

УДК 550.34

ФРАКТАЛЬНЫЙ ОЧАГ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ С ЗОНОЙ СКОЛЬЖЕНИЯ ПОРОЖДАЕТ ВРЕМЕННЫЕ ФУНКЦИИ УСКОРЕНИЯ С ПЛОСКИМИ СПЕКТРАМИ

© 2013 г. А. А. Гусев

Представлено академиком Е.И. Гордеевым 21.06.2012 г.

Поступило 27.06.2012 г.

DOI: 10.7868/S0869565213040208

В 1967 г. Аки [1] показал, что смещение в объемных волнах от очага землетрясения имеет высокочастотную спектральную асимптотику типа ω^{-2} . Оказалось [2], что это предположение позволяет успешно моделировать ускорения вблизи эпицентра. Механизм, порождающий обычно наблюдаемые спектры типа ω^{-2} , остается загадкой, решение которой интересно и важно для приложений. В сообщении построена численная кинематическая модель очага, порождающая спектры типа ω^{-2} .

1. Расчеты проведены на основе теории очага-неровности Дас–Кострова [3, 4]. В [3] введено понятие бесконечного разлома без трения, на ограниченном участке которого имеется склейка-неровность, нагруженная сдвигом. При разрушении склейки по ней распространяется фронт разрушения, причем возникают поверхностные волны, бегущие вдоль поверхностей разлома, и объемные волны P и S . Полагаем, что при приходе фронта напряжение на разломе сбрасывается мгновенно после прихода фронта. Скорость $\dot{u}^{SH,\infty}(\mathbf{x}, t)$ в волне SH в удаленном приемнике в точке $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$ можно записать как

$$\dot{u}^{SH,\infty}(\mathbf{x}, t) = A \int_{\Sigma} \tau(\xi) \delta \left(t - \left(\frac{R - \xi \cdot \gamma + t_{fr}(\xi)}{c} \right) \right) dS, \quad (1)$$

где $u^{SH,\infty}(\mathbf{x}, t)$ – смещение; $\xi = \{\xi_1, \xi_2, 0\}$ – точка очага, гипоцентр которого в точке $\xi = 0$; $R = |\mathbf{x}|$; $\gamma = \frac{\mathbf{x}}{R}$; $c = c_S$ – скорость S -волн; Σ – площадка очага-неровности на разломе с характерным размером $2R_c \ll R$ и элементом dS ; $\tau(\xi)$ – сброшенное напряжение на dS ; $\delta(\cdot)$ – дельта-функция; $t_{fr}(\xi)$ –

момент прихода фронта в ξ ; множитель A объединяет постоянные коэффициенты, геометрическое расхождение и диаграмму направленности SH -волн для единичной силы. Предполагается, что $\tau(\xi) > 0$, так что (1) – однополярный импульс. Качественно, $u^{SH,\infty}(\mathbf{x}, t)$ – это ступенька $H(t)$, сглаженная окном с длительностью $T_c \approx \frac{2R_c}{v_r}$, где v_r – средняя скорость фронта разрушения, $v_r \approx c_S$. Амплитуда ступеньки

$$u^{SH,\infty}(\mathbf{x}, \infty) = \int \dot{u}^{SH,\infty}(\mathbf{x}, t) dt = A \int_{\Sigma} \tau(\xi) dS \equiv AF_0, \quad (2)$$

где F_0 – “сейсмическая сила источника”. Для средней амплитуды сигнала (1) получим

$$\dot{u}^{SH,\infty}(\mathbf{x}, t) \approx \frac{AF_0}{T_c}. \quad (3)$$

Похожие формулы верны для волн P и SV . На этой основе в [5, 6] предлагалось описание очага землетрясения как множества прочных пятен – неровностей; близкая модель выдвинута в [7]. В данной работе трактовка иная: весь очаг рассматривается как одна большая неровность.

