

УДК 550.34

ГУСЕВ А. А.

МОДЕЛЬ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ СО МНОЖЕСТВОМ  
НЕРОВНОСТЕЙ

MULTIASPERITY FAULT MODEL, by Gusev A. A. This paper considers breaking of a small asperity (a small contact patch between fault walls) as a typical sub-source generating an elementary short — period radiation pulse from a source of a large earthquake. Formulas are proposed, based on the model of Das and Kostrov, to describe amplitudes and spectra of acceleration for a multiasperity fault/source model. Stress drop over an asperity is determined in several ways; all estimates agree and give the average value of stress drop of several hundred bars. The size of asperity is 1~km. A relationship has been established between the proposed model and the dynamics of the source development within the concept of the barriers as chains of solid asperities. The problem of probabalistic stress drop distribution over an asperity has been analyzed. An accelerogram is suggested as a sum of weakly overlapping pulses from individual asperities.

(Received April 14, 1987)

*Institute of Volcanology, Far East Scientific Center, USSR Academy of Sciences, Petropavlovsk-Kamchatskii, 683006, USSR*

## Введение

Изучение механизма генерации короткопериодных сейсмических волн, излучаемых очагом землетрясения, принципиально важно как элемент общей проблемы механики очага землетрясений и одновременно необходимо для создания теоретического обоснования прогнозов сейсмических колебаний грунта. Природа излучателя короткопериодных волн (КП-излучения) в настоящее время не ясна, хотя изучается многие годы [2, 5, 23]. Барьерная модель [12] в ее «специфическом» варианте [31, 32], динамическая модель [9] и др. предполагают, что КП-излучение возбуждается не единым движением по разлому, а множеством расположенных рядом относительно малых трещин-субочагов, разделенных участками, где во время землетрясения подвижек не происходит (неразрушаемые барьеры). Тектонофизически это не вполне удовлетворительно, так как в геологическом времени скольжение по разломам монотонно и однонаправленно, и неясно, когда же разрушаются упомянутые участки-барьеры. Но и с точки зрения свойств излучения эта модель, как отмечалось в [2], не вполне адекватна. В частности, идеализированная форма спектров [32] не вполне согласуется с реальными спектрами, а параметр  $f_2$  ( $f_{\max}$ ) [2, 20] приходится вводить в эту модель извне. Поэтому модель источника КП-излучения в виде множества субочагов [2] имела описательный характер, и механическая природа субочага явно не рассматривалась. Но принятая в модели форма спектра субочага фактически соответствовала модели трещины. Альтернативой «специфической» барьерной модели являлось описание стохастического очага через случайное поле прочности и (или) случайное поле напряжений [7, 8, 28, 30]<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Отсутствует сопоставление теоретических моделей с системами разломов, которые наблюдались в плейстоценовых областях больших землетрясений, например, при Гоби-Алтайском. *Прим. главн. ред.*

В настоящей работе рассматриваются выводы из нашего предположения [3], что типичным субочагом является разрушающаяся неровность. Разрушение одиночной неровности рассматривалось в [13]. В [14] эти результаты расширены на случай неровности в центре круговой щели. Заметим, что предлагаемая модель не имеет прямого отношения к модели очага с неровностью [26], где под неровностью понимается гораздо более крупный объект, не связанный с генерацией КП-излучения. Для ясности мы будем говорить о модели с множеством неровностей, или об МН-модели.

Излагаемые ниже представления являются в большой мере развитием работ [21] и [27], где была ясно осознана прямая связь индивидуальных неровностей (или концентрации напряжения) с параметрами КП-излучения. Близкие к нашим представления о внутренней структуре очага развиты недавно в [10].

В данной работе в рамках МН-модели будут получены оценки ее важнейших характеристик — размера и сброшенного напряжения и изучен вопрос о распределении неровностей по прочности. Закон масштабирования спектров в МН-модели и теория поля ближней зоны будут рассмотрены в дальнейших исследованиях.

### Одиночная разрушающаяся неровность и параметры ее излучения

В данном разделе, следуя в большой мере работам Ш. Дас и Б. В. Кострова [13, 14], будет введено представление о неровности и дана сводка основных формул для излучения, возникающего при ее разрушении. Но сначала коснемся вопроса о том, почему необходимо рассмотрение неровностей на шероховатых поверхностях разломов.

На глубинах, где расположены очаги мелкофокусных землетрясений, упругая линейная деформация сжатия от гидростатической нагрузки («сжатие») не превышает 1%. Известно, что если в упругой среде без нагрузки имеется сплюснутая сфероидальная полость с отношением полуосей  $\alpha \ll 1$ , то под гидростатической нагрузкой она будет закрыта при сжатии порядка  $\alpha$ . Геологический разлом можно представить себе как контакт неровных поверхностей с некоторым типичным углом рассогласования  $\beta$ . Экстраполируя результат для сфероидальной поры, можно полагать, что для разломов с  $\beta > 0,01$  на глубинах до 50—100 км можно уверенно ожидать, что их стенки не будут сомкнуты. Значение  $\beta = 0,01$  соответствует углу  $0,6^\circ$ , в то время как типичный угол отклонения реальной поверхности разлома от осредняющей плоскости (т. е. типичный уклон поверхности) составляет  $1\text{—}3^\circ$  и более. Это значит, что не только на глубине в несколько километров [13], но и вообще для мелкофокусных землетрясений можно ожидать, что непосредственно контактировать стенки будут лишь на малой части поверхности разлома. Можно предположить, что контакт будет осуществляться в более или менее изометричных пятнах-неровностях, вне которых прочность контакта нулевая (при заполнении флюидом) или малая (при пластическом заполнении).

Как отмечено в [13], сдвиговое разрушение неровности должно быть обычным явлением при взаимном скольжении стенок разлома, и может иметь прямое отношение к очаговому процессу землетрясения. В случае, когда неровности относительно удалены одна от другой, разрушение отдельной неровности происходит почти независимо от остальных. Поэтому, в основном следуя [13], мы рассмотрим сначала некоторые свойства процесса разрушения одиночной неровности, важные с точки зрения излучения упругих волн.

Волны  $P$  и  $SH$  [13], излучаемые одиночной неровностью (рис. 1), имеют в дальней зоне характер однополярного импульса скорости (ступенька смещения) с длительностью импульса (длительностью нараста-

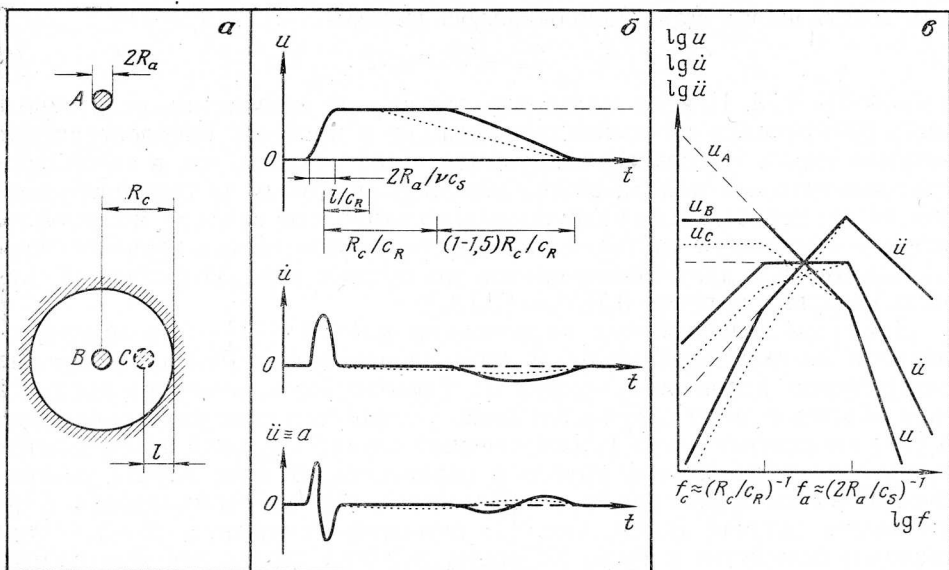


Рис. 1. Схематическое изображение неровности (а), излученных ею волн (б) и амплитудных спектров этих волн (в). Для случаев: А — неровность — склейка двух полупространств; В — неровность в центре круговой щели, основной случай и С — неровность у края круговой щели. Временные функции и спектры изображены: для случая А — штриховой линией, для случая В — сплошной, для случая С — пунктиром

