

УДК 550.34

ГУСЕВ А. А.

**ОПИСАТЕЛЬНАЯ СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ  
ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ОЦЕНКЕ  
КОРОТКОПЕРИОДНОГО СИЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ****Введение**

Проблема описания и моделирования излучения упругих волн из очага землетрясения весьма актуальна. В частности, она имеет важное прикладное значение, давая основу для прогноза движения грунта при сильных землетрясениях. Решение этой проблемы должно опираться на достаточно полную и совершенную модель движения в очаге. В наиболее общей постановке эта модель должна быть динамической, учитывающей исходное распределение напряжений в реальной Земле, распределение упругих и неупругих свойств (прочности, пластичности), и отражать динамическое развитие разрушения с учетом поля упругих волн и нелинейных свойств резко неоднородной среды реальной Земли. Менее общий и более обычный подход заключается в рассмотрении лишь кинематики разрыва. В этом случае может быть подобрана реалистическая кинематическая модель, хотя описание динамики (т. е. действующих сил) опускается и весь подход приобретает феноменологический характер.

Весьма популярны модели развития очага землетрясения в виде бегущей дислокации [41, 42] и трещины [9, 10, 32]. Дислокационная модель в сущности, условна, физически ни дислокационная ступенька, ни скачок подвижки на краю площадки формироваться не могут. Эта модель наиболее удачно использовалась в интерпретации длиннопериодной части спектра излучения как для поверхностных, так и для объемных волн. Имея малое число параметров (длина  $L$  и ширина  $W$  разрыва, его скорость  $v$  и величина подвижки  $B$ ), эта модель легко подгоняется и, по-видимому, описывает некоторые важные черты очагового процесса.

Модель трещины более реалистична и обладает несомненным преимуществом, т. к. опирается на динамическое рассмотрение. Аналитические, однако, удается описать лишь безгранично растущую трещину в однородной среде. Проблема торможения трещины решается лишь численно [35]. Этот подход перспективен, но сложен, так что, например, наиболее интересный случай двумерной асимметричной трещины пока не рассмотрен.

Сопоставление условий, при которых обычно решается задача в теории трещин, с данными полевой геологии показывает, что имеется ряд свойств реального очага, которые не отражены в этой теории. Это такие свойства, как: 1) кривизна и множественность разрывов, 2) негладкость поверхности разрывов и 3) наличие компоненты отрыва дополнительно к сдвигу на многих участках разрыва. Наиболее существенным фактором является, по-видимому, негладкость разрыва [11]. Модели гладкой (хрупкой) трещины анализировались Ф. Даленом [34]. Вслед за Костровым [9] он показал, что излучение гладкой трещины круто (по  $f^{-3}$  или

быстрее) спадает на высоких частотах, что резко противоречит эмпирическим данным.

Теперь уже классические статьи Н. Хаскелла [42] и К. Аки [24] описывали эффект негладкости трещины через введение случайного фактора. Реалистический спад спектра достигался введением функции автокорреляции подвижки. Подобный подход развивает Д. Эндрюс [27, 28]. Альтернативный подход, заключающийся в размещении на поверхности модельной трещины системы барьеров-препятствий, был развит в работе К. Аки и С. Дас [36] (одномерный случай) и Т. Микумо и Т. Миятаке [46] (псевдодвумерный случай). Во втором случае барьеры формировались случайным образом. Принципиально новое качество моделей с введением барьеров заключается в допущении, что очаги могут состоять из кинематически изолированных пятен, на границах которых подвижка обращается в нуль. Варьируя уровень прочности барьеров, можно моделировать как «единое» движение с приостановками, так и движение «пятнами». Весьма гибкая барьерная трещинная модель, по-видимому, также описывает некоторые важные черты реальных очагов. Мы ниже разовьем модель другого рода, хотя также стохастическую по природе. Но сначала покажем, что любая реалистическая модель очага должна быть стохастической.

### О парадоксах детерминированных моделей очага

Следует отметить, что стохастический характер моделей, учитывающих негладкость разрыва, имеет принципиальное значение. Покажем, что любая детерминированная модель очага в условиях хотя бы приближенного подобия очагов землетрясений разной силы дает предсказания, резко противоречащие наблюдениям. Например, в условиях подобия выберем в качестве единственного размерного парасктра длину  $L$ . Тогда максимальное ускорение на разрыве будет масштабироваться так:

$$a \sim L/T^2 \sim L^{-1}, \quad (1)$$

где  $T \sim L$  — характерное время. Таким образом, чем крупнее очаг, тем меньшим должно быть ускорение. В дальней зоне (расстояние  $r \gg L$ ) подобие также дает  $a \sim L^{-1}$  для масштабированного расстояния  $r = kL$ . Примем геометрическое расхождение  $a(r) \sim r^{-1}$ , тогда для фиксированного расстояния  $r_0$  получим

$$a(r_0) = a(kL) (kL/r_0) \sim LL^{-1} = \text{const} \quad (2)$$

при любом  $L$ . Таким образом, ускорение в дальней зоне не зависит от размера очага.

Получим результат для дальней зоны другим путем. Спектры смещений и ускорений на заданном расстоянии масштабируются так:

$$u(f) \sim M_0 \quad (3)$$

$$a(f) \sim M_0 f_0^2,$$

где  $M_0 \sim L^3$  — сейсмический момент очага,  $f_0 = T^{-1}$ . В детерминированной модели, чтобы получить максимальное ускорение  $a_{\text{макс}}$  нужно просто перейти во временную область. Интегрируя по  $df$ , получим

$$a_{\text{макс}} \sim M_0 f_0^3 \sim L^3 L^{-3} = \text{const}. \quad (4)$$

В стохастическом случае вместо этого следует применить теорему Парсеваля:

$$\overline{a^2(f) \Delta f} = \overline{a^2(t) \Delta t},$$

где  $\Delta f$  и  $\Delta t$  суть ширина полосы и длительность соответственно, а черта сверху означает усреднение. Пусть  $\Delta t \sim T \sim L$  и пусть  $\Delta f = \text{const}$  (это со-

гласуется с эмпирическими данными, и приблизительно справедливо, например, для модели  $\omega^{-2}$  Аки с поглощением). Тогда среднеквадратическое ускорение в дальней зоне получаем в виде

$$a_{\text{ск}} = (\overline{a^2(t)})^{1/2} \propto M_0 f_0^{-2,5} \propto L^{0,5}. \quad (5)$$

Максимальное значение  $a_{\text{макс}}$  растет с  $L$  и  $\Delta t$  несколько быстрее, скажем, как  $L^{0,7}$ . Это гораздо более правдоподобный результат, если сравнить с эмпирическим законом  $a_{\text{макс}} \propto L^{0,9}$ . Последнее выражение получается, если скомбинировать три хорошо известные соотношения для  $L$ ,  $a_{\text{макс}}$ , интенсивности  $I$  и магнитуды  $M$  [18]:

$$\begin{aligned} I &= \log_2 a_{\text{макс}} + \text{const}, \\ I &= 1,5 M + f(r), \\ \lg L &= 0,5 M + \text{const}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для поля ближней зоны такой простой вывод получить не удастся, однако теоретические оценки, сделанные ниже, предсказывают слабый рост  $a_{\text{макс}}$  с  $L$ , что в общем согласуется с наблюдениями.

Таким образом, стохастические модели явно являются более перспективными, чем детерминированные, для создания реалистического описания источника в широкой спектральной полосе.

### Концептуальное описание статистической модели

В данной работе мы не будем делать попытки создать статистическое описание источника в полной мере, с учетом реалистической динамики, «микроструктуры» разрыва и т. п. и ограничимся чисто описательным подходом. Даже в этом случае удастся получить достаточно содержательные результаты, если опираться на физические представления о динамическом источнике.

Для этой цели, используя идею Дж. Хаузнера [43] и следуя Н. В. Шибалину и А. Бландфорду [21, 29], мы введем представление о субочаге как этапе или элементе разрыва, таком, что вклады отдельных субочагов в полное поле излучения аддитивны. Каждый субочаг характеризуется размером и временем работы. Излученный субочагом импульс «гладкий» — со спектром, спадающим по  $f^{-3}$  или круче. Физически субочаги могут порождаться ветвлением разрыва («оперяющие» трещины), локальным временным зацеплением бортов разрыва (или неоднородным трением), проскоком барьера или торможением на нем. Такие субочаги имеют сдвиговой характер. Весьма важно существование отрывных субочагов [42, 29], связанных с волнистостью бортов разрыва, уступами на нем, или скачком давления при нагреве трением [52]. В барьерной модели аналогом длины субочага служит межбарьерное расстояние, или размер «пятна скольжения». Предполагается, что субочаги разных типов и размеров могут совмещаться (налагаться) в пространстве и времени. Субочаги располагаются в пределах площадки основного разрыва и «включаются» в период его работы. С этой точки зрения афтершоки можно рассматривать как запаздывающие субочаги.

