/с	$v_r^{(3)}$ км/с	v_r^{cp} км/с	T С
А	107.9 ± 12.0	15.8 ± 1.9	69.8 ± 6.3	38.2 ± 6.3	0.29 ± 0.05	2.5 ± 0.3	3.3 ± 0.9	2.9 ± 0.4	2.9 ± 0.4	24.2 ± 4.3
Б	112.8 ± 8.4	15.8 ± 1.6	72.2 ± 4.5	40.6 ± 4.5	0.28 ± 0.03	2.6 ± 0.2	3.4 ± 0.6	3.0 ± 0.2	3.0 ± 0.3	24.3 ± 2.9

направления векторов \mathbf{d} и \mathbf{q} отражают направление преимущественного распространения разрыва в очаге, а азимут направления вектора \mathbf{p} имеет неопределенность $\pm 180^\circ$. Будем считать, что азимут линии очага θ_s совпадает с азимутом преимущественного распространения разрыва. Имеем четыре независимые оценки θ_s . Три оценки по моментам: 1) по азимуту вектора \mathbf{d} : $\theta^d = 222.2 \pm 7.7^\circ$; 2) по азимуту вектора \mathbf{q} : $\theta^q = 227.5 \pm 3.2^\circ$; 3) по азимуту вектора \mathbf{p} : $\theta^p = 221.3 \pm 8.5^\circ$. Четвертая оценка получена при инверсии длительности: $\theta_r = 230.2 \pm 2.6^\circ$. Усредняя эти четыре независимые оценки, получаем $\theta_s^{cp} = 225.3 \pm 3^\circ$. Значение θ_s^{cp} хорошо согласуется с азимутом простирания $\varphi_s = 44^\circ$ (224°) одной из двух нодальных плоскостей по данным Гарвардского каталога СМТ (таблица 2).

Расстояние “эпицентр - пространственный центр тяжести очага” d . Для этого параметра получены две оценки (таблица 4): $d^{(A)} = 15.8 \pm 1.9$ км – для варианта А с неизвестным азимутом направления линии очага; $d^{(B)} = 15.8 \pm 1.6$ км – для варианта Б с фиксированным азимутом $\theta_s = 222.2^\circ$. Это значение азимута рассчитано по моментам первого порядка в модели А. Как и