Модель [3] была уточнена [4] для разлома со свободным участком конечного размера $2R_r$. В этом случае волны Рэлея не уходят на бесконечность, но гаснут на границе этого участка, конвертируясь в объемные волны. В результате с сигналом (1) суммируется добавка, запаздывающая на время $\sim T_r = \frac{R_r}{c_R} \approx \frac{R_r}{c_S}$ и при $t \rightarrow \infty$ точно компенсирующая ступеньку смещения $u^{SH,\infty}(\mathbf{x}, \infty)$. В результате сигнал смещения приобретает привычный характер однополярного импульса

$$u^{SH}(\mathbf{x}, t) =$$

$$A \int_{\Sigma} \tau(\xi) G \left(t - \left(R - \xi \cdot \gamma + \frac{t_{fr}(\xi)}{c} \right) \right) dS \approx A \left(\frac{F_0}{T_c} \right) T_r, \quad (4)$$

Институт вулканологии и сейсмологии
Дальневосточного отделения
Российской Академии наук, Петропавловск-Камчатский

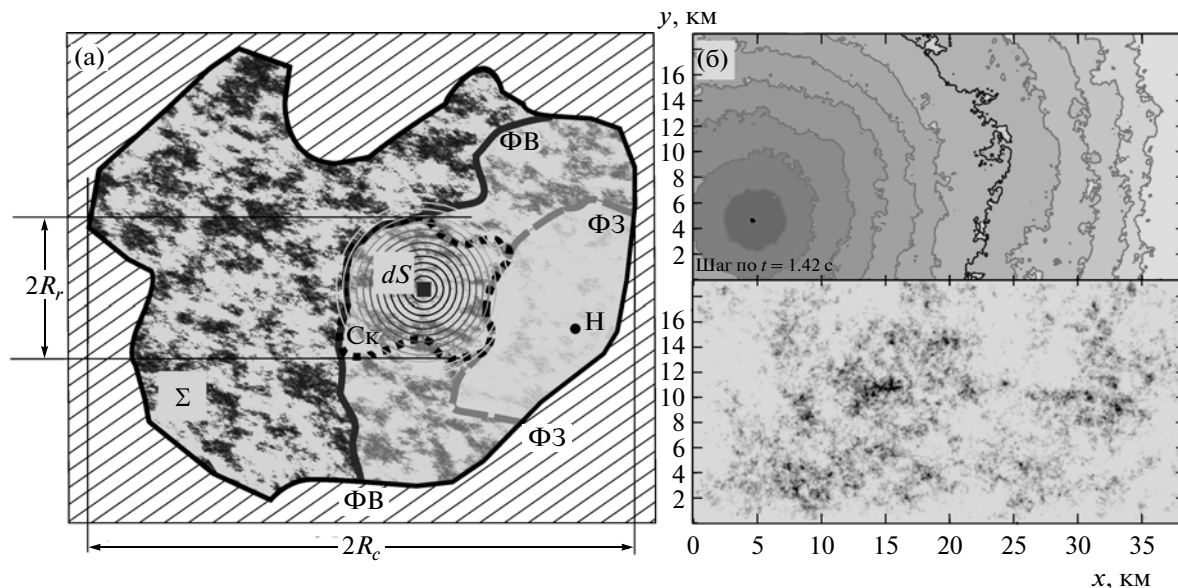


Рис. 1. а – схема очага землетрясения на площадке Σ размером $2R_r$: Н – гипоцентр, ФВ – фронт вспарывания, ФЗ – фронт залечивания, С_к – пятно на разломе (пунктирный контур) размером $2R_r$, в пределах которого распространяются волны Рэлея, излученные из dS (каждому dS соответствует свое конкретное пятно такого рода). Фактический фрактальный фронт локализован между ФВ и ФЗ. б – пример полей $t_{fr}(\xi_1, \xi_2)$ и $\tau(\xi_1, \xi_2)$ на экземпляре модельного очага. Извилистые изолинии – положения фрактального фронта каждые 1.42 с. Тон серого цвета кодирует время: чем позже, тем светлее. Обведено одно конкретное положение фронта. Ниже – случайное поле $\tau(\xi_1, \xi_2)$ со спектром $\sim 1/k$, уровень кодируется тоном серого цвета, максимумы темнее.