ния ступеньки)  $T_a$ , примерно равной времени разрушения. Площадь импульса скорости пропорциональна полной «сейсмической силе неровности»

$$F_0 = \int_{\Sigma} \Delta\sigma(x, y) dS = \Delta\tau S_a, \quad (1)$$

где  $\Delta\sigma = \sigma_{сц} - \sigma_{тр}$  — сброшенное напряжение (разность прочности  $\sigma_{сц}$  и остаточного трения  $\sigma_{тр}$ ),  $\Sigma$  — площадка пятна-неровности,  $S_a$  — ее площадь,  $\Delta\tau$  — среднее сброшенное напряжение на неровности. Важно, что  $F_0$  не зависит от величины окончательной подвижки  $B$  в месте расположения неровности. Отвлекаясь от деталей разрушения и пренебрегая эффектом Доплера, можно ввести переменную сейсмическую силу точечной неровности  $F_0(t)$  так, что  $F_0(0) = 0$ ,  $F_0(T_a) = F_0(\infty) = F_0$ . Величина смещения  $u$  (скорости  $\dot{u}$ , ускорения  $\ddot{u}$ ) в волнах  $P, SH$  определяется формулой (для  $\dot{u}$  или  $\ddot{u}$  следует заменить здесь  $F_0(\cdot)$  на  $\dot{F}_0(\cdot)$  или  $\ddot{F}_0(\cdot)$ )

$$u^{P,SH}(\mathbf{r}, t) = \frac{D^{P,SH} F_0(t - r/c_{P,S})}{4\pi\rho c_{P,S}^2 r}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}$  — вектор от источника в точку наблюдения,  $r = |\mathbf{r}|$ ,  $\rho$  — плотность,  $c_{P,S}$  — скорость волны  $P, S$ ;  $D^{P,SH}$  — диаграмма направленности. При этом  $D^{P,SH} = D_*^{P,SH} R^{P,SH}$ , где  $R^{P,SH}$  — стандартная диаграмма направленности для дислокационного источника на той же площадке  $\Sigma$  с нормалью  $\mathbf{n}$  и с направлением скольжения  $\mathbf{b}$  «вдоль»  $\Delta\tau$  (т. е.  $b_i \sim \tau_{ij} n_j$ ),  $D_*^{P,SH}$  — «поправочный множитель» порядка двух. Для волн  $SV$ ,  $\dot{u}(\mathbf{r}, t)$  будет для некоторых углов линейной комбинацией  $\dot{F}_0(t)$  и преобразования Гильберта от  $\dot{F}_0(t)$ ; это, однако, не повлияет на вид амплитудного спектра, который во всех случаях будет аналогичным для  $SV$  — и  $SH$  — волн.

Время разрушения  $T_a$  определено в [13] путем численного эксперимента для дискретной модели круговой неровности диаметром  $2R_a$ , рав-

ным десяти шагам сетки. Оно оказалось равным

$$T_a = 2R_a/v_a c_s, \quad (3)$$

с  $v_a = 0,65 - 0,75$ . Неясно, насколько эта сценка применима, если неровность разрушается не самопроизвольно, а в процессе распространения разрыва очага. Численный эксперимент [15] показал, что в неоднородной динамической модели очага, включавшей группу из трех нагруженных пятен, первое пятно разрушалось со скоростью заметно меньшей  $c_s$ , второе — быстрее, а третье — со скоростью, существенно превышающей  $c_s$ . Поэтому для дальнейших оценок мы примем  $v_a = 1,35$  (условная скорость разрушения равна  $0,78 c_p = 1,35 c_s$ ).

Наиболее существенная идеализация работы [13] — это предположение о безграничной щели. В этом случае волны Релея, вызванные разрушением неровности, уходят на бесконечность, и внутрь среды в виде объемных волн излучается лишь упомянутая ступенька смещения. В [14] рассмотрен более реалистичский случай круговой щели, в центре которой расположена круговая неровность. В этом случае поверхностные волны дифрагируют на краях щели, что ведет к изменению формы волны (случай *B*, см. рис. 1): ступенька смещения завершается плавным возвратом к нулю за время порядка  $2R_c/c_R$ , где  $R_c$  — радиус щели,  $c_R$  — скорость волн Релея. Важен также случай, когда неровность расположена вблизи края щели. Ожидаемая с учетом дифракции форма импульса и для этого случая изображена на рис. 1.

Следует отметить, что на амплитуду импульса ускорения от одиночной неровности не оказывает влияние ее размер — важна лишь величина сброшенного напряжения  $\Delta\tau$ . Рассмотрим простейший случай круговой неровности, для которой  $F_0 = \pi R_0^2 \Delta\tau$ , и примем для получения оценок форму импульса скорости  $\dot{f}(t) = 1 - \cos(2\pi t/T)$ . Для такого импульса, как легко убедиться,  $\dot{f}'_{0\max} = \max|\dot{f}'_0(t)| = 2\pi F_0/T^2$ . Полагая здесь  $T = T_a$  и подставляя  $\dot{f}'_{0\max}$  в выражение (2) для  $\ddot{y} \equiv a$ , для максимального ускорения в *SH*-волнах получим

$$a_{\max}^{SH} = \left( \frac{\pi D^{SH} v_a^2}{8} \right) \frac{\Delta\tau}{\rho r}. \quad (4)$$

Модифицируем эту оценку так, чтобы ее можно было использовать для интерпретации реальных наблюдений ускорения вблизи очага землетрясения. Для этого, во-первых, заменим  $D^{SH}$  на величину

$$D = \left( \frac{1}{2} \left( \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} (D^{SH})^2 d\Omega + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} |D^{SV}|^2 d\Omega \right) \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\Omega$  — единичная сфера. Согласно нашей ориентировочной оценке,  $D_* \approx 1,16$ ,  $D_* = 2,6$ . Следует также учесть, что амплитуда примерно удвоится на свободной поверхности. Так, модифицированная формула (4) будет справедлива для однородного полупространства. Различие в импедансах ( $c_s \rho$ ) в очаге и под станцией для типичных частот 3—10 Гц увеличит амплитуду еще приблизительно вдвое [2]. Окончательная формула при  $v_a = 1,35$  примет вид

$$a_{\max} = 3,3 \Delta\tau / \rho r. \quad (6)$$

В [21] оценка идентичной структуры (с коэффициентом 1). была получена с помощью физических рассуждений.