Следует отметить, что барьеры, формирующие границы субочагов, могут быть разделены на две различные группы. Барьеры первого рода совместимы с моделью плоской трещины: это области высокого трения, зацепы, поверхностная шероховатость и т. п. Барьеры второго рода соответствуют каким-либо стереометрическим препятствиям; их можно сопоставить с точками деления дислокаций и дисклинациями. В частности, если разрыв с подвижкой по простиранию (сдвиг), распространяющийся вдоль трассы разлома, натывается на изгиб или поворот трассы,

либо чистый сдвиг должен перейти в сдвиг с отрывом (а это требует преодоления горного давления или выжимания клиньев избыточного материала), либо должен возникнуть вторичный сдвиговый разрыв для компенсации изменения направления вектора Бюргерса. Разветвление разлома может не служить препятствием распространению разрыва (хотя приводит к относительной независимости движений на ветвях разлома). Ступенчатая или кулисообразная система разломов может в зависимости от взаимной ориентировки сдвига и кулис служить слабым или сильным препятствием. Весьма сложная система вторичных разрывов должна возникнуть, когда главный разрыв проходит через зону, где меняется угол падения разлома (зона кручения). Заметим, что для взброса, распространяющегося горизонтально, изгибы и ступени препятствиями не служат, ими являются лишь зоны кручения. Вообще, для возникновения стереометрических барьеров необходима неплоская поверхность очага, хотя обратное неверно: поверхность в виде обобщенного цилиндра с образующей вдоль вектора Бюргерса препятствий не создает. В заключение можно сказать, что в реальном процессе формирования разрыва существует множество путей формирования барьеров. Коротко мы будем называть все эти явления «шероховатостью».

Как мы отмечали, существует альтернативный подход к статистическому описанию очага [42, 24, 27]. В этих работах вводится пространственно-временная автокорреляционная функция излучателя, или соответствующий спектр мощности. Подобный подход формально четче, но пока неясно, как с его помощью провести детальное описание наблюдаемых свойств излучения. Отметим также в этой связи работу [30].

Основным в развиваемом подходе служит предположение о некогерентном, случайном характере «включения» субочагов. При этом основной характеристикой популяции субочагов является их плотность в пространстве — времени, а также распределение по размерам и характерным временам. Именно эти функции распределения должны были бы быть получены на основе динамической модели, мы же просто постулируем их существование.

Связь изложенного представления с эмпирическими данными можно выявить, если считать, что спектр излучения реального очага формируется в результате суперпозиции излучения «главного гладкого разрыва» и некогерентно суммирующегося излучения популяции субочагов. Допустим для простоты, что все субочаги кинематически и геометрически подобны, тогда различные виды спектров реальных очагов могут быть интерпретированы как излученные субочаговыми популяциями с различными функциями распределения. Такое представление, по-видимому, допустимо как первое приближение.

Рассмотрим сначала вопрос о пространственно-временном распределении субочагов. Результаты [13] дают основание предположить, что обычный характер развития основного разрыва, проявляющийся в дальней зоне как линейно нарастающий импульс смещения с довольно крутым задним фронтом, сопровождается импульсом высокочастотного излучения аналогичной формы (для последнего следует рассматривать мощность как функцию времени). По-видимому, наиболее естественно допустить, что поток мощности высокочастотного некогерентного излучения, а с ним и плотность субочагов определяются локальной скоростью «гладкого» проскальзывания. Для модели хрупкой трещины (и тем более для дислокации) зона высокой скорости проскальзывания занимает в каждый момент относительно малую часть поверхности разрыва. Можно полагать, однако, что в более реалистических моделях эта зона достаточно широка. Ниже мы приведем некоторые основания для такого предположения. Но детально этот вопрос в данной работе не рассматривается, и считается, что площадка разрыва излучает с постоянной мощностью во времени и пространстве (т. е. субочаги размещены рав-

номерно). Некоторые следствия из нарушения этого предположения обсуждаются ниже.

Распределение субисточников по размерам и характерным временам непосредственно отражается на спектре излучения, но и здесь мало данных для глубокого анализа. Отметим только, что Н. В. Шебалин, А. Бландфорд и позднее Т. Хэнкс [21, 29, 40] предполагали степенное распределение субочагов по длинам. Эквивалентные предположения об автомодельности спектра подвижки делали А. Нур и затем Д. Эндрюс [47, 27]. Легко показать, например, что «типичному» спектру с убыванием по  $f^{-2}$  на высоких частотах примерно соответствует распределение по длинам  $N(L) \propto L^{-2}$  такое же, как для совокупности независимых землетрясений. При этом наблюдается подобие спектров очагов разного размера. Это простейшее предположение, однако, не соответствует форме наблюдаемых спектров. Крупные землетрясения ( $M \sim 8$ ) имеют в спектре смещений характерное «колени» [25, 7, 5, 45]. Частота «колена» составляет обычно 0,1—0,3 Гц. Это указывает на резкий спад плотности субочагов с длинами, превышающими 10—20 км.

Вид спектров в области высоких частот также не соответствует гипотезе подобия. На частотах выше 3—10 Гц наблюдаемые спектры ускорений в ближней зоне обычно начинают круто спадать в сторону более высоких частот. Сопоставляя этот факт с отсутствием слабых землетрясений с достаточно малыми очагами [51, 33], можно прийти к выводу о существовании второго характерного размера, связанного с характерным расстоянием порядка 100—800 м, ограничивающего распределение субочагов со стороны малых размеров. В этой ситуации целесообразно отказаться от того, чтобы задаваться параметрической (степенной или более сложной) моделью спектра, а вместо этого опираться непосредственно на эмпирические данные. Дальше мы будем обсуждать сами спектры, а представление о субисточниках привлекать по мере необходимости.

Однако степенной закон распределения субочагов по размерам можно использовать как нулевое приближение для того, чтобы получить определенную информацию о распределении субочагов в пространстве.

Из приводимого ниже рис. 3 видно, что для землетрясений с  $M = 5,5—7,5$  форма спектра между корнер-частотой и второй характерной частотой (около 5 Гц) близка к  $f^{-(1,4-1,7)}$ . Следуя Т. Хэнксу [40], можно получить отсюда оценку для хода зависимости  $N(L)$ :  $N(L) \propto L^{-(3,2-2,6)}$ . Закон  $L^{-3}$  возникает в случае, когда субочаги определенного размерного класса размещаются во всем пространственно-временном объеме очагового процесса (это очевидное следствие того факта, что для единичного субочага этот объем пропорционален  $L^3_{\text{очг}}$ ). Закон  $L^{-2}$  соответствует случаю, когда субочаги некоторого размерного класса возникают лишь однажды вблизи любой точки поверхности очага. Такая ситуация возникает, если субочаги «включаются» бегущей дислокационной линией или носком трещины. Фактический закон ближе к  $L^{-3}$  это подтверждает наше представление, что реальная ситуация ближе к первому случаю.

Предлагаемый путь описания очагового излучения невольно предполагает, что очаговая функция и излученный импульс могут трактоваться как квазистационарные случайные процессы. Эта точка зрения подтверждается близостью огибающих импульсов  $P$  от сильных землетрясений в разных короткопериодных полосах ЧИСС ([7], а также более поздние публикации той же группы авторов). Квазистационарность связана с предположением о перекрытии субочагов разных размеров. Некоторое перекрытие обязано существовать; в противном случае приходится допустить, что для каждой полосы частот существует ансамбль изолированных пятен, который ее возбуждает. Но тогда приходится допускать неправдоподобно высокие начальные деформации. Например, рассмотрим изолированный субочаг, генерирующий частоту около 5 Гц

в очаге землетрясения с  $M=8,2$  и  $B=10$  м. Начальная деформация в нем должна быть порядка  $10^{-2}$ , что далеко превышает прочность горных пород.

Описание излучения источника через его спектр энергии, предполагающее его некогерентный характер, использовалось Ю. В. Ризниченко [17], интересные подходы к описанию и моделированию некогерентного излучения развиты Т. Г. Раутиан [14], а также Ю. Ф. Копничевым и Г. Л. Шпилькером [13]; отметим работы [48, 49].