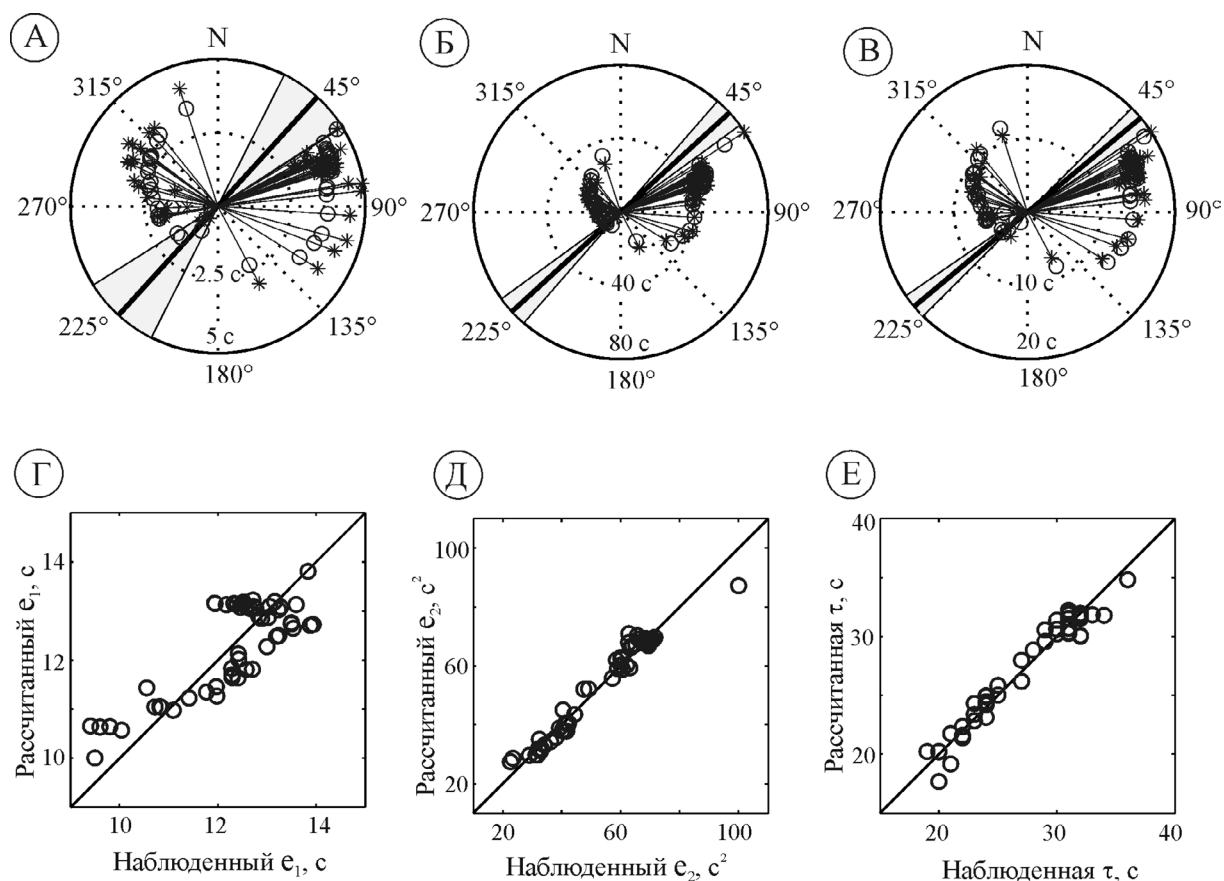


Рис. 4. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных по решению МНК величин. На круговых диаграммах верхнего ряда представлены наблюдаемые (звездочки) и расчетные (кружки) значения моментов 1-го порядка e_1 (А), моментов 2-го порядка e_2 (Б), и длительности КОВФИ τ (В) в зависимости от азимута. Для большей наглядности отображены величины: e_1 -9 с (А), e_2 -20 c^2 (Б) и τ -16 с (В). Жирной линией показано направление линии очага, азимут которой определен по соответствующим наблюдениям. В случае (Б) приведено направление, определенное по азимуту θ^a . Секторы характеризуют точность определения направления линии очага (половина раствора равна двойному среднеквадратическому отклонению для азимута). На графиках Г-Е нижнего ряда величины e_1 , e_2 и τ приведены на плоскости в координатах «наблюденная» - «рассчитанная» величины; точки на диагонали соответствуют идеальной подгонке.

следовало ожидать оценки близки. Среднеквадратическое отклонение для d в модели Б несколько меньше за счет уменьшения числа оцениваемых параметров.

Линейные размеры очага. В рамках непараметрического подхода (инверсия длительности) удастся оценить длину L_1 наибольшего плеча очага - расстояние от эпицентра до точки остановки разрыва в направлении преимущественного вспарывания. Комбинируя значение $L_1 = 71.0 \pm 2.5$ км (таблица 7) с оценкой для расстояния от эпицентра до центра тяжести $d = 15.8 \pm 1.6$ км (таблица 4, вариант Б), получаем оценки полной длины разрыва $L = 2(L_1 - d) = 110.4 \pm 5.9$ км, и длины короткого плеча разрыва $L_2 = L_1 - 2d = 39.4 \pm 3.5$ км. Поступая так, мы предполагаем, что центр тяжести находится в середине линейного сегмента, моделирующего очаг. Эти оценки можно сопоставить с оценками L , L_1 и L_2 , полученными в рамках параметрической модели Хаскелла (таблица 8). Для варианта Б: $L = 112.8 \pm 8.4$ км, $L_1 = 72.2 \pm 4.5$ км, $L_2 = 40.6 \pm 4.5$ км. Наблюдается хорошее согласие двух типов оценок.