Рассмотрим теперь спектры излученных волн (см. рис. 1). Характерные частоты  $f_a$  и  $f_c$  определяются длительностью фронта ступеньки  $T_a$  и длительностью импульса  $T_c$ :

$$f_{a,c} = C_B / T_{a,c}, \quad (7)$$

где мы для оценок положим  $C_B = 0,8$  — результат расчета для симметричного трапецеидального импульса с длительностью фронтов 20% от

полной длительности. Для случая *A* на частотах  $f \ll f_a$  амплитудные спектры скорости и ускорения следующие:

$$\begin{aligned} \dot{u}(f) &= u(t)|_{t=\infty} = DF_0/4\pi\rho c_S^2 r, \\ a(f) &= 2\pi f \dot{u}(f). \end{aligned} \quad (8)$$

Эти формулы применимы для оценок и в случае *B*, примерно в интервале  $3f_c < f < f_a/3$ . Таким образом, уровень спектра скорости (или спектра ускорения на фиксированной частоте) определяется в этом случае «сейсмической силой»  $F_0$ . Для окрестности частоты  $f_a$  спектр ускорений запишем (по аналогии с известной спектральной моделью Бруна) в виде

$$a(f) = \left( \frac{DF_0}{2\rho c_S^2 r} \right) \frac{f}{1 + (f/f_a)^{\gamma_a}}, \quad (9)$$

и примем  $\gamma_a = 2$  с учетом наблюдательных данных, например, [17]. Тогда для максимума спектра ускорений получим

$$a(f)_{\max} = \frac{DF_0 f_a}{4\rho c_S^2 r} \quad (10)$$

Отсюда видно, что  $a(f)_{\max}$  пропорционально  $F_0 f_a$  (или  $\Delta\tau R_a$ ). На рис. 1 и 3 (см. ниже) плавный пик, соответствующий формуле (9), схематизирован и изображен в виде угла.

Большое значение с точки зрения механики разлома имеет вопрос о концентрации напряжений на неровности. В модели [13] неровность рассматривается как склейка, что ведет к интегрируемой сингулярности напряжения на ее краю. Можно полагать, что реальные неровности «пластически приспособляются» к нагрузке и распределение напряжения по площадке неровности не является столь резко неоднородным. К тому же выводу приводит анализ модели неровности в виде упругого параболоидного холма, контактирующего с упругой плоскостью. Эта задача идентична известной задаче Герца о контакте упругих шаров [1]. Для случая контакта без трения она предсказывает эллипсоидный профиль нормального напряжения (аналогичный профилю скачка смещения для эллиптического разреза, нагруженного на бесконечности). Можно полагать, что если добавить сухое трение и сдвиговую нагрузку, профиль сдвигового напряжения будет иметь качественно тот же характер (нарастание напряжения от краев к центру, а не от центра к краям). Детальный анализ этого случая затруднен необходимостью явного учета истории загрузки. Отметим еще, что неровность-склейка по [13] соответствует в этом контексте «плосковершинному холму» с отвесными стенками.

Эти рассуждения наводят на мысль, что, несмотря на сингулярность в теории [13], понятие среднего сброса напряжения  $\Delta\tau$  на площади неровности вполне корректно; более того, для оценок, по-видимому, вполне допустимо принимать  $\Delta\sigma(x, y)$  постоянным на площади неровности.

Параметры неровностей, рассчитанные по сигналам, приведенным на рис. 2\*

Землетрясение	Станция, компонента	$r$ , км	$u$ , см	$T_a$ , с	$\lg F_0$ , дин	$R_a$ , км	$\Delta\tau$ , бар
Сан-Фернандо, 1971	Пакойма, верх	14	35**	1,5	19,93	2,6	400
Сан-Фернандо, 1971	Лейк-Хьюэс-4, верх	25	2	1,0	18,94	1,7	90
Токачи, 1968	Муроран, SH	160	9	0,9	20,41	2,1	1800***

Примечание. \* Расчет по формулам (2), (3) с учетом удвоения на свободной поверхности; принято  $c_S = 3,5$  км/с,  $\rho = 2,7$  г/см<sup>3</sup>,  $D = 1,16$ ,  $\nu_a = 1,0$  для Сан-Фернандо и  $\nu_a = 1,35$  для Токачи; \*\*  $u$ ,  $a$  с ней  $F_0$  и  $\Delta\tau$ , вероятно, завышены из-за рельефа местности, обе оценки для Сан-Фернандо относятся к одной и той же неровности. \*\*\* Аномально мощный импульс.

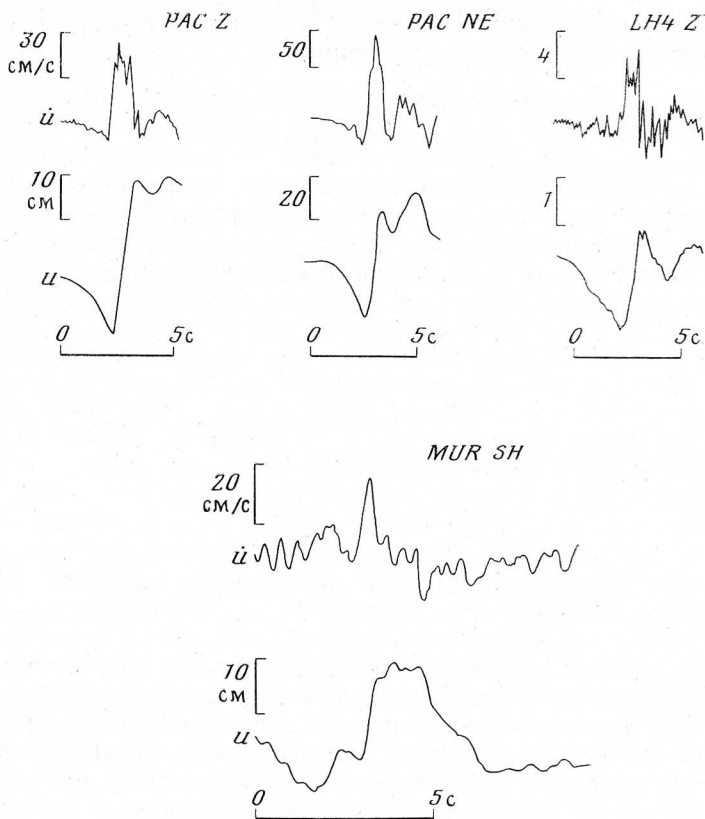


Рис. 2. Сигналы, предположительно излученные при разрушении неровностей. Вверху — неровность в нижней части очага землетрясения Сан-Фернандо. Приведены проинтегрированные акселерограммы ст. Пакойма (две компоненты) и Лейк-Хьюэс-4 (одна компонента), по [24]. Внизу — то же для землетрясения Токачи 1968 г. и ст. Муроран (по [29], импульс № 2). Во всех случаях виден однополярный импульс скорости и ступенька смещения. Последняя могла быть искажена при двукратном интегрировании акселерограммы

Приведем теперь два примера записей излучения от разрушающейся одиночной неровности. Отличительный признак таких записей — однополярный импульс скорости. Оба примера выявлены при анализе акселерограмм сильных землетрясений, на которых можно ожидать появления множества подобных импульсов. Одиночный импульс будет виден либо если он один из малого числа импульсов, либо если он имеет аномально большую амплитуду. Примеры иллюстрируют оба эти варианта. Первый пример (рис. 2) упомянут в [21] (воспроизведено по [24]). Обращает на себя внимание удивительная четкость импульса скорости, позволяющая считать, что представление о щели между бортами разлома может быть больше, чем просто идеализацией. Другой пример — из [29]. Авторы [29] интерпретировали наблюдаемый импульс как вызванный субочагом-трещиной, однако наша интерпретация кажется не менее обоснованной. По параметрам импульсов мы сделали для этих двух случаев оценки параметров  $F_0$ ,  $R_a$  и  $\Delta t$ , они сведены в таблицу.