### Гипотеза стабильности потока мощности и масштабные соотношения

Предположение о некогерентности излучателя и постоянстве характеристик его излучения по площади и во времени делает наиболее удобным описание источника в терминах спектра удельной мощности, или спектрального потока энергии. Следуя Ю. В. Ризниченко, введем логарифмический спектр энергии излучателя

$$E(f) = \partial E / \partial \lg f \quad (7)$$

и логарифмический спектр потока энергии

$$g(f) = \partial E / \partial S \partial t \partial \lg f. \quad (8)$$

Введем также полный  $G$  и короткопериодный  $G_{\text{кп}}$  поток энергии

$$G = 2 \int_{-\infty}^{\infty} g(f) d \lg f, \quad (9)$$

$$G_{\text{кп}} = 2 \int_{-0,5}^{\infty} g(f) d \lg f. \quad (10)$$

Наша рабочая гипотеза заключается в том, что функция  $g(f)$  слабо зависит от величины землетрясения в той части спектра, которая определяется излучением субочагов, а  $G_{\text{кп}}$  близко к постоянной. Чтобы проверить это предположение, необходимы эмпирические данные о  $g(f)$ . Чтобы оценить  $g(f)$  и  $G_{\text{кп}}$ , необходимо знать  $E(f)$ , площадь  $S$  и время работы  $T$  (характерное время очага). Чтобы упростить расчеты, было бы очень удобно воспользоваться подобием очагов землетрясений разной силы. Из наших рассуждений следует, что подобие можно предполагать лишь для «главного гладкого очага». Чтобы исследовать данный вопрос детально, рассмотрим гипотезу «строгого подобия», когда все характеристики главного очага суть функции одного размерного параметра. При теоретическом рассмотрении в качестве такого параметра естественно принять длину разрыва  $L$ . Однако при анализе эмпирических данных более удобно использовать сейсмический момент

$$M_0 = \mu \int_{\Sigma} B dS = \mu \bar{B} S,$$

где  $B=B(x, y)$  — суммарная за время землетрясения подвижка (проскальзывание) как функция точки  $(x, y)$  на разрыве,  $\Sigma$  — площадка разрыва, предполагаемая плоской. Строго говоря, подвижка — вектор, но здесь предполагается, что направления подвижки во всех точках разрыва одно и то же. Очевидно, что при строгом подобии

$$\bar{B} \propto L \propto T \propto M_0^{1/3} \propto S^{1/2}. \quad (11)$$

Сейсмическая энергия, связанная с главным очагом, также масштабируется:

$$E_{\text{грп}} \propto M_0 \propto L^3. \quad (12)$$

Большое количество сводок очаговых параметров, опубликованных в последние годы, позволили нам проверить гипотезу строгого подобия на довольно обширном материале. На рис. 1 приведены построенные нами по литературным данным среднемировые зависимости  $L$ ,  $\bar{B}$  и  $E$  от  $M_0$ . Обычно данные приводятся в функции магнитуды. Для пересчета в шкалу  $M_0$  использовались средние зависимости  $M_{LH}$ ,  $M_S$  и  $M_L$  от  $M_0$ , также скомпилированные по литературе. При построении кривых рис. 1

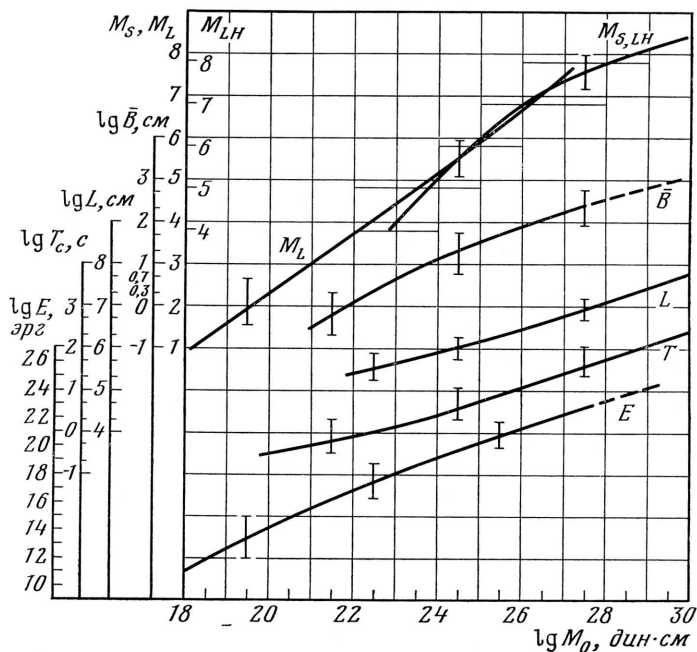


Рис. 1. Средние зависимости параметров очага землетрясения от сейсмического момента  $M_0$  для магнитуд  $M_{LH}$ ,  $M_S$  и  $M_L$ ,  $\bar{B}$  — средней подвижки,  $L$  — длины очага,  $T$  — характерного времени,  $E$  — сейсмической энергии

было обращено особое внимание на независимость данных. Так, кривая  $L(M_0)$  построена исключительно по данным полевых наблюдений разрывов и по размерам афтешоковых зон,  $\bar{B}(M_0)$  — только по полевым данным,  $T(M_0)$  — по спектрам и по результатам подгонки модели Хаскелла к большим очагам. Кривая  $E(M_0)$  относительно менее надежна. «Усы» на кривых характеризуют разброс основной части данных.

Анализ кривых показывает, что гипотеза строгого подобия приблизительно справедлива в среднем для землетрясений с  $\lg M_0$  (дин·см) = 25—29 ( $M=5$ —8), и нарушается для более слабых землетрясений (снижается сброшенное напряжение  $\Delta\sigma$ ). Разброс индивидуальных данных довольно велик, достигая 0,5 порядка. Три важнейших безразмерных параметра, которые должны оставаться стабильными для выполнения требования подобия, суть относительная ширина  $\omega = W/L$  (отношение ширины очага  $W$  к длине), сброшенная деформация  $\Delta\epsilon = \Delta\sigma/\mu \approx \bar{B}/W$  и число Маха  $\nu = v/c_s$ , где  $v$  — скорость распространения разрыва,  $c_s$  — скорость  $S$ -волн. Стабильность параметра  $\omega$  исследовали Р. Геллер [38] и Г. А. Востриков [3], параметра  $\Delta\sigma$  — Д. Андерсон и Х. Канамори [44], а также У. Тэтчер и Т. Хэнкс [55]. В обоих случаях обнаружилась относительная стабильность соответствующих величин. Для того же диапазона магнитуд типичные значения  $\omega=0,5$ ,  $\Delta\sigma=50$  бар ( $\Delta\epsilon=1 \cdot 10^{-4}$ ). Нет указаний и на то, чтобы от величины землетрясения зависело число  $\nu$  (для расчетов примем типичное значение  $\nu=0,6$ ). Та-

ким образом, есть основания допустить, что в среднем для сильных землетрясений гипотеза строгого подобия выполняется. Только для отдельных особо крупных сдвигов параметр  $\omega$  заметно снижается, иногда даже до значений порядка 0,03. В подобных случаях полученные ниже оценки имеют ограниченную применимость.

Отметим, что анализ указывает на слабовыраженный максимум  $\Delta\sigma$  в диапазоне  $\lg M_0 = 25-27$ , что согласуется с выводами [33].

### Построение системы средних очаговых спектров

Мы будем далее использовать термин «очаговый спектр» [50, 26] для функции  $\dot{M}_0(f)$  — модуля преобразования Фурье от скорости изменения момента эквивалентного точечного силового диполя. Как хорошо известно,  $\dot{M}_0(0) = M_0$ .

Далее предполагается усреднение очагового спектра по диаграмме направленности точечного источника и по функции направленности, связанной с историей процесса в протяженном очаге.

Средний очаговый спектр по различным землетрясениям с заданным  $M_0$  — основное понятие, рассматриваемое далее. Мы полагаем, что рассмотрение такого спектра полезно, несмотря на неизбежный большой разброс индивидуальных спектров. В первом приближении средний очаговый спектр определяется лишь величиной  $M_0$ , и мы далее будем искать среднюю зависимость  $\dot{M}_c(f)$  от  $M_0$ .