Инверсия длительности названа непараметрическим подходом, потому что при выводе формулы (44) для длительности не предполагается знание конкретного вида функции подвижки. Эта формула выражает запаздывание прихода Р-волны от конца очага, соответствующего наибольшему плечу, по отношению к вступлению - приходу Р-волны от гипоцентра. Поэтому оценку длинного плеча L_1 для можно считать непараметрической.

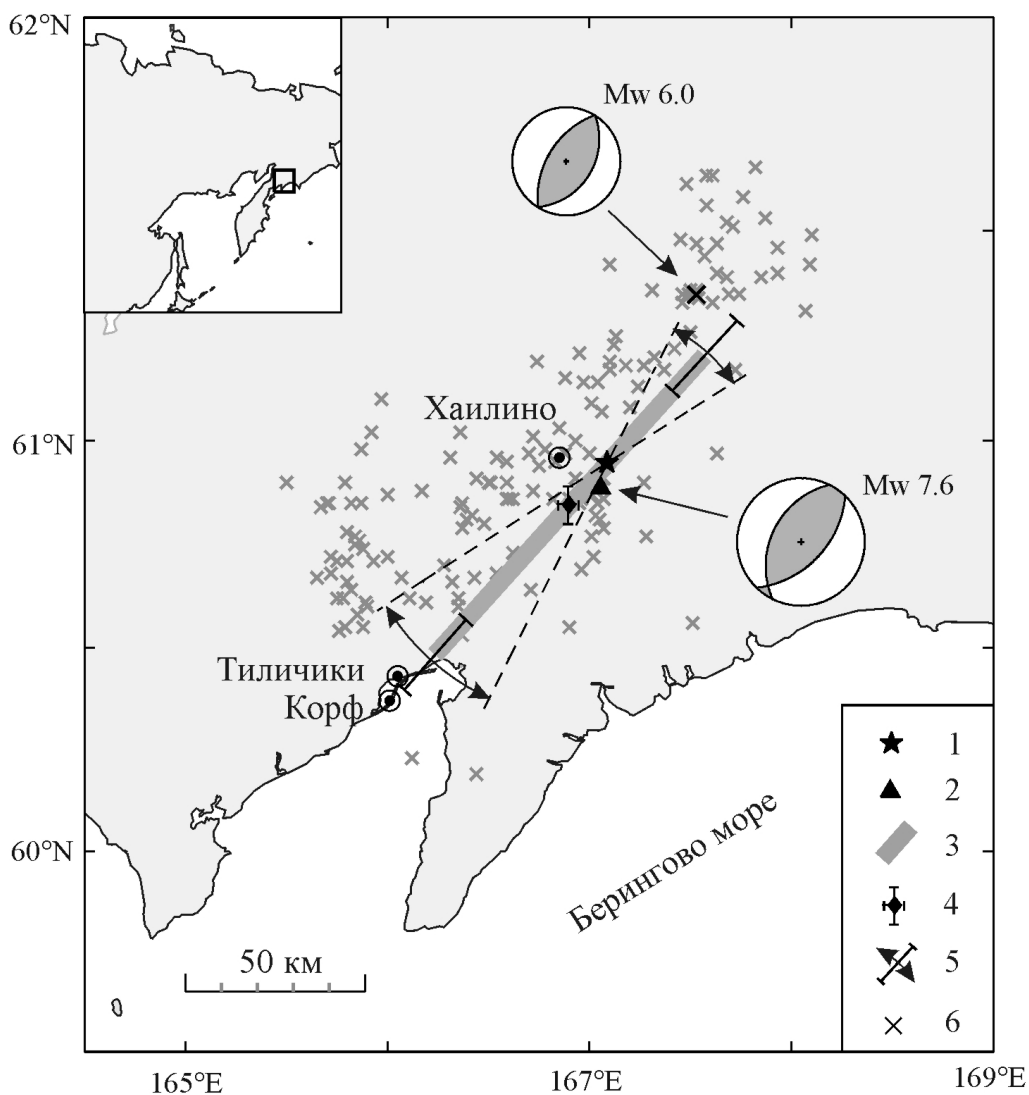


Рис. 5. Карта-схема с результатами реконструкции очага Олюторского землетрясения и афтершоками. На врезке показано расположение района исследования.