### Излучение от очага со множеством неровностей

Из предыдущего раздела видно, что основной импульс скорости и ускорения от одиночной разрушающейся неровности определяется ее «локальными» свойствами — сброшенным напряжением и размером.



Поэтому мы будем предполагать, что в случае, когда разрушается несколько неровностей, для получения оценок можно рассчитать излучение от каждой из них по формулам для одиночной неровности, а затем сложить.

Рассмотрим модель разлома в виде щели со множеством малых пятен контакта — неровностей. В духе [4, с. 60] допустим, что очаг землетрясения, расположенный на таком разломе, «макроскопически» представляет собой трещину сдвига, например круговую радиуса  $R_c$ , с постоянным сброшенным напряжением  $\Delta\sigma$ , при этом ее формирование связано с «макроскопически» плавным распространением фронта разрыва. При «микроскопическом» рассмотрении вместо плавного движения фронта мы увидим волну разрушения отдельных неровностей. Эту модель очага будем называть МН-моделью. Значение  $\Delta\sigma$  в этой модели может быть четко определено лишь для участка поверхности очага, включающего много неровностей. Постоянство  $\Delta\sigma$  по площади очага означает, что математическое ожидание определенной таким образом величины  $\Delta\sigma$  одинаково для любого участка. Связь макроскопического  $\Delta\sigma$  и среднего напряжения на неровности  $\Delta\tau$  для данного очага определяется из требования соответствия сил в макро- и микропредставлениях, что для однотипных неровностей дает

$$S\Delta\sigma = \sum_i F_{0,i} = N_S \Delta\tau S_a, \quad (11)$$

где  $S$  — площадь очага трещины,  $N_S$  — число неровностей на ней, а под  $\Delta\tau$  и  $S_a$  понимаются средние величины по множеству неровностей.

Введем важный параметр модели — коэффициент заполнения  $k_{\text{зап}}$ , равный доле поверхности разлома, занятой неровностями. Тогда

$$N_S = k_{\text{зап}} S / S_a = k_{\text{зап}} R_c^2 / R_a^2, \quad (12)$$

последнее верно для кругового очага радиусом  $R_c$  и одинаковых круговых неровностей — случай, для которого мы будем делать оценки. Теперь из (11) следует соотношение между  $\Delta\sigma$  и  $\Delta\tau$  в виде

$$\Delta\tau = \Delta\sigma / k_{\text{зап}}. \quad (13)$$

Это соотношение, полученное на физическом уровне рассуждений, вполне согласуется с результатами [10], где для среднего сейсмического момента, создаваемого некоторой конкретной неровностью (единственной или одной из многих), расположенной в случайном месте круговой щели — очага радиусом  $R_c$ , предложена формула, имеющая в наших обозначениях вид

$$M_{01} = (16/7) R_a^2 R_c \Delta\tau = (16/7\pi) F_0 R_c. \quad (14)$$

С учетом  $M_{01} = M_0 / N_S$  и  $M_0 = (16/7) R_c^3 \Delta\sigma$  отсюда легко вывести (13). Для дальнейшего введем еще среднее расстояние  $d$  между неровностями

$$d = (S/N_S)^{1/2} = (\pi/k_{\text{зап}})^{1/2} R_a. \quad (15)$$

Допустим теперь, что разрушение неровностей происходит в случайные моменты времени. Тогда для очага, в котором разрушалось  $N_S$  одинаковых неровностей, амплитудный спектр ускорения будет

$$a(f) = a_1(f) N_S^{1/2}, \quad (16)$$

где  $a_1(f)$  — спектр от единичной неровности.

Заметим, что после прохождения фронта разрыва скольжение в процессе землетрясения в принципе может происходить с прилипанием, что приведет к многократному излучению импульсов КП-излучения одной и той же неровностью. Если это явление реально, оценка (16) не-

верна, и число импульсов пропорционально не  $S$ , а  $ST_c$ , где  $T_c$  — длительность очагового процесса. В обычных предположениях подобия в исходном варианте имеем  $a(f) \sim M_0^{1/3}$ , в то время как в рассматриваемом случае  $a(f) \sim M_0^{1/2}$ , где  $M_0$  — сейсмический момент очага-трещины. В [2] предполагался второй вариант; в то же время гипотеза постоянного «эффективного»  $\Delta\sigma$  [22] неявно соответствует первому варианту. Заметим, что эмпирические короткопериодные спектральные тренды [2] соответствуют  $a(f) \sim M_c^{0,36}$ , в то время как более новые данные [25] указывают скорее на  $a(f) \sim M_0^{0,47}$ . Таким образом, подобные наблюдательные данные не дают здесь полной ясности. С учетом результатов [33], где с помощью «сейсмической антенны» удалось проследить, как

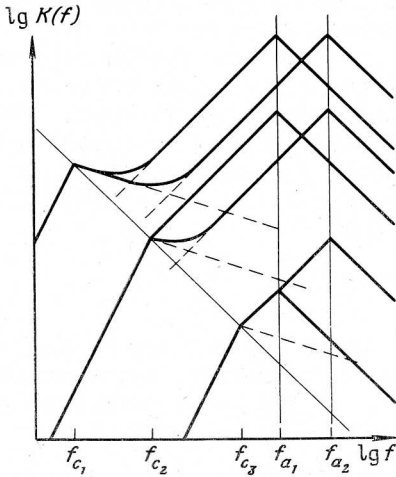


Рис. 3. Схема модифицированных очаговых спектров  $K(f) \equiv f^2 \dot{M}_0(f)$  для МН-модели в предположении подобия для главного гладкого очага-трещины. Приведены графики для трех вариантов  $M_0$  и  $f_c$  ( $f_c \sim M_0^{-1/3}$ ,  $\Delta\tau = \text{const}$ ) и двух вариантов  $f_a$ . Сброшенное напряжение на неровности  $\Delta\tau$  принято одинаковым во всех случаях. Нижний спектр относится к слабому землетрясению

двигался «яркий» высокочастотный излучатель на фронте разрыва, мы склоняемся здесь к первому варианту (неровность излучает однократно,  $a(f) \sim M_0^{1/3}$ ), а отличие наблюдаемых трендов от  $1/3$  относим за счет вторичных факторов.

Рассмотрим общую структуру очагового спектра в МН-модели. Мы будем предполагать, что «макроскопическая» трещина при своем формировании излучает гладкий импульс смещения со спектром типа  $\omega^{-\gamma}$  с  $\gamma = 2,5-3,5$  и корнер-частотой  $\omega_c = 2\pi f_c$ . На этот импульс накладывается излучение от неровностей (у которых параметр  $f_c$  спектра тот же, что и у «макроскопического» импульса). Подчеркнем, что в нашей модели с ростом размера очага число неровностей и, следовательно, полная энергия КП-излучения растет пропорционально площади очага (а не  $ST_c$ , как предполагалось в [2]). Это значит, что энергия КП-излучения при рассмотрении на макроуровне входит в «квазитепловые» потери [4, с. 67], или в энергию разрушения.