Для этой цели были использованы разнообразные данные, но основной была система средних спектров акселерограмм запада США [57], хотя степень ее представительности не вполне ясна. Средние спектры горизонтальной компоненты на скальном грунте для  $r=25$  км и  $M_L = 4,5; 5,5; 6,5$  и  $7,5$  были направлены за поглощение в предположении частотно-зависимого  $Q_s = Q_s(f)$ , было принято

$$Q_s(f) = \begin{cases} Q_0; & f \leq 1 \text{ Гц,} \\ Q_0 f^\gamma; & f > 1 \text{ Гц,} \end{cases} \quad (13)$$

с  $Q_0 = 250$  и  $\gamma = 0,5$ . Спектры из [57] в силу эффекта протяженности должны быть несколько ниже, чем спектр излучения от эквивалентного точечного источника, соответствующая поправка была также внесена. Способ расчета поправки будет ясен из дальнейшего сама поправка невелика и составляет всего  $+0,15$  лог. ед. для  $M_L = 7,5$ , когда она максимальна.

С точностью до коэффициента полученная система спектров суть  $f^2 \dot{M}_0(f)$  в полосе частот  $0,3-20$  Гц; для расширения полосы частот были построены низкочастотные ветви функции  $f^2 \dot{M}_0(f)$  согласно формуле

$$f^2 \dot{M}_0(f) = f^2 M_0 / (1 + (f/f_0)^{1,7}), \quad (14)$$

где  $f_0 = f_0(M_0) = T^{-1}(M_0)$  согласно рис. 1, а значения  $M_0$  соответствуют названным величинам  $M_L$  согласно графику  $M_L(M_0)$  на рис. 1. Высоко- и низкочастотные ветви были оптимально совмещены в области  $0,2-0,5$  Гц. Полученные кривые были затем перестроены на плоскости  $\dot{M}_0, M_0$  с  $f$  в качестве параметра (рис. 2); соответствующие зависимости будем обозначать  $\dot{M}_0^{(f)}(M_0)$ . На том же графике была нанесена зависимость  $\dot{M}_0^{0,3}(M_0)$  для  $0,32$  Гц согласно кривым из [45] для землетрясений Японии. Согласно оказалось хорошим. Данные по Таджикистану [16] согласуются хуже. Кривая  $M_s(M_0)$  с рис. 1 была также нанесена, причем считалось, что  $M_s = \lg \dot{M}_0^{(0,035)} + \text{const}$ .

Особый интерес представляло построение кривой  $\dot{M}_0^{(1)}$  для окрестности  $1$  Гц. Для этой цели мы использовали косвенный, но довольно надежный путь, скомбинировав: 1) зависимость ЧИСС-магнитуды на  $1$  Гц  $m_1$  от  $m_{PV}^{CK}$  [6], 2) зависимости  $m_{PV}^{CKM}$  от  $m_{PV}^{CK}$  по [19, 20], 3) зависимость  $m_{PV}^{CK}$  от  $M_{LH}$  по [8] и 4) зависимость  $M_{LH}(M_0)$  по рис. 1. Полученная за-



зависимость  $m_1(M_0)$  была пересчитана в спектральную плотность согласно формулам (37) и (38), приведенным ниже. Оказалось, что в диапазоне  $M=4-6$  спектр  $P$ -волн растет несколько быстрее, чем спектр  $S$ -волн. Однако в диапазоне  $M=6-7,5$  ход  $P$ -спектра для 1 Гц совпадает с ходом спектра  $S$  по акселерограммам. Наконец, для всех трех частот 1, 0,3 и 0,055 Гц ход зависимостей  $\dot{M}_0^{(f)}(M_0)$  в диапазоне  $M=6-8$  почти параллелен, что позволяет уверенно экстраполировать  $\dot{M}_0^{(f)}(M_0)$  на большие  $M_0$  в диапазоне 0,05—1 Гц.

Для более высоких частот  $\dot{M}_0^{(f)}$  растет с  $M_0$  медленнее, чем  $\dot{M}_0^{(1)}$  и это расхождение, по-видимому, отражает реальное явление. Но надеж-

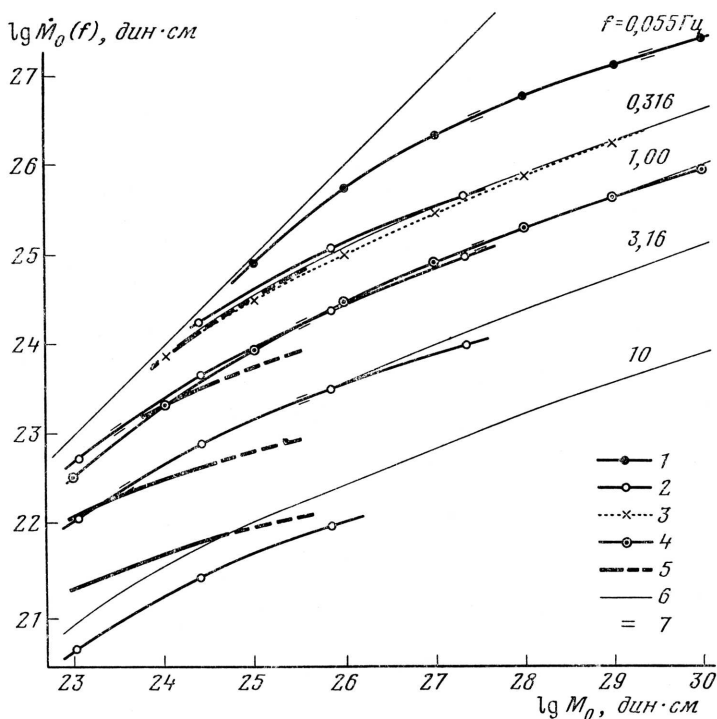


Рис. 2. Зависимости  $\dot{M}_0^{(f)}$  от  $M_0$  для набора частот  $f$ . 1—график для  $f=0,055$  Гц (1/18 с), воспроизводящий кривую  $M_{LN}(M_0)$  рис. 1; 2—кривые, полученные по спектрам акселерограмм запада США [57]; 3—кривая для 0,316 Гц, полученная из [45, рис. 6]; 4—кривая для 1 Гц, полученная по короткопериодным  $P$ -магнитудам (см. текст), ее уровень получен совмещением с кривой 2 для 1 Гц при  $M_L=6,5$ ; 5—кривые для Средней Азии согласно [16, рис. 14]; 6—экстраполированные участки кривых, 7—участки исходных кривых, использованные без изменений

ных оценок роста получить не удалось, и на данном этапе мы предпочли экстраполировать  $\dot{M}_0^{(f)}(M_0)$  для высоких частот параллельно кривой  $\dot{M}_0^{(1)}(M_0)$ . Возможно, это несколько завязит наши результаты.

Для того же диапазона 3—20 Гц имеется заметное расхождение в уровне между спектрами запада США и Таджикистана. Оно отражает региональные различия, связанные, как мы полагаем, с числом и характерным размером неоднородностей на разломах. Просмотр спектров акселерограмм для других регионов и данные о предельных corner-частотах слабых землетрясений приводят к заключению, что в этой области спектра влияние индивидуальных и региональных особенностей является очень сильным. В качестве компромиссного среднего варианта была принята «калифорнийская» форма спектра, но не с крутым, а с плавным спадом от 3 Гц, согласно закону  $f^{-2,5}$  для спектра смещений. Экстраполируя полученные уровни спектра в диапазоне 3—20 Гц для

$M \sim 6$  на большие  $M$  параллельно ходу кривой  $\dot{M}_0^{(4)}(M_0)$ , мы получили оценки для землетрясений большой магнитуды. Для диапазона частот 0,03—0,1 Гц спектры этих землетрясений были получены из сопряжения модели  $\dot{M}_0^{(f)}(M_0) = M_0 / (1 + (f/f_0)^{-1})$  с кривой  $\dot{M}_0^{(0,055)}(M_0)$ . Значения  $f_0 = T^{-1}(M_0)$  были взяты с рис. 1, а значение  $\gamma = 2,2$  было подобрано для наилучшего совпадения. Так была получена система средних спектров для  $\lg M_0 = 23—30$ . На рис. 3 приведено семейство кривых  $f^2 \dot{M}_0(f)$ , определяющих вид спектра ускорений вблизи очага; кривые получены интерполяцией кривых рис. 2.