где $G(\cdot)$ – сигнал от малого излучателя – имеет вид однополярного импульса с длительностью $\sim (1-2)T_r$, с мгновенным передним фронтом и с растянутым задним фронтом:

$$G(t) = H(t) - \int \Lambda(s)H(t-s)ds. \quad (5)$$

Здесь $\Lambda(\cdot)$ – оконная функция с единичной площадью и длительностью $\sim T_r$. Принимали, что $G(\cdot)$ одинакова для всех; задавали [7]:

$$G(t) = \begin{cases} H(t) - 0.5 \left(1 + \frac{\cos \pi t}{T_r} \right), & t < T_r, \\ 0, & t > T_r. \end{cases} \quad (6)$$

Импульс (4) с амплитудой $\sim \frac{AF_0T_r}{T_c}$ и длительностью $\sim T_c$ имеет интеграл $\sim AF_0T_r = \frac{A}{c_s} F_0R_r$. Как обычно, он связан с сейсмическим моментом очага M_0 . Последний близок к $M_0 = F_0R_r$, в согласии с [4].

В работе [4] рассмотрен случай, когда волны Рэлея распространяются вдаль от неровности ($R_r \gg R_c$). Ниже рассматривается противоположный случай $R_r \ll R_c$. Для корректности такого подхода нужно, чтобы волны Рэлея могли распространяться (борта разлома не были склеены) в пределах определенной дистанции R_r от излучателя dS , расположенного в текущей точке ξ разрыва.

Когда вблизи ξ пробегает фронт разрыва, данное условие действительно выполняется, причем в течение ограниченного времени T_r – времени скольжения (rise time); при этом $R_r \approx c_s T_r$. Как следует из наблюдений, $T_r \ll T_c$.

В [8] предположено, что $\tau(\xi_1, \xi_2)$ – автомодельная случайная функция со спектром Фурье, близким к $\frac{1}{k^\beta}$ (фрактал) с $\beta \approx 1$; эта гипотеза подтвердилась при инверсиях реальных очагов и принята далее. При моделировании для $\tau(\xi_1, \xi_2)$ принимали логнормальный закон распределения; разброс $\tau(\xi_1, \xi_2)$ задавали через коэффициент вариации $CV_\tau = \frac{\text{Var}(\tau(\xi_1, \xi_2))^{0.5}}{E(\tau(\xi_1, \xi_2))}$.

Обычно предполагают, что бегущий фронт разрыва – гладкая линия. Однако сложно построенные фронты – необходимое условие для формирования наблюдаемой некогерентности высокочастотного излучения. Следуя [9], предполагаем, что фронт разрыва имеет фрактальную геометрию (“кружевной”) и заполняет полосу шириной $2R_r$. Для этого $t_{fr}(\xi_1, \xi_2)$ задавали как

$$t_{fr}(\xi_1, \xi_2) = R(\xi_1, \xi_2) + S(\xi_1, \xi_2). \quad (7)$$

Здесь случайная функция $R(\xi_1, \xi_2)$ обеспечивает фрагментированную структуру и извилистую фор-