В [2] было предложено вместо функции очагового спектра  $|\dot{M}_0(f)|$  — модуля спектра от функции  $\dot{M}_0(t)$ , описывающей скорость изменения сейсмического момента эквивалентного точечного источника, — изображать функцию

$$K(f) = f^2 |\dot{M}_0(f)|, \quad (17)$$

определяющую спектр ускорений. В однородной среде

$$a(f) = \frac{(2\pi)^2 RK(f)}{4\pi\rho c^3 r} \quad (18)$$

На рис. 3 приведено несколько схематических спектров  $K(f)$ , построенных для нашей модели, включая гипотетический спектр слабого землетрясения, которому в рамках нашей модели соответствует разрушение



одиночной неровности. Очевидно, что МН-модель ведет к спектрам, для которых нарушено подобие, причем характер этого нарушения находится в соответствии с пересмотренной моделью В [6] и системой спектров [2].

Используя (8), (9), (16) и (18), можно определить уровень функции  $K(f)$  в МН-модели с однотипными неровностями. В области низкочастотного НЧ-спада между  $f_c$  и  $f_a$

$$K(f) = 0,5D_*c_s k_{\text{зан}}^{1/2} R_c R_a \Delta \tau f, \quad (19)$$

а для окрестности максимума  $K(f)$  (т. е. вблизи  $f_a$ ), полагая  $\gamma_a=2$  и определив из (4) и (7)

$$R_a = v_a c_s C_B / 2f_a, \quad (20)$$

найдем

$$K(f)_{\text{max}} = K(f_a) = 0,125D_*c_s^2 k_{\text{зан}}^{1/2} C_B v_a R_c \Delta \tau. \quad (21)$$

Здесь мы можем предполагать, что используется среднеквадратическое значение  $D_*$  по сфере и  $K(f)$  понимается в том же смысле.

Формулы, выведенные в данном разделе, могут быть использованы вместе с наблюдательными данными для определения различных параметров модели. Мы будем использовать данные о спектрах [32, 34]; конкретные оценки уровней  $K(f)$  и значение  $f_a$  будут относиться к значению  $\lg M_0$  (дин·см) = 26 ( $M_L=6,6$ ). В этом случае, приняв  $\Delta\sigma=30$  бар как типичное значение, получим  $R_s=(16/7) M_0/\Delta\sigma^{1/2}=11,4$  км. Положим также для всех дальнейших оценок  $D=1,16$ ;  $D_*=2,6$ ;  $C_B=0,8$ ;  $v_a=1,35$ ;  $c_s=3,5$  км/с и  $\rho=2,7$  г/см<sup>3</sup>. По средним спектрам [34] можно определить частоту максимума эмпирического спектра  $K(f)$  для  $M_L=6,6$ ; отождествляя ее с  $f_a$ , получим  $f_a=2,4$  Гц, и (20) дает  $R_a=0,8$  км. Для параметра  $k_{\text{зан}}$  будем использовать пробное значение  $k_{\text{зан}}=0,1$ , тогда (13) дает оценку  $\Delta\tau_1=300$  бар. Значения  $K(f)$  будем использовать при  $f=0,63$  Гц  $\ll f_a$  и при  $f=f_a=2,4$  Гц. Данные [32, 34] после приведения к однородной коре [2] дают  $\lg K(0,63)=24,30$ ;  $\lg K(2,4)=24,52$ . Решая (19) и (21) относительно  $\Delta\tau$ , получим оценки  $\Delta\tau_2=250$  бар и  $\Delta\tau_3=210$  бар.

### Статистика параметра $\Delta\tau$ и свойства акселерограмм

В данном разделе мы построим оценку  $\Delta\tau$  на основе данных о максимальных ускорениях вблизи очага. Для этого мы сначала предположим, что максимальное ускорение на акселерограмме формируется импульсом от конкретной неровности, а не как флуктуация некой суммы случайных слагаемых. Затем это допущение будет детально обосновано.

Множество неровностей можно представлять себе как статистический ансамбль с функцией распределения

$$P(\Delta\tau' < \Delta\tau, R_a^1 < R_a) = F(\Delta\tau, R_a).$$

Ниже мы будем рассматривать исключительно распределение по  $\Delta\tau$ . Напомним, что  $\Delta\tau$  определяет максимальное ускорение в импульсе, излучаемом неровностью. Наличие «тяжелых хвостов» распределений по прочности для правдоподобных моделей реальных очагов [28], а также внешний вид акселерограмм в ближней зоне подсказывают, что следует постулировать степенное (а не логнормальное) распределение:

$$P(\Delta\tau' > \Delta\tau) = (\Delta\tau/\Delta\tau_{\text{min}})^{-\alpha}. \quad (22)$$

Найдем для этого распределения медиану наибольшего значения в вы-

борке объема  $N$ . Простой расчет дает

$$\Delta\tau_{N;0,5}/\Delta\tau_{\min} = (1 - 2^{-1/N})^{-1/\alpha} \approx (1,45N)^{1/\alpha}. \quad (23)$$

Среднее значение и дисперсия для (22) равны

$$\langle \Delta\tau \rangle = \left( \frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) \Delta\tau_{\min}, \quad (24)$$

$$\langle (\Delta\tau - \langle \Delta\tau \rangle)^2 \rangle = (\alpha/(\alpha - 1))^2 (\alpha - 2) \Delta\tau_{\min}. \quad (25)$$

Применим эти результаты к интерпретации данных о максимальных ускорениях вблизи очага землетрясения: будем считать, что применяем их для точки наблюдения на поверхности земли на расстоянии  $r_0$  от поверхности условно-вертикального разлома, на котором размещен очаг землетрясения. Для определения максимального ускорения достаточно

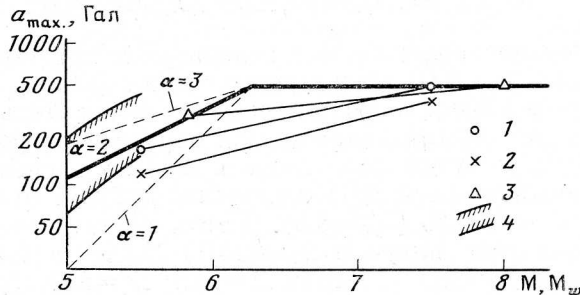


Рис. 4. Экспериментальные зависимости максимального горизонтального ускорения  $a_{\max}$  от магнитуды и теоретические ломанные для расстояния  $r_0 = 10$  км от разлома-очага, для степенного распределения с  $\alpha = 1, 2$  (предпочтительная) и 3; 1 — по [16]; 2 — по [11]; оба графика для расстояния 10 км от ближайшей точки вертикальной проекции разлома на поверхность земли; 3 — по [19] для эпицентральной зоны; 4 — область точек по [17] для гипоцентрального расстояния 10 км

учесть вклад ближайшего участка поверхности очага, так как излучение от удаленных точек разрыва не сформирует максимального выброса. Это значит, что зависимость от размера очага (или магнитуды) будет иметь место лишь для тех относительно слабых толчков, очаги которых не в состоянии целиком покрыть упомянутый ближайший участок разлома, а при превышении некоторого критического значения зависимость исчезнет (ср. [11]). Если допустить прямую связь площади очага с магнитудой, можно определить критическое значение магнитуды по площади этого участка. Для численных оценок в качестве такого участка будем принимать нижнюю половину вертикально расположенного квадрата со стороной  $2r_0$ , центр которого находится на поверхности земли в точке разлома, ближайшей к точке наблюдения. Площадь такого участка  $2r_0^2$ , а среднее расстояние от случайной точки участка до приемника примерно равно  $\bar{r} = 1,2r_0$ .