Основные отличия этого семейства от любого семейства, выведенного в предположении подобия, таковы: 1) имеются две характерные ча-

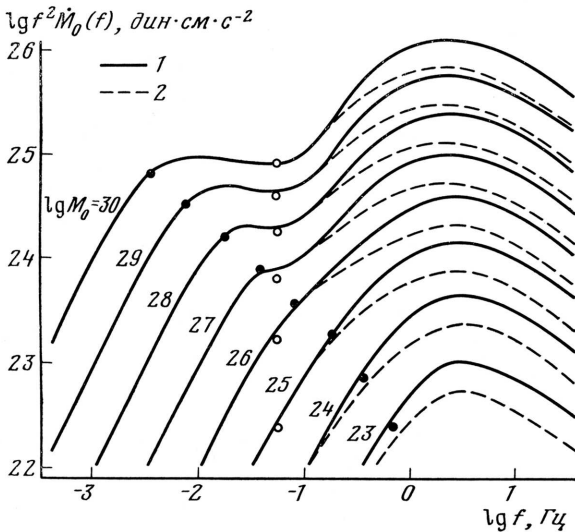


Рис. 3. Семейство средних спектров величины  $f^2 \dot{M}_0(f)$  для значений  $\lg M_0 = 23—30$ . 1 — спектры, отнесенные к поверхности скального грунта; 2 — спектры, отнесенные к очагу; точки — значения уровня спектра на corner-частоте согласно моделям типа  $\dot{M}_0(f) = M_0(1 + (f/f_0)^{-1})$ . Кружки — значения уровня спектра согласно кривой 1 на рис. 2

сты:  $f_1 \approx 0,2$  и  $f_2 \approx 3—20$  Гц, не зависящие от  $M_0$  и определяющие форму спектра землетрясений; 2) рост уровня короткопериодного излучения с  $M_0$  замедляется при  $\lg M_0 > 26—27$  ( $M_{LH} > 7,5$ ), что свидетельствует об относительно низкой средней излучательной способности для короткопериодного излучения площадок больших очагов.

### Проверка гипотезы стабильности потока мощности

Спектры рис. 3 по методике получения относятся к регистрации на поверхности Земли. Собственно очаговый спектр должен быть исправлен на разницу в импедансах для окрестности очага и поверхности Земли. В первом приближении такая поправка может быть оценена следующим образом. Для среды с плавным изменением импеданса  $\rho c_s$  с глубиной, как известно, отношение спектральных амплитуд  $A_h$  на глубине  $h$  и  $A_0$  на поверхности равно

$$A_0/A_h = (\rho(h)c_s(h)/\rho(0)c_s(0))^{0,5}, \quad (15)$$

где  $\rho(h)$  и  $c_s(h)$  — плотность и скорость  $S$ -волн как функция глубины. Формула (15) верна, если длина волны меньше характерного размера изменения  $\rho c_s$ .

Для оценочных целей значение  $\rho(h)c_s(h)$  примем соответствующим верхам мантии, значение же  $\rho(0)c_s(0)$  — не константой, а функцией частоты. Пусть условный разрез под точкой наблюдения имеет вид

| № слоя                     | 1   | 2    | 3     | 4   |
|----------------------------|-----|------|-------|-----|
| $h$ , км                   | 0—4 | 4—15 | 15—40 | 40— |
| $\rho$ , г/см <sup>3</sup> | 2,2 | 2,6  | 2,75  | 3,3 |
| $c_s$ , км/с               | 2,2 | 3,33 | 3,9   | 4,6 |

Тогда для высоких частот  $\rho(0)c_s(0) = \rho_1 c_{s1}$  (индекс — номер слоя). С уменьшением частоты длина волны растет, и для самых низких частот  $\rho(0)c_s(0) = \rho_4 c_{s4}$ . Примем для расчета в качестве значения  $\rho(0)c_s(0)$  усредненное значение  $\rho c_s$  вдоль луча, падающего под углом  $45^\circ$ , на отрезке начинающемся от поверхности и длиной, равной длине волны. Таким путем получен следующий набор поправок:

|                     |     |       |       |       |       |
|---------------------|-----|-------|-------|-------|-------|
| $f$ , Гц            | 0,1 | 0,3   | 1     | 3     | 10    |
| $\delta \lg M_0(f)$ | 0,0 | -0,12 | -0,25 | -0,30 | -0,30 |

Исправленные таким образом спектры  $\dot{M}_{00}(f)$  были использованы для проверки нашей исходной гипотезы об относительной стабильности среднего короткопериодного потока излучения  $G_{\text{кп}}$  поверхности очага любого землетрясения. Для расчета величин  $G_{\text{кп}}$  была использована несколько модифицированная формула из [34] для энергии  $S$ -волн (энергией  $P$ -волн пренебрегаем)

$$E(f) = \frac{k_R \ln 10}{16\pi^2 \rho c_s^5} \dot{M}_0^2(f) f^3, \quad (16)$$

где

$$k_R = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} R_S^2 d\varphi = 2/5$$

— интеграл от квадрата диаграммы направленности  $R_S$  для амплитуды полного вектора смещения в  $S$ -волне, нормированный на площадь единичной сферы. Разделив  $E(f)$  на площадь очага  $S \approx \pi L W / 4$  и длительность процесса  $T$ , получим оценку для  $g(f)$  в виде

$$g(f) = E(f) / ST. \quad (17)$$

Используя введенные выше безразмерные параметры и интегрируя по  $\lg f$ , получим

$$G_{\text{кп}} = \frac{8 \ln 10 \omega v \Delta \varepsilon}{5 c_s^2} (2I(M_0) / M_0), \quad (18)$$

где через  $I(M_0)$  обозначен интеграл

$$I(M_0) = \int_{-0,5}^{\infty} f^3 \dot{M}_{00}^2(f) d \lg f, \quad (19)$$

значения которого рассчитывались численно по графикам рис. 3. Для расчета  $G_{\text{кп}}$  были также использованы численные значения параметров,  $\omega$ ,  $v$ ,  $\Delta \varepsilon$ , приведенные выше, и значение  $c_s = 4$  км/с. Значения  $G_{\text{кп}}$  составили  $1-6 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>2</sup>·с. Максимальные значения достигаются при  $\lg M_0 = 25-26$ , снижаясь как при росте, так и при уменьшении  $M_0$ . По той же методике определялся полный поток энергии  $G$ , полученные оценки составляют  $2-8 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>·с. Наконец, сейсмический КПД был оценен в предположении полного сброса напряжений (упругая энергия  $E_{\text{упр}} = 1/2 \Delta \varepsilon M_0$ ), он составляет  $8-25\%$  (полный),  $4-20\%$  (короткопериодный).

Малые значения  $G_{\text{кп}}$  для малых очагов связаны с низкими  $\Delta \sigma$  и относительно узким спектром, для больших очагов — с отмеченной низкой излучательной способностью таких очагов на коротких периодах. Это последнее явление очень существенно, и мы видим его причину в следующем. Очаг землетрясения с  $M \sim 8$  обычно шире, чем толщина эффе́ктивно хрупкой части литосферы. Существенная часть его поверхности необычно гладкая и лишена «нормального» числа зацепов и шероховатостей. Это приводит к двум следствиям. Во-первых, по мере роста

размера очага его спектр излучения в окрестности корнер-частоты меняет тип с  $f^{-1,7}$  на  $f^{-2,2}$ , что приводит к появлению характерного «колена» в спектре. Во-вторых, «нормальное» короткопериодное излучение генерируется, с ростом  $M_0$  и  $W$ , все меньшей частью площадки очага, что снижает среднее по площади значение  $G_{\text{кп}}$ . Если такая гипотеза верна, предельный размер субочагов равен ширине полосы «нормальной» поверхности очага. Последняя близка к толщине сейсмоактивной зоны  $L_a$ , которая обычно находится в интервале 10—30 км. Беря как типичное значение  $L_a = 15$  км, приходим к субочагу с корнер-частотой  $f_0 = (L_a/vc_s)^{-1} = 0,14$  Гц, и характерным значением  $\lg M_0 = 25,3$ . Первое значение совпадает с характерной частотой наших спектров, второе несколько меньше, чем типичное значение  $\lg M_0$  максимального субочага согласно результатам [54]. Таким образом, наше предположение можно считать довольно правдоподобным. К аналогичному выводу пришел Шебалин [22] при анализе макросейсмических данных. Он обнаружил указания на то, что «макросейсмическое», т. е. короткопериодное излучение верхней части очага заметно интенсивнее, чем можно было бы ожидать в условиях постоянного по площадке очага потока излученной энергии.