1 – инструментальный эпицентр по данным каталога PDE NEIC; 2 – эпицентр СМТ центраида; 3 – проекция очага на поверхность (реконструкция по варианту 1, см. текст); 4 – центр тяжести очага и оценки точности его координат; 5 – оценки точности длины очага и его направления; 6 – эпицентры афтершоков (жирным крестиком выделен эпицентр афтершока 21.04.2006 г.). Для основного толчка и афтершока приведены их механизмы (в стереографической проекции нижней полусферы). Для оценок точности использованы двойные среднеквадратические отклонения.

Скорость вспарывания разрыва. В принципе, скорость вспарывания разрыва может зависеть от направления. В рамках непараметрического подхода удается оценить среднюю скорость вспарывания разрыва в юго-западном направлении: $v_r = 2.7 \pm 0.1$ км/с (таблица 7). Это значение можно сопоставить с оценками скорости распространения разрыва (таблица 8), полученными в рамках параметрической модели Хаскелла, в которой скорость вспарывания для обоих направлений одинакова. Среднее значение скорости v_r для варианта А равно $v_r^{cp} = 2.9 \pm 0.4$ км/с, а для варианта Б - $v_r^{cp} = 3.0 \pm 0.3$ км/с. Согласие оценок v_r при непараметрическом подходе и в модели Хаскелла позволяет сделать вывод о близости значений скорости вспарывания в юго-западном и северо-восточном направлениях. Сопоставляя полученные значения скорости распространения фронта разрыва со средней скоростью распространения S-волн в коре $c_s \approx 3.5$ км/с, получаем типичное значение $v_r/c_s = 0.75-0.85$ км/с.