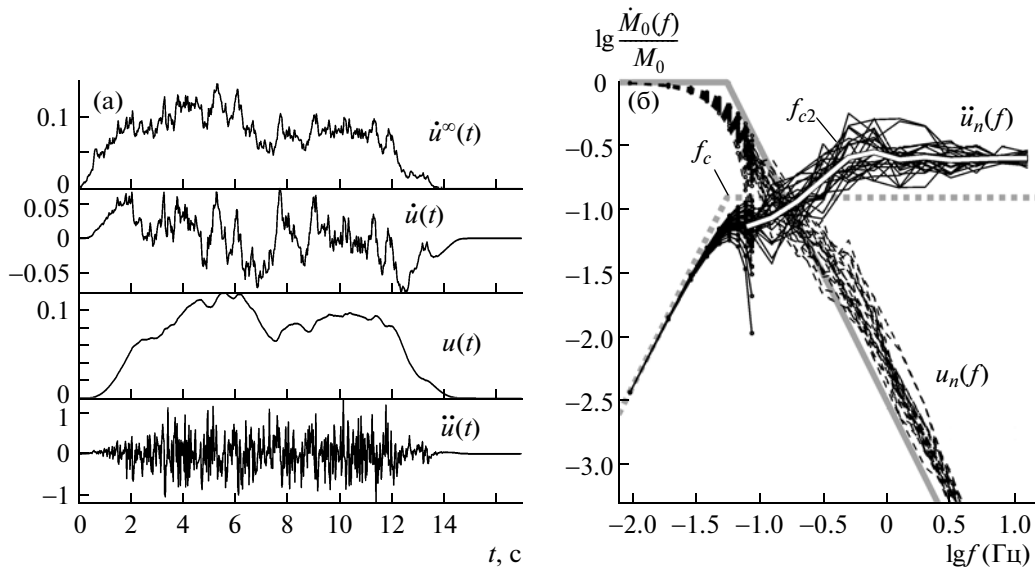


Рис. 2. Примеры моделирования. а – сигналы $\dot{u}^\infty(t)$, $\dot{u}(t)$, $u(t)$ и $\ddot{u}(t)$ в приемнике. б – спектры $\ddot{u}_n(f)$ (сплошные линии) и $u_n(f)$ (штриховые), сглаженные и исходные (со значками). Двойная линия – среднегеометрическое $\ddot{u}_n(f)$ по приведенным 25 реализациям сглаженных спектров. Серая линия – идеализированные спектры $u_n(f)$ и $\ddot{u}_n(f)$ для модели ω^{-2} . При этом основная корнер-частота f_c зафиксирована как $\frac{1}{2\pi T_{rms}^2}$, где T_{rms}^2 – второй нормированный центральный степенной момент от $u(t)$.

му фронта; $R(\xi_1, \xi_2)$ задавали автомодельной со спектром $\sim \frac{1}{k^\delta}$ и с равномерным законом распределения на $[0, 2T_r]$. Второе слагаемое обеспечивает систематическое поведение разрыва при малых k . Принято, что $S(\xi_1, \xi_2) = \frac{|\xi_1 - \xi_2|}{v_r}$, где v_r задано; ξ_h – гипоцентр (вершина конуса $t = S(\xi_1, \xi_2)$).

2. Процедура численного расчета включает (в скобках значения, принятые в расчетах примеров):

выбор размеров прямоугольной площадки разрыва (38×19 км), шагов по времени dt (0.025 с) и по координатам dx (0.075 км); задание v_r (3.0 км/с) и c_s (3.5 км/с); задание ξ_h ;

задание параметров β (1.0), C_H (0.03), CV_τ (0.6), δ (1.3);

генерацию случайных полей $t_{fr}(\xi_1, \xi_2)$ и $\tau(\xi_1, \xi_2)$;

расчет $u^{SH}(x, t) \equiv u(t)$ для луча вдоль нормали к разлому (этим случаем ограничиваемся);

расчет $u_n(f)$ – спектра смещения от $u(t)$, нормированного к M_0 , и связанного с ним спектра ускорения $\ddot{u}_n(f)$.

3. Рисунок 2а показывает, что сигналы $\dot{u}(t)$, $u(t)$ и $\ddot{u}(t)$ качественно согласуются с реальными запи-

сями землетрясений. На рис. 2б видно, что средний спектр ускорения на высоких частотах плоский, и в согласии с наблюдениями присутствует вторая корнер-частота f_{c2} . В целом создана теоретически обоснованная и внутренне непротиворечивая методика упрощенного кинематического моделирования сейсмических волн, излучаемых очагом землетрясения в широкой полосе частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aki K. // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. P. 1217–1231.
2. Hanks T.C., McGuire R.K. // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1981. V. 71. P. 2071–2095.
3. Das S., Kostrov B.V. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 4277–4288.
4. Das S., Kostrov B.V. In: Earthquake Source Mechanics. Wash.: Amer. Geophys. Union, 1986. P. 91–96.
5. Гусев А.А. // Вулканология и сейсмология. 1988. № 1. С. 41–55.
6. Gusev A.A. // Pure and Appl. Geophys. 1989. V. 130. P. 635–660.
7. Boatwright J. // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1988. V. 78. P. 489–508.
8. Andrews D.J. // J. Geophys. Res. 1980. V. 78. P. 3867–3877.
9. Gusev A.A. // Pure and Appl. Geophys. 2012. V. 168. P. 155–200.