Следует ясно указать, что здесь мы рассматриваем лишь средние зависимости. Существуют большие индивидуальные вариации характеристик короткопериодного излучения. Отмечена зависимость от механизма очага [5, 12, 2], имеются и региональные вариации. Мы полагаем, что основная роль в этих вариациях играют различия в шероховатости поверхностей разломов. Свойства шероховатости определяют некий нелинейный преобразователь, переводящий энергию «гладкого скольжения» с низкими пространственными частотами в высокочастотную энергию некогерентного излучения (ср. [27]). Это преобразование по своей природе локально, поэтому не следует ожидать простой зависимости между  $G_{\text{кп}}$  и величиной  $\Delta\sigma$ , характеризующей «главный гладкий очаг».

### Вывод оценок амплитуд поля короткопериодного излучения в ближней зоне

Полученные выше результаты основаны на представлении об эквивалентном точечном источнике. Чтобы проверить нашу концепцию на данных по ближней зоне, необходимо развить некоторую теорию для поля некогерентного излучения вблизи протяженного короткопериодного очага. Пионером подобного подхода является Дж. Хаузнер.

Поле в окрестности очага включает волновые члены и члены ближней зоны «статические» [41]. Сначала грубо оценим вклад «статического» поля. «Статическое» ускорение  $a_{\text{ст}}$  на разломе, очевидно, близко к

$$a_{\text{ст}} \approx \frac{1}{2} \ddot{B}, \quad (20)$$

где  $\ddot{B}$  — вторая производная по  $t$  от подвижки как функция времени. На первый взгляд оценка для  $\ddot{B}$  может быть получена из очевидного соотношения

$$\overline{\ddot{B}^2(f)} \approx \left( \frac{2\pi f \dot{M}_0(f)}{\mu S} \right)^2 \quad (21)$$

(черта сверху означает усреднение). Но оценка для коротких периодов будет сильно занижена, так как определяется в дальней зоне, где вклады участков очага суммируются некогерентно. Наблюдаемый уровень  $\dot{M}_0(f)$  будет поэтому занижен. Допустим, что радиус корреляции  $R_{\text{кор}}$  для излучения на частотах около  $f$  минимально возможный, равный половине длины волны  $\lambda = c_s/f$ . Итак,

$$R_{\text{кор}} = c_s/2f. \quad (22)$$

В этом случае очаг содержит  $N \approx S/\pi R_{\text{кор}}^2$  статистически независимых элементов. Искомый поправочный множитель равен  $N$  для квадрата амплитуды (или  $N^{1/2}$  для амплитуды); таким образом,

$$\overline{a_{\text{ст}}^2(f)} \approx \frac{1}{\pi S} \left( \frac{2\pi f^2 \dot{M}_0(f)}{\mu c_S} \right)^2. \quad (23)$$

Итак, хотя статическое поле смещений пропорционально  $B$ , а волновое  $\dot{B}$ , в силу некогерентности волнового поля к «когерентному» спектру источника добавляется множитель, обратно пропорциональный частоте, и оба поля имеют спектры одинаковой формы. Этот результат, полученный на уровне оценки, имеет общий характер. Для спектров, описываемых степенной функцией, аналогичный результат формально более строго получен Д. Эндрюсом [28].

Чтобы получить численные оценки, будем моделировать временной ход  $a_{\text{ст}}$  отрезком стационарного гауссова процесса с длительностью  $\tau_3 = 0,4 T$ . Тогда

$$\frac{1}{2} a_{\text{ст}\tau_3}^2 = 2 \overline{a_{\text{ст}}^2(f)} \Delta f \approx 2 a_{\text{ст}}^2(\bar{f}) \Delta f, \quad (24)$$

где  $a_{\text{ст}\tau_3}^2$  — средний квадрат экстремума  $a_{\text{ст}}(t)$ ;  $\bar{f}$  — «средняя» частота в области пика спектра;  $\Delta f$  — полоса частот. Окончательно

$$a_{\text{ст}\tau_3} = \left( \frac{8\pi \Delta f}{0,4TS} \right)^{1/2} \frac{\bar{f}^2 \dot{M}_0(\bar{f})}{\mu c_S}. \quad (25)$$

Выберем  $M_0 = 10^{26}$ , тогда можно принять (см. рис. 3)  $\bar{f} = 4,8$  Гц,  $\Delta f = 8,2$  Гц,  $\lg(f^{-2} \dot{M}_0(f)) = 24,42$ , а также  $T = 11,7$  с,  $S = 312$  км<sup>2</sup>. Пусть  $\mu = 5 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $c_S = 4$  км/с, тогда  $a_{\text{ст}\tau_3} = 69$  гал. Это минимальная оценка. Реальные значения будут больше из-за того, что интенсивное скольжение занимает в каждый момент лишь часть площадки очага. Согласно оценкам [38], эта часть составляет в среднем около 1/5. Тогда «статическая» акселерограмма будет, грубо говоря, в 5 раз короче, чем «волновая»; а ее амплитуда вырастет в  $\sqrt{5}$  раз. С учетом этой поправки оценка  $a_{\text{ст}\tau_3}$  составит около 160 гал. Значение  $a_{\text{ст}\tau_3}$  будет резко убывать с удалением от площадки очага, как за счет расфазировки (некогерентности), так и за счет расхождения по  $1/r^2$ , поэтому можно полагать, что статический член короткопериодного поля на расстояниях далее 1—2 км от разлома можно не учитывать.

Перейдем к оценкам волнового поля, снова ограничившись полем S-волн. (Близкий подход на уровне постановки задачи развит в [14].) Для оценочных целей будем считать элементарный излучатель изотропным, а его волновое поле — изотропно поляризованным. Тогда смещение в волне от элементарного излучателя  $dS$  имеет вид

$$du(\xi, \eta, \zeta, t) = \frac{k_R^{1/2} \mu}{4\pi \rho c_S^3} \frac{\dot{B}(x, y, t - r/c_S) dS}{r}, \quad (26)$$

а квадрат смещения от всего очага

$$u^2(\xi, \eta, \zeta, t) = \frac{k_R \mu^2}{16\pi^2 \rho^2 c_S^6} \int_{\Sigma} \int_{\Sigma'} \frac{\dot{B}(x, y, t - r/c_S) \dot{B}(x', y', t - r'/c_S) dS dS'}{rr'}, \quad (27)$$

где  $\Sigma$  и  $\Sigma'$  — два экземпляра площадки источника с координатами  $(x, y)$  и  $(x', y')$  на них и элементами  $dS$  и  $dS'$ ,  $\xi, \eta$  и  $\zeta$  — координаты точки наблюдения. Очаг лежит в плоскости  $\zeta = 0$ ,  $r = ((x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + \zeta^2)^{1/2}$ ,  $r' = ((x' - \xi)^2 + (y' - \eta)^2 + \zeta^2)^{1/2}$ . Коэффициент  $k_R = 2/5$  — тот же, что и в

формуле (16). Обозначим двойной интеграл через  $I$ . Запишем его в виде двойной суммы и усредним по ансамблю, считая  $\dot{B}$  нормально распределенной случайной величиной:

$$\begin{aligned}
 I &= \iint_{\Sigma \Sigma'} \frac{\overline{\dot{B}(x, y, t - r/c_S) \dot{B}(x', y', t - r'/c_S)} dS dS'}{rr'} \approx \\
 &\approx \sum_i \sum_j \frac{\overline{\dot{B}_i(t - r_i/c_S) \dot{B}_j(t - r_j/c_S)} \Delta S_i \Delta S_j}{r_i r_j} = \\
 &= \sum_i \sum_j \frac{[\overline{\dot{B}_i^2(t - r_i/c_S)}]^{1/2} [\overline{\dot{B}_j^2(t - r_j/c_S)}]^{1/2} \rho_{ij} \Delta S_i \Delta S_j}{r_i r_j}, \quad (28)
 \end{aligned}$$

где  $\rho_{ij}$  — коэффициент корреляции значений  $\dot{B}$  на площадках  $\Delta S_i$  и  $\Delta S_j$ , обозначенных  $\dot{B}_i$  и  $\dot{B}_j$ . В силу предположения о некогерентности  $\rho_{ij} = \delta_{ij}$  (символ Кронекера).