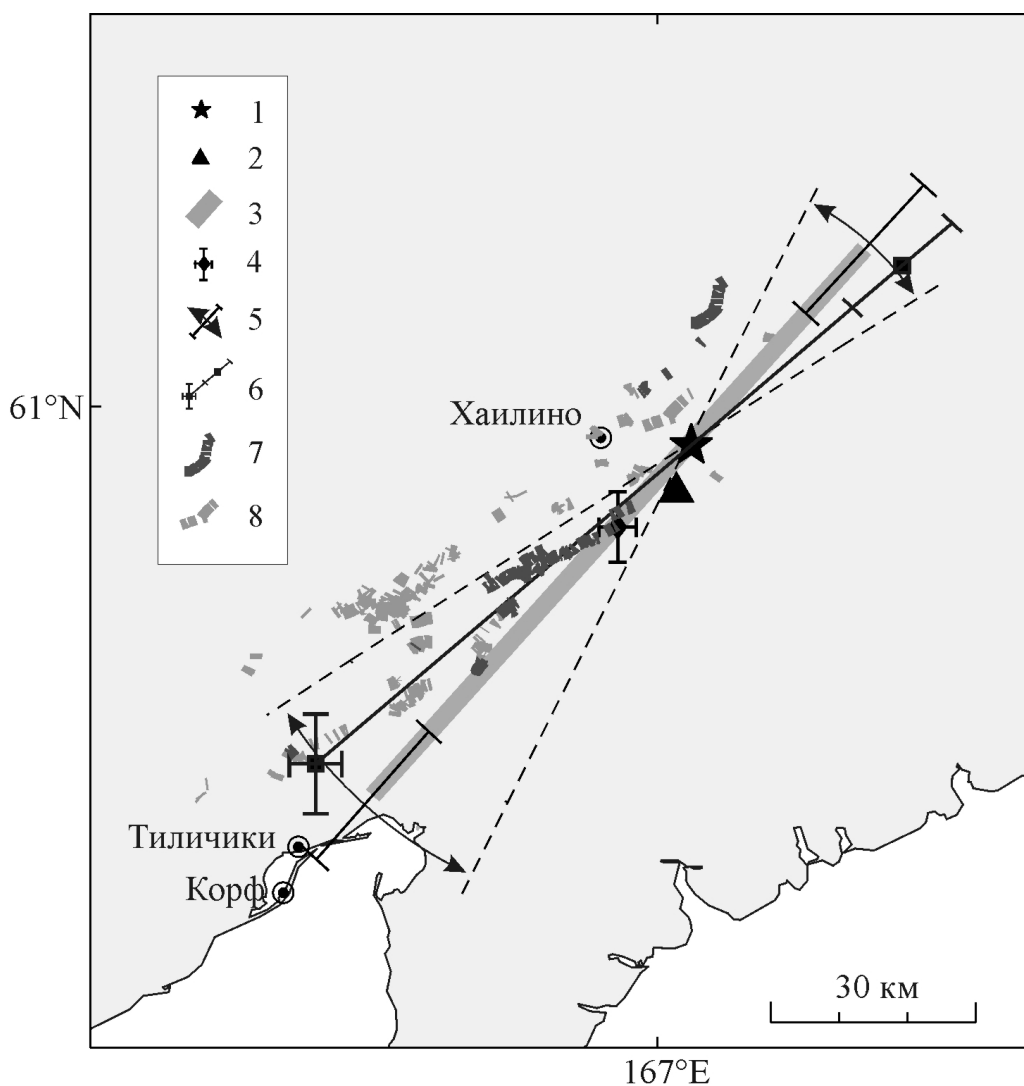


Рис. 6. Карта-схема с результатами реконструкции очага Олюторского землетрясения и местами разрывных нарушений.

1 – инструментальный эпицентр по данным каталога PDE NEIC; 2 – эпицентр СМТ центроида; 3 – проекция очага на поверхность; 4 – центр тяжести очага и оценки точности; 5 – оценки точности длины и направления очага (3-5 – реконструкция по варианту 1, см. текст); 6 – проекция очага, реконструированного по данным о длительности τ (вариант 2, см. текст); 7 – выходы магистрального разрыва на поверхность; 8 – вторичные разрывные нарушения (7, 8 – по данным Т.К. Пинегиной). Для оценок точности использованы двойные среднеквадратические уклонения.

Длительность работы источника. Оценка длительности вспарывания разрыва в рамках непараметрической модели составляет $T^{(1)} = 26.1 \pm 0.1$ с (таблица 7). Для модели Хаскелла (таблица 8, вариант Б) имеем оценку $T^{(2)} = 24.3 \pm 2.9$ с. Согласие двух типов оценок удовлетворительное.

Отметим, что значения всех приведенных параметров очага сопровождаются оценками их точности. Однако, эти оценки, полученные либо непосредственно из решений МНК (формула (48)), либо путем переноса ошибок, являются, по-видимому, излишне оптимистическими. Реальный диапазон ошибок, скорее всего, в 1.5-2 раза шире, поскольку предположения, лежащие в основе модели, использованной при интерпретации, в той или иной степени нарушаются в реальности.

Одним из источников неконтролируемых ошибок является различие в глубинах гипоцентров основного толчка и афтершока. Другой источник потенциальных ошибок кроется в использовании метода эмпирических функций Грина на эпицентральных расстояниях, для которых применимость метода остается невыясненной. В теоретической части работы применимость метода была обоснована для случая, когда запись основного толчка и ЭФГ включают лишь фазы P, pP, sP. Это условие для корового очага соблюдается в интервале эпицентральных расстояний $\approx 30^\circ - 70^\circ$. В настоящей работе использованы записи станций на эпицентральных расстояниях от 9° до 66° . Таким образом, использование части записей (на

эпицентральных расстояниях менее 30°), вообще говоря, не обосновано. С другой стороны, без этих данных покрытие по азимуту оказывается недостаточным, чтобы обеспечить численную устойчивость расчетов (особенно для моментов второго порядка). Положение можно улучшить, привлекая дополнительные данные по объемным (SH, SV) и поверхностным волнам. Прояснить же применимость метода ЭФГ на эпицентральных расстояниях до 30° можно пытаться с помощью численного моделирования.