Выберем конкретное значение  $r_0 = 10$  км; тогда условная площадь ближайшего участка разлома  $S = 200$  км<sup>2</sup>, что соответствует критической магнитуде  $M \approx 6,3$ . Для меньших магнитуд, медианное максимальное ускорение  $a_{\max}$ , пропорциональное  $\Delta\tau_{\max}$  (6), будет уменьшаться с уменьшением магнитуды за счет снижения числа  $N$  неровностей в формуле (23). Поскольку  $N \sim S$ ,  $\lg a_{\max} \approx \frac{1}{\alpha} \lg S + \text{const}$ ; при этом как известно,  $\lg S \approx M + \text{const}$ , откуда следует связь  $a_{\max}$  и  $M$ . На рис. 4 приведены эмпирические зависимости  $a_{\max}(M)$  по различным данным и их аппроксимация ломаной с участком нарастания согласно  $\alpha = 2$ . Ясно,

что  $\alpha=2$  — это грубая оценка; но значения  $\alpha=1$  или 3 явно менее вероятны. Ломаная проведена с учетом того, что эмпирические зависимости [11, 16] примерно соответствуют расстоянию от ближайшей точки очага (в частности, от его края), в то время как наши оценки примерно соответствуют расстояниям от центра очага. Относительное согласие эмпирических данных и теоретической ломаной свидетельствует о приблизительной справедливости предлагаемой теории. Уровень ломаной при больших  $M$  ( $a_{\max}=500$  см/с<sup>2</sup>) можно использовать для оценки  $\Delta\tau$ , пользуясь формулой (6) и считая, что выброс ускорения порожден конкретной неровностью. Обращая (6) для случайного расположения прочнейшей из  $N$  неровностей, найдем для нее сброшенное напряжение:

$$\Delta\tau_{\max} = 0,30 \bar{r} a_{\max}. \quad (26)$$

Для оценки среднего  $\Delta\tau$ , считая, что (26) соответствует  $\Delta\tau_{N; 0,5}$ , получим из (23) и (24)

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{\alpha}{\alpha - 1} (\pi R_a^2 / 1,45 k_{\text{зап}} (2r_0^2))^{1/\alpha} \Delta\tau_{\max}. \quad (27)$$

При  $\bar{r}=12$  км,  $\alpha=2$  и  $a_{\max}=500$  см/с<sup>2</sup> получим из (26) и (27) еще одну эмпирическую оценку  $\Delta\tau_4 = \langle \Delta\tau \rangle = 260$  бар.

Полагая в (26) и (27)  $\langle \Delta\tau \rangle$ ,  $R_a$  и  $k_{\text{зап}}$  постоянными, можно получить соотношение

$$a_{\max} = f(\alpha) r_0^{\frac{2}{\alpha} - 1}. \quad (28)$$

Таким образом, при  $\alpha=2$  максимальное ускорение вблизи средней части очага (на расстояниях менее ширины очага) не зависит от расстояния до очага. Такой теоретический вывод находится в приблизительном согласии с макросейсмическими наблюдениями, что является дополнительным аргументом в пользу предположения  $\alpha=2$ .

Рассмотрим теперь, как формируются в нашей модели пики акселерограммы. Это интересно, в частности, в связи с вопросом о том, насколько справедливо рассматривать ее как квазистационарный гауссов процесс (что нередко делается). Сначала получим результаты общего характера, а затем выясним, что следует ожидать в случае распределения (22) с  $\alpha \approx 2$ .

Рассмотрим прямоугольный очаг размером  $L \times W$  с разрывом, бегущим вдоль длинной стороны очага длиной  $L$  со скоростью  $v = v_c c_s$ , так что время разрушения равно  $T_c = L/v$ . Тогда число неровностей, разрушаемых за время  $T_a$ , равно

$$m = (N/T_c) T_a = 2k_{\text{зап}} v_c W / \pi v_a R_a = 4k_{\text{зап}} v_c W f_a / \pi v_a^2 C_{BCS}. \quad (29)$$

Ясно, что при  $m \ll 1$  импульсы не накладываются друг на друга, по крайней мере вблизи очага, и акселерограмма будет иметь специфический вид. С удалением от очага акселерограмма будет приближаться к квазистационарному гауссову процессу за счет эффектов рассеяния и многолучевости. Значению  $m=1$  соответствует критическое значение ширины очага

$$W_{\text{кр}} = \pi v_a^2 C_{BCS} / 4k_{\text{зап}} v_c f_a. \quad (30)$$

при  $v_c=0,6$ ,  $W_{\text{кр}}=30$  км. Это значит, что многократное наложение импульсов может иметь место лишь при сильнейших землетрясениях.

Но даже в этом случае акселерограмма вблизи очага не будет близка к гауссову процессу, если  $\alpha \approx 2$ . Как видно из (25), при  $\alpha \leq 2$  распределение (22) не обладает конечной дисперсией. Это значит, что даже при многократном наложении импульсов основной вклад в амплитуду будет давать некоторая конкретная неровность. Это оправдывает

наше допущение, что максимальное ускорение сформировано отдельной неровностью. Несколько преувеличивая, можно сказать, что каждый положительный зубец на акселерограмме сформирован конкретной неровностью. Ясно, что результаты данного раздела могут быть непосредственно использованы для моделирования акселерограмм.

### Статистика параметра $\Delta\tau$ и барьеры на разломе

К вопросу о статистике параметра  $\Delta\tau$  можно подойти и теоретически, если, следуя И. Фукао и М. Фурумото [18], взять за основу представление, что развитие очагов землетрясений происходит приблизительно автомодельными шагами. Иными словами, очаг в своем развитии проходит ряд таких стадий, что его текущие размеры в идеале образуют геометрическую прогрессию:  $L_0, bL_0, b^2L_0, \dots$ . На каждой стадии преодолевается расположенный по периметру «барьер»; при этом преодоление барьера происходит в близком к критическому режиме с большой вероятностью остановки. Барьеры разной прочности образуют на разломе иерархическую систему сгущающихся сеток (чем крупнее ячейка, тем прочнее барьер). На каждом этапе своего развития очаг занимает одну (или несколько) клеток сетки соответствующего ранга.