Пусть все площадки одинаковы и имеют площадь  $S/N$ . Введем среднее значение  $\dot{B}_0^2$  из величин  $\dot{B}_i^2$  для разных площадок, тогда (28) примет вид

$$I = \frac{\dot{B}_0^2 S}{N} \sum_i \frac{\Delta S_i}{r_i^2} \approx \frac{\dot{B}_0^2 S}{N} \int_{\Sigma} \frac{dS}{r^2} \equiv \frac{\dot{B}_0^2 S}{N} I_1. \quad (29)$$

В дальней зоне  $I_1 = S/r^2$  и

$$u^2 = \frac{k_R u^2}{16\pi c_S^6 \rho^2} \frac{\dot{B}_0^2 S^2}{N r^2}. \quad (30)$$

С другой стороны, вводя в (26) функцию  $\dot{M}_0(t)$  эквивалентного точечного источника и возведя в квадрат, получим

$$u^2(t) = \frac{k_R \dot{M}_0^2(t)}{16\pi^2 c_S^6 \rho^2 r^2}. \quad (31)$$

Сравнив (30) и (31), обнаруживаем, что неизвестная комбинация  $\dot{B}_0^2 S/N$  в (29) может быть определена, это дает

$$\overline{u^2(\xi, \eta, \zeta, t)} = \frac{k_R \overline{\dot{M}_0^2(t)}}{16\pi^2 \rho^2 c_S^6 S'} I_1. \quad (32)$$

Рассчитаем  $I_1$  для источника в виде дискообразной площадки радиуса  $R$  и приемника, расположенного на оси диска на расстоянии  $h$  от него; получим

$$I_1 = \pi \ln(p^2 + h^2) \Big|_{p=0}^{p=R}. \quad (33)$$

При  $h=0$  (приемник на  $\Sigma$ ) интеграл расходится на нижнем пределе; это связано с предположением «абсолютной» некогерентности источника. Заменим нижний предел интегрирования на радиус корреляции  $R_{\text{кор}}$  источника. Далее будем принимать что  $R_{\text{кор}} = c_S/2\bar{f}$ , где  $\bar{f}$  — средняя частота спектра ускорения. Получаем теперь

$$\overline{u^2(0, 0, h, t)} = \frac{k_R \overline{\dot{M}_0^2(t)}}{16\pi^2 \rho^2 c_S^6} \left( \frac{1}{R^2} \ln \frac{R^2 + h^2}{R_{\text{кор}}^2 + h^2} \right). \quad (34)$$

При  $h \gg R$  множитель в скобках асимптотически равен  $1/h^2$  и соответствует  $1/r^2$  в исходных выражениях. Далее мы будем использовать формулу (34) как приближенную для окрестности эллиптического источника длины  $L$  и ширины  $W$ , заменяя  $h$  на расстояние  $r_{\text{ц}}$  от центра эллипса («макросейсмического гипоцентра») и используя  $R_{\text{эфф}} = 1/2(LW)^{1/2} \approx 0,4L$

вместо  $R$ . Применим равенство Парсевалья, и перейдем от смещений к ускорениям  $a(t) \equiv \ddot{u}(t)$ :

$$\int_0^{\infty} a^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi f)^4 u^2(f) df. \quad (35)$$

Теперь можно оценить среднеквадратическое ускорение,

$$a_{\text{СК}} = \left( \frac{2\Delta f k_R}{\tau_{\text{э}}} \right)^{1/2} \cdot \frac{M_0(\hat{f}) (2\pi\hat{f})^2}{4\pi_0 c_S^3} \left( \frac{1}{R_{\text{эфф}}^2} \ln \frac{R_{\text{эфф}}^2 + r_{\text{ц}}^2}{R_{\text{кор}}^2(\hat{f}) + r_{\text{ц}}^2} \right)^{1/2}. \quad (36)$$

Здесь эквивалентные длительность  $\tau_{\text{э}}$  и ширина полосы частот  $\Delta f$  определяются как длительность и ширина полосы для эквивалентных по энергии прямоугольного импульса и спектра с теми же максимальными значениями,  $\hat{f}$  — частота максимума спектра.

Чтобы перейти к оценке характеристик ускорений в ближней зоне и сравнить их с эмпирическими данными, следует ввести еще ряд поправок. Для учета влияния поверхности Земли введем коэффициент  $k_1=2$ ; для учета проектирования вектора поля на заданное направление — коэффициент  $k_2=1/\sqrt{2}$ . Чтобы сопоставить наши результаты с данными о пиковых горизонтальных ускорениях, следует учесть, что обычно они выбираются как максимальные на одной из двух горизонтальных компонент; для учета введем коэффициент  $k_3=\sqrt{1,5}$  (см. [4]). Превышение пикового значения экстремума ускорения (т. е. максимального ускорения)  $a_{\text{макс}}$  над среднеквадратическим экстремумом  $a_{\text{СК}}$  оценим по формуле, справедливой для отрезка гауссова процесса [4]:

$$k_4^2 = \ln n + 0,577. \quad (37)$$

Здесь  $n \approx 2\hat{f}\tau_{\text{э}}$  — число экстремумов в области максимума огибающей записи. Далее, коэффициент  $k_5^2=2$  — это отношение среднего квадрата экстремума  $a_{\text{СК}}$  к среднему квадрату функции  $a_{\text{СК}}$ .

Для расчета эквивалентной (по энергии) длительности прямоугольного импульса  $\tau_{\text{э}}$  примем, что она составляет в первом приближении 0,4 от обычно используемых в сейсмологии характеристик длительности на уровне 20—30% от пиковой амплитуды (5—10% от пиковой мощности). Значение  $T$  на рис. 1 имеет как раз такой характер. Но значение  $\tau_{\text{э}}=0,4 T$  применимо лишь в непосредственной окрестности разрыва; с удалением от него запись растягивается за счет рассеяния и дисперсии в среде. Будем считать в первом приближении, что (независимо от частоты) действие среды на некогерентный импульс приводит к свертке его квадрата огибающей с квадратом огибающей импульсной реакции среды [14]. При этом если среднеквадратические длительности этих функций суть  $\tau_{0\text{э}}$  и  $\tau_{\text{р}}(r_{\text{ц}})$ , то среднеквадратическая длительность их свертки будет  $(\tau_{0\text{э}}^2 + \tau_{\text{р}}^2(r_{\text{ц}}))^{1/2}$ . Согласно [58] примем, что  $\tau_{\text{р}}(r_{\text{ц}}) = k_{\text{р}} r_{\text{ц}}$ , фактически использовалась формула

$$\tau_{\text{э}} = 0,4 (T^2 + (0,2 r_{\text{ц}})^2)^{1/2}, \quad (38)$$

где коэффициент 0,2 оценен по графикам в [15]. (Трифунак и Бради [58] дают 0,15.)

Значения  $f^2 M_0(f)$  следует исправить за поглощение для расстояния  $r_{\text{ц}}$  с  $Q_S(f)$  согласно (13). Соответствующий поправочный множитель имеет вид  $k_Q(f) = \exp(-\pi f r_{\text{ц}} / Q_S(f) c_S)$ . Частота пика в  $A(f) = k_Q(f) f^2 M_0(f)$  есть  $\hat{f}$ ; эквивалентная ширина полосы  $\Delta f$  определяется как  $(f_{\text{прав}} - f_{\text{лев}})$ , т. е. как разность правой и левой частот среза  $A(f)$  на уровне 0,5 по мощности (0,7 по амплитуде); средняя частота  $\bar{f}$  определяется как  $(f_{\text{прав}} + f_{\text{лев}})/2$ .

Запишем теперь окончательные формулы для численных расчетов. Среднеквадратическое ускорение:

$$a_{\text{СК}}(M_0, r_{\text{ц}}) = \frac{(2\pi)^2 k_R^{1/2} k_1 k_2 k_3 (2\Delta f)^{1/2} A(\hat{f})}{4\pi r_{\text{ц}}^3 \tau_0^{1/2}} \left( \frac{1}{R_0^2} \ln \frac{R_0^2 + r_{\text{ц}}^2}{R_{\text{кор}}^2 + r_{\text{ц}}^2} \right)^{1/2}; \quad (39)$$

максимальное (пиковое) ускорение:

$$a_{\text{макс}}(M_0, r_{\text{ц}}) = k_4 k_5 a_{\text{СК}} = (2(\ln(2\bar{f}\tau_0) + 0,577))^{1/2} a_{\text{СК}}. \quad (40)$$

### Расчетные и наблюдаемые характеристики поля ближней зоны

Начнем с оценок для ближайшей окрестности очага. Мы выбрали землетрясение с  $\lg M_0 = 27$  ( $M_{\text{ЛН}} = 7,35$ ) и, подставив  $r_{\text{ц}} = 0$ , получили следующие оценки для «среднего» землетрясения:  $a_{\text{СК}0} = 600$  гал,  $a_{\text{макс}0} = 1380$  гал,  $\bar{f} = 4,8$  Гц,  $f_{\text{лев}} = 0,8$  Гц,  $f_{\text{прав}} = 8,4$  Гц. Хотя этот результат лю-