Кроме того, имеется источник неопределенности в оценках параметров очага внутренне присущий методу эмпирических функций Грина. Это связано с тем, что афтершок, строго говоря, не является точечным источником, и эффекты протяженности его очага могут исказить оценки параметров основного толчка. Попытаемся оценить и, по возможности, скорректировать эти искажения в нашем случае. Можно показать, что те величины, которые определяются при решении систем уравнений для степенных моментов, на самом деле, являются разностями между моментами очага основного толчка и соответствующими моментами очага афтершока. Используем это обстоятельство, а также допустим, что очаги основного толчка и афтершока параллельны и геометрически подобны. Коэффициент подобия определяется отношением скалярных сейсмических моментов и равен $(M_0^m / M_0^a)^{1/3} = 6$. Оценим влияние протяженности очага афтершока на оценку размера очага основного толчка. В силу подобия $M_{\xi\xi}^m / M_{\xi\xi}^a = 6^2$, с другой стороны, имеется оценка для разности $M_{\xi\xi}^m - M_{\xi\xi}^a = 1060.5$ (таблица 6, вариант Б). Комбинируя эти соотношения, получим оценки для размеров основного толчка и афтершока: $L^m = \sqrt{12M_{\xi\xi}^m} = 114.4$ км; $L^a = L^m / 6 = 19.1$ км. Как видим, оценка длины основного толчка существенно не изменилась - различие менее 2% (см. таблицу 8).

Для того чтобы оценить влияние процесса разрыва в очаге афтершока на положение центра тяжести основного толчка (по отношению к эпицентру) рассмотрим два крайних варианта. В обоих вариантах разрыв в очаге афтершока является односторонним; при этом расстояние от эпицентра до центра тяжести очага афтершока равно $d^a = L^a / 2$. В первом варианте разрыв распространяется с северо-востока на юго-запад, во втором - в противоположном направлении. Из результатов расчетов (таблица 4) имеем соотношение $M_{\xi}^m - M_{\xi}^a = 15.8$ км. В первом варианте $M_{\xi}^a = d^a = 9.6$ км, поэтому $d^m = M_{\xi}^m = 25.4$ км. Во втором варианте $M_{\xi}^a = -d^a = -9.6$ и $d^m = M_{\xi}^m = 6.2$ км. Таким образом, получили $6.2 \leq d^m \leq 25.4$ км. Этот интервал можно несколько сузить, если учесть результаты инверсии длительности. Хорошая подгонка наблюдаемых длительностей (рис. 4, Е) говорит о том, что условие (45) выполнено, и это дает дополнительную информацию о длине короткого плеча очага. А именно, можно показать, что $L_2 \leq 45$ км. Тогда для величины $d^m = (L_1 - L_2) / 2$ получим $d^m \geq 13$ км, а общая длина очага основного толчка $L \leq 116$ км. Окончательно, для расстояния от эпицентра до центра тяжести основного толчка получаем интервальную оценку $d^m = 13 - 25$ км.

Таким образом, инверсия данных, с использованием эмпирических функций Грина приводит к неопределенностям в некоторых оценках. Возможный выход – использование теоретических функций Грина.

На рис. 5, 6 показаны карты-схемы с результатами реконструкции, проведенной на основе совместной интерпретации оценок ориентации очага и величин L, L_1, L_2 . Анализ рисунков 5, 6 показывает, что согласие двух вариантов реконструкции, с учетом оценок точности, вполне приемлемое. Положение модельного линейного очага в обоих вариантах реконструкции удовлетворительно согласуется поверхностными проявлениями разрыва по данным полевой геологии. Юго-западный конец линейного источника в обоих вариантах достигает границы зоны афтершоков, а его северо-восточный конец несколько не дотягивает до границы афтершоковой зоны. Длина этой зоны, приближенно равна 150-160 км, что заметно превышает нашу оценку длины очага, равную 105-120 км.