Будем представлять себе барьеры в этой модели как цепочки прочных неровностей, размещенных с шагом, равным  $d$ . Зафиксируем некоторый участок разлома площадью  $S^*$ . Суммарная длина звеньев сетки со стороной (квадратной) ячейки  $q$  определится как (число ячеек)  $\times$   $\times$  (полупериметр ячейки)  $\approx (S^*/q^2) \cdot 2q = 2S^*/q$ . Тогда число неровностей в рассматриваемой сетке

$$N^*(q) = 2S^*/dq. \quad (31)$$

По предположению, чем крупнее сетка, тем прочнее неровности, ее составляющие. Допустим для определенности, что для этих неровностей  $\Delta\tau = \Delta\tau_0 \sim q^\beta$ , тогда, подставляя  $q \sim \Delta\tau_0^{1/\beta}$  в (31), получим

$$N^*(\Delta\tau_0) \sim S^*/\Delta\tau_0^{1/\beta}. \quad (32)$$

Чтобы связать  $q$  с  $\Delta\tau_0$ , рассмотрим основное соотношение теории трещины с концевой зоной

$$\Delta\sigma_{\text{сц}} \approx (R_c/a)^{1/2} \Delta\sigma, \quad (33)$$

где  $\Delta\sigma_{\text{сц}}$  — сцепление минус трение в кольцевой концевой зоне шириной  $a$ , а  $\Delta\sigma$  — сброшенное напряжение на поверхности трещины радиусом  $R_c$ . Чтобы получить «микроскопический» вариант этого критерия, учтем, что шаг в цепочке-барьере равен  $d$ , а расстояние между «рядами неровностей», также равное  $d$ , соотнесем с величиной  $a$ . Требование соответствия сил дает  $\Delta\sigma_{\text{сц}} d^2 = S_a \Delta\tau_0 = d^2 k_{\text{зан}} \Delta\tau_0$ , так что критерий разрушения звена барьера получаем в виде

$$\Delta\tau_0 = (R_s/d)^{1/2} k_{\text{зан}}^{-1} \Delta\sigma. \quad (34)$$

Будем считать, что барьер разрушается, когда среднее  $\Delta\tau_0$  для цепочки равно критическому. Тогда, полагая, что соотношение (34) связывает размер ячейки сетки барьеров  $q \approx 2R_s$  и величину  $\Delta\tau_0$  неровностей, составляющих эти барьеры, найдем, что в (32)  $\beta = 0,5$ . Таким образом, для вероятностей различных значений  $\Delta\tau_0$  получим

$$P(\Delta\tau_0) \sim 1/(\Delta\tau_0)^2.$$

При этом значения  $q$ , а одновременно и  $\Delta\tau_0$  образуют геометрическую прогрессию. В этом случае

$$\begin{aligned} P(\Delta\tau \geq \Delta\tau_0) &\sim 1/(\Delta\tau_0)^2 + 1/b(\Delta\tau_0)^2 + 1/b^2(\Delta\tau_0)^2 + \dots \\ &\dots = 1/(\Delta\tau_0)^2 (1/1 - b^{-1}) \sim 1/(\Delta\tau_0)^2, \end{aligned} \quad (35)$$

где несущественный параметр  $b$  есть коэффициент такой прогрессии для  $q$ .

Мы не хотим сказать, конечно, что все прочные неровности с некоторым  $\Delta\tau$  входят в цепочки-барьеры. Достаточно допустить, что доля неровностей с некоторым заданным  $\Delta\tau$ , которые входят в состав барьеров, не зависит от  $\Delta\tau$ . Тогда (35) может быть непосредственно сопоставлено с (22), и наши представления о степенном законе для  $\Delta\tau$  с  $\alpha=2$  получают дополнительное обоснование.

Мы неявно предполагали, что среднее сброшенное напряжение  $\Delta\sigma$  одно и то же на каждом шаге развития очага. Это следует из нашей модели разлома и одновременно согласуется с независимостью  $\Delta\sigma$  от  $L$  для реальных очагов, каждый из которых, следуя логике Фукао и Фурумото, можно рассматривать как «замороженную» фазу развития более крупного очага.

Построим на основе изложенного подхода оценку среднего  $\Delta\tau$ . Будем считать, что подмножество из  $N_p$  неровностей, составляющих близкую к разрушению (или разрушаемую в почти критическом режиме) часть барьера-периметра, само подчиняется распределению (35). Для оценок примем эту часть совпадающей с половиной периметра. Для очага в виде круга  $N_p = \pi R_s/d$ . Для среднего из  $N_p$  значений  $\Delta\tau$ , или  $\Delta\tau_p$ , справедливо выражение (34). Для прочнейшей из  $N_p$  неровностей в силу (23) и (24) медиана  $\Delta\tau_m$  равна

$$\Delta\tau_m = (\Delta\tau_p/2) (1,45N_p)^{1/2}. \quad (36)$$

Аналогичная формула

$$\Delta\tau_m = (\langle \Delta\tau \rangle / 2) (1,45N_s)^{1/2} \quad (37)$$

будем связывать  $\Delta\tau_m$  со средним значением  $\Delta\tau$  для очага в целом, если сделать правдоподобное предположение, что прочнейшая из  $N_s$  неровностей расположена на периметре. Комбинируя эти результаты, получим

$$\langle \Delta\tau \rangle = \Delta\tau_p (N_p/N_s)^{1/2} = \Delta\sigma/k_{\text{зап}}, \quad (38)$$

что совпадает с (3). Итак, мы не получили новой оценки  $\Delta\tau$ , но зато показали внутреннюю согласованность модели в данном аспекте.

### Обсуждение

С помощью МН-модели было получено несколько оценок среднего сброшенного напряжения на поверхности неровности:  $\Delta\tau_1=300$  бар — по «глобальному»  $\Delta\sigma$  и заданной величине  $k_{\text{зап}}$ ,  $\Delta\tau_2=250$  бар — по уровню низкочастотного склона спектра ускорений,  $\Delta\tau_3=210$  бар — по уровню максимума спектра ускорений,  $\Delta\tau_4=260$  бар — по максимальным ускорениям вблизи очага. Хотя разумное согласие оценок налицо, не следует забывать, что важные безразмерные параметры  $k_{\text{зап}}$  и  $\nu_a$  были заданы почти априори. Заметим, что во все три формулы для  $\Delta\tau_{2-4}$  (которые явно не выписаны) эти два параметра входят в одной и той же комбинации  $k_{\text{зап}}^{-1/2} \nu_a^{-1}$ . в то время как в формуле для  $\Delta\tau_1$  мы имеем  $k_{\text{зап}}^{-1} \nu_a^0$ . Это значит, что достигнутое согласие не ухудшится, если значения  $k_{\text{зап}}$  и  $\nu_a$  менять согласованным образом, так чтобы не менять комбинации  $k_{\text{зап}} \nu_a^{-2}$ , значение которой должно быть равно 0,055 ( $=0,1 \cdot 1,35^2$ ). Разумный интервал для  $\nu_a$ —0,6—1,5, это дает для  $k_{\text{зап}}$  интервал 0,02—0,125, а для  $\Delta\tau$ —1500—250 бар. Оба диапазона выглядят более или менее допустимыми, но все же столь высокое значение среднего  $\Delta\tau$  как 1500 бар и столь низкое значение  $k_{\text{зап}}$  как 0,02, по-видимому, маловероятны. Поэтому в качестве окончательных оценок мы даем  $k_{\text{зап}} = 0,04—0,125$ ;  $\nu_a = 0,85—1,5$ ;  $\Delta\tau = 750—250$  бар и  $R_a = 0,5—0,9$  км.



Следует отметить еще несколько пунктов. Обнаружено согласие между оценками функции распределения сброшенного напряжения на неровностях из соотношения  $a_{\max}(M)$ , из примерного постоянства  $a_{\max}$  вблизи разлома и из соображений, связанных с динамикой очага.

Если наш вывод о степенном законе с  $\alpha=2$  для  $\Delta\tau$  и для пиков акселерограммы подтвердится, это будет означать, что приближение квазистационарного гауссова процесса для описания акселерограммы ближней зоны не вполне корректно. Вместо этого целесообразно описывать, а также моделировать акселерограмму на основе предлагаемой модели путем наложения относительно редких импульсов от конкретных неровностей.

Мы не затронули здесь важный вопрос о распределении неровностей по размеру. Тот факт, что оценка  $\Delta\tau_3$  по пику спектра заметно ниже, чем  $\Delta\tau_2$  по уровню низкочастотной ветви, говорит о том, что неровности, как и следовало ожидать, не вполне однородны по размеру. Тот же вывод следует из сопоставления оценок размера в таблице со средним размером. Тем не менее наличие более или менее выраженного максимума в спектрах многих акселерограмм позволяет нам считать, что модель очага с неровностями одинакового размера является разумным первым приближением.

### Выводы

1. Предложено рассматривать разрушение неровности как типичный субисточник — излучатель импульса короткопериодного излучения от очага сильного землетрясения, а также как основной компонент очага слабого землетрясения.

2. На основе результатов Ш. Дас и Б. В. Кострова предложена простейшая теория для излучения от одиночной неровности и от множества неровностей. Введена сейсмическая сила неровности  $F_0$  как основной параметр, определяющий низкочастотную ветвь спектра излучения от неровности.

3. Данные о максимальных ускорениях в ближней зоне и об уровне спектра в дальней зоне согласуются и указывают на типичное сброшенное напряжение на неровности  $\Delta\tau$  порядка нескольких сотен бар.

4. Оценка прочности барьера-неровности в комбинации с гипотезой Фукао и Фурумото о скачкообразном автотельном росте разрыва позволила определить распределение неровностей по прочности. Распределение — степенное, с «тяжелым хвостом», оно согласуется с эмпирическими данными о максимальных ускорениях.

5. Предложено описывать и моделировать акселерограмму как сумму слабо перекрывающихся импульсов от отдельных неровностей со степенным распределением параметра  $\Delta\tau$ .

В заключение автор благодарит В. М. Павлова за ценные критические замечания.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Галин Л. А. Контактные задачи теории упругости и вязкоупругости. М.: Наука. 1980. 304 с.
2. Гусев А. А. Описательная статистическая модель излучения очага землетрясения и ее применение к оценке короткопериодного сильного движения // Вулканология и сейсмология. 1984. № 1. С. 3—22.
3. Гусев А. А. О природе короткопериодного излучения очага землетрясения // Сейсмичность и сейсмический прогноз на Дальнем Востоке. Тез докл. сессии Междувед. Совета сейсмологии и сейсмостойкости стр-ва. Петропавловск-Камчатский, 1986. С. 79.
4. Костров В. Б. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
5. Шебалин Н. В. Замечания о преобладающем периоде, спектре и очаге сильного землетрясения // Вопросы инж. сейсмологии. Вып. 15. М.: Наука. 1971. С. 50—78.
6. Aki K. Scaling law of earthquake source time-function // Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 1972. V. 31. P. 3—25.



7. *Andrews D. J.* A stochastic fault model. 1. Static case//*J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. P. 3867—3877.
8. *Andrews D. J.* A stochastic fault model. 2. Time-dependent case//*J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 3867—3877.
9. *Boatwright J.* A dynamic model for far-field acceleration//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1982. V. 72. P. 1049—1068.
10. *Boatwright J.* The seismic radiation from composite models of faulting//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1982. V. 72. P. 489
11. *Campbell K. W.* Near-source attenuation of peak horizontal acceleration//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1981. V. 71. P. 1615—1621.
12. *Das S., Aki K.* Fault plane with barriers: a versatile earthquake model//*J. Geophys. Res.* 1977. V. 82. P. 5648—5670.
13. *Das S., Kostrov B. V.* Breaking of a single asperity: rupture process and seismic radiation//*J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 4277—4288.
14. *Das S., Kostrov B. V.* Fracture of a single asperity on a finite fault: a model for weak earthquakes?/Eds Das S., Boatwright J., Scholz C. H. (Eds). *Earthquake Source Mechanics*. Washington, Amer. Geophys. Union, 1986. P. 91—96.
15. *Day S.* Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: the effect of non-uniform prestress//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1982. V. 72. P. 1881—1902.
16. *Donovan N. C., Bornstein A. E.* Uncertainties in seismic risk procedures//*J. Geotechn. Div. Amer. Soc. Civ. Eng.* 1978. V. 104. P. 869—887.
17. *Faccoli E.* A study of strong motions from Italy and Yugoslavia in terms of gross source properties./Eds Das S., Boatwright J., Scholz C. H. *Earthquake Source Mechanics*, Washington, Amer. Geophys. Union, 1986. P. 297—310.
18. *Fukao Y., Furumoto M.* Hierarchy in earthquake size distribution//*Phys. Earth. Planet. Inter.* 1985. V. 37. № 1. P. 35—148.
19. *Goto H., Sugito M., Kameda H., Saito H., Ootaki T.* Prediction of non-stationary earthquake motions for moderate and great earthquakes on rock surface//*Annals, Disaster Prevent. Res. Inst.* 1984. № 27B—2. P. 19—48.
20. *Hanks T. C.*  $f_{max}$ //*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1982. V. 72. P. 1867—1879.
21. *Hanks T. C., Johnson D. A.* Geophysical assessment of peak accelerations//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1976. V. 66. P. 959—968.
22. *Hanks T. C., McGuire R. K.* The character of high frequency strong ground motion//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1981. V. 71. P. 2071—2095.
23. *Haskell N. A.* Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults. 2. A statistical source model//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1966. V. 56. P. 125—140.
24. *Heaton T. H., Helmlinger D. V.* Generalized ray models of the San-Fernando earthquake//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1979. V. 69. P. 1311—1341.
25. *Koyama J., Zheng S.-H.* Excitation of short-period body waves by great earthquakes//*Phys. Earth. Planet. Inter.* 1985. V. 37. P. 108—123.
26. *Lay T., Kanamori H., Ruff L.* The asperity model and the nature of large subduction zone earthquakes//*Earthq. Predict. Res.* 1982. V. 1. P. 3—71.
27. *McGarr A.* Analysis of peak ground motion in terms of a model of inhomogeneous faulting//*J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 3901—3912.
28. *Mikumo K. T., Miyatake T.* Dynamical rupture process on a 3D fault with non-uniform frictions and near-field seismic waves//*Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 1978. V. 54. P. 417—438.
29. *Mori Y., Shimazaki K.* High stress drops of short-period subevents from the 1968 Tokachi-Oki earthquake as observed on strong motion records//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1984. V. 74. P. 1529—1544.
30. *Nur A.* Non-uniform friction as a physical basis for earthquake mechanics//*Pageophys.* 1978. V. 116. P. 964—991.
31. *Papageorgiou A. S., Aki K.* A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. I. Description of the model//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1983. V. 73. P. 953—978.
32. *Papageorgiou A. S., Aki K.* Scaling law of far-field spectra based on observed parameters of the specific barrier model//*Pageophys.* 1985. V. 123. P. 353—374.
33. *Spudich P., Cranswick E.* Direct observation of rupture propagation during the 1979 Imperial Valley earthquake using a short baseline accelerometer array//*Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1984. V. 74. P. 2083—2114.
34. *Trifunac M. D., Lee V. W.* Preliminary empirical model for scaling Fourier amplitude spectra of strong ground acceleration//*Rept. CE 85—03*. Univ. Southern California, 1985. 86 pp.