Рассматривая всю совокупность полученных в работе оценок, можно отметить их внутреннюю непротиворечивость, а также приемлемое согласие, как с геометрией облака афтершоков, так и с геологическими данными о разрывных нарушениях в эпицентральной зоне.

Выводы

Получены оценки параметров очага Олюторского землетрясения 20.04.2006 г. как характеристической модели очага разрушительных коровых землетрясений на территории Корякского автономного округа. Проведенная в рамках метода эмпирических функций Грина инверсия длиннопериодных (1- 60 с) сейсмограмм позволила охарактеризовать очаг этого землетрясения в терминах пространственно-временных степенных моментов скорости подвижки порядков 1 и 2. Получены оценки: положение центра тяжести очага относительно эпицентра $d=13-25$ км (к ЮЗ); длина очага $L=105-120$ км; азимут простираания очага $\theta_s=222^\circ-228^\circ$; скорость вспарывания $v_r=2.7-3.0$ км/с; полная длительность излучения $T=24-27$ с. Полученные оценки указывают на двусторонний характер разрыва с преобладанием юго-западного направления. Положение очага согласуется с геометрией афтершоковой зоны, положением Гарвардского центра, а также с поверхностными проявлениями разрыва по данным полевой геологии.

Благодарности

Авторы благодарны Т.К. Пинегиной, любезно предоставившей данные о разрывных нарушениях в эпицентральной зоне Олюторского землетрясения, а также А.А. Гусеву и А.В. Ландеру за полезные замечания и обсуждение.

Авторы благодарны Национальному исследовательскому институту наук о земле и предотвращения стихийных бедствий (National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention), Тсукуба, Япония за предоставление сейсмограмм сети F-net.

Список литературы

1. Гусев А.А., Павлов В.М. Система интегральных характеристик очага землетрясения, определяемых по смещениям в объемных волнах в дальней зоне. // Докл. АН СССР. 1978. Т. 239. С. 289-292.
2. Гусев А.А., Павлов В.М. Метод степенных моментов в задаче восстановления движения в очаге землетрясения по его излучению. // Вулканология и сейсмология. 1982. № 5, С. 61-82.
3. Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир. 1985. 264 с
4. Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов. М.: Наука. 1986. 232 с.
5. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир. 1970. 296 с.
6. Backus G., Mulcahy M. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources I. Continuous displacements // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1976. V. 46, pp. 341-361.
7. Backus G., Mulcahy M. Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources II. Discontinuous displacements. // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1976. V. 47. pp. 301-329.
8. Backus G. Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less. // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1977. V. 51. pp. 1-25.
9. Bertero M., Bindi D., Boccacci P., Cattaneo M., Eva C., Lanza V. Application of the projected Landweber method to the estimation of the source time function in seismology. // Inverse Problems. 1997. V. 13, pp. 465-486.
10. Hartzell S. Earthquake aftershocks as Green's functions. // Geophys. Res. Lett. 1978. V. 5. pp. 1-5.
11. Helmberger D.V. Theory and application of synthetic seismograms. In: Proceedings of the International School of Physics, "Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation", 1983, pp. 174-222.
12. Kennett B.L.N. (Ed.). IASPEI 1991 Seismological Tables. Research School of Earth Sciences, Australian National University. 1991. 167 pp.
13. Lanza V., Spallarossa D., Cattaneo M., Bindi D., Augliera P. Source parameters of small events using constrained deconvolution with empirical Green's functions. // Geophys. J. Int. 1999. V. 137, pp. 651-652.
14. Vallee M. Stabilizing the empirical Green function analysis: Development of the projected Landweber method. // Bull. seim. Soc. Am. 2004. V. 94, pp. 394-409.
15. Velasco A., Ammon C., Lay T. Empirical Green function deconvolution of broadband surface waves: rupture directivity of the 1992 Landers, California (Mw = 7.3), earthquake. // Bull. seim. Soc. Am. 1994. V. 84, pp. 735-750.