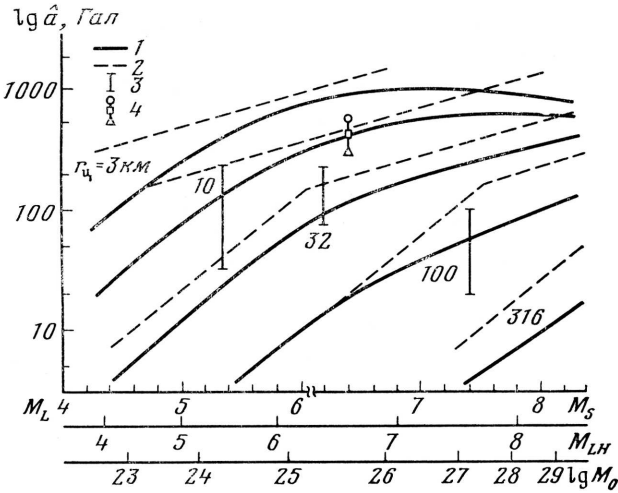


Рис. 4. Расчетная зависимость пикового ускорения  $a_{\text{макс}}$  на скальном грунте от магнитуды для расстояний 3, 10, 32, 100 и 316 км от центра очага, в сравнении с эмпирическими данными, 1 — расчетные кривые, 2 — осреднение эмпирических данных по всему миру, по всем типам грунтов [2]; 3 — односигмовые ( $P=70\%$ ) диапазоны данных для запада США и Аляски по [31]; 4 — оценки (по порядку сверху вниз) по [56, 53, 37], нанесено по [31]

бопытен, его трудно сравнить с наблюдениями. Более показательнее сопоставление с эмпирическими данными о пиковом ускорении на некотором удалении источника. Выполнив расчеты  $a_{\text{макс}}$  по приведенным формулам, мы получили результаты, приведенные на рис. 4. Здесь argumentом выбрана магнитуда, по  $\lg M_0$  шкала абсцисс нелинейна. Приведены кривые для  $r_{\text{ц}} = 3, 10, 32, 100, 316$  км. Наши данные следует считать относящимися к плотному грунту. Для сравнения приведены эмпирические корреляции Ф. Ф. Аптикаева [2], диапазоны оценок из [31], и, для  $r_{\text{ц}} = 10$  км и  $M = 6,4$  три оценки согласно [37, 53] и [56], также перенесенные из [31]. Мы полагаем, что согласие с наблюдениями удовлетворительное. Намечающийся спад  $a_{\text{макс}}$  с ростом  $M_0$  вблизи очага может быть не вполне реален, так как мы «размазали» энергию источника по площадке равномерно, в то время как сильнее всего излучает его верхняя, ближайшая к поверхности Земли часть. Следует, однако, учесть, что мы могли зависть уровень спектра, приняв одинаковую скорость роста  $M_0^{(f)}$  с  $M_0$  для  $f = 1-20$  Гц, и эти неточности могут компенсироваться.

Большой интерес представляет также получение «теоретической» зависимости интенсивности от магнитуды и расстояния  $I(M, r)$ . Для расчета  $I$  была принята формула

$$I = 3,31 \lg a_{\text{макс}} + 1,0 \lg \tau_0 + C. \quad (41)$$

Коэффициент перед  $\tau_0$  принят на основании повторной интерпретации данных, приведенных в [1] (автор [1] связывал  $I$  с  $\tau_0$ , а не с  $\lg \tau_0$ ). Кривые для набора значений  $r_{\text{ц}}$  приведены на рис. 5, значение  $C$  принято из условия наилучшего совпадения с эмпирической зависимостью



[23]:  $I(M, r) = 1,5 M_{LH} - 3,5 \lg r + 3,0$ . Приведены также предельные значения  $I_0 = I_0(M)$  для различных магнитуд [23]. Общее согласие с эмпирическими данными по  $a_{\max}$  и  $I$  можно считать вполне удовлетворительным.

Т. Хэнкс [40] предложил характеризовать ускорение в ближней зоне среднеквадратическим значением  $a_{\text{ск}}$ . Более полной и удобной характеристикой может служить спектр мощности для «акселерограммы» с эквивалентной длительностью  $\tau_0$  и прямоугольной огибающей. Такие спектры

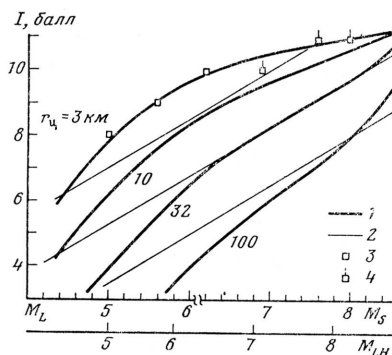


Рис. 5

Рис. 5. Расчетная зависимость интенсивности  $I$  (МСК) от магнитуды для расстояний 3, 10, 32 и 100 км от центра очага, в сравнении с эмпирическими данными. Уровень расчетных кривых подобран для наилучшей подгонки. 1 — расчетные кривые; 2 — осреднение наблюдаемых данных согласно формуле Шебалина (см. текст); 3 — предельные интенсивности; 4 — нижние оценки предельных интенсивностей в плейстоценовой области [23]

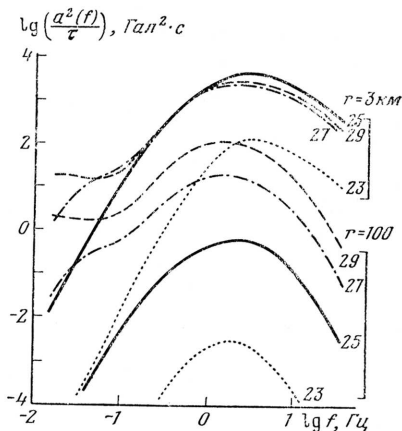


Рис. 6

Рис. 6. Спектры мощности ускорения при аппроксимации огибающей акселерограммы прямоугольной огибающей постоянной амплитуды и длительности  $\tau_0$  с тем же максимальным значением огибающей. Приведены кривые для  $\lg M_0 = 23, 25, 27$  и  $29$  ( $M_{LH} = 4,20; 6,11; 7,53; 8,32$  соответственно); для расстояний 3 км ( $\tau_0 = 0,055; 2,2; 10$  и  $46$  с соответственно) и 100 км ( $\tau_0 = 8,0; 8,3; 12,6$  и  $50$  с соответственно)

были рассчитаны в иллюстративных целях для  $r_0 = 3$  и 100 км и  $\lg M_0 = 23, 25, 27$  и  $29$ , результат представлен на рис. 6.

На основе описанного подхода была создана система моделирования акселерограмм, алгоритм которой кратко описан в [39]. Эта система позволяет независимо задавать форму спектра, значения  $M_0, L, \tau_0$ , форму огибающей, а также поправку за импеданс под станцией, что заметно расширяет ее возможности по сравнению с описанным оценочным расчетом.

### Обсуждение

Успешная аппроксимация эмпирических зависимостей  $a_{\max}(M, r)$  и  $I(M, r)$  на основе развитого подхода подтверждает его принципиальную обоснованность, во всяком случае для таких (достаточно сильных) землетрясений, для которых поле в ближней зоне можно считать некогерентным. Это дает основание относиться с известной долей уверенности к оценкам ускорений на разломе, которые в силу их предельного характера представляют большой интерес. Но следует отметить, что существуют два важных неучтенных фактора, возможное влияние которых снижает уверенность в оценках. Их эффекты противоположны и могут взаимно компенсироваться. Первый — это концентрация движения в области фронта разрыва, она приводит к укорочению акселерограммы и со-

ответствующему росту амплитуд. Другой фактор — это очень сильное затухание волн собственно в зоне разлома, что существенно для «скользящих» лучей и может заметно снижать амплитуду некогерентного поля по отношению к расчетной на малых расстояниях от разлома. Вклад статического поля по сравнению с волновым заметно меньше (средне-квадратическое значение экстремума 60—150 гал против 600 гал), и, по-видимому, в большинстве случаев эффекты статического поля не должны быть существенными.

Следует подчеркнуть, что сделанные оценки относятся лишь к средним значениям. Разброс значений  $G$ ,  $G_{\text{ит}}$  или  $a_{\text{макс}}$  должен быть существенным. Сделать оценки разброса на данном этапе трудно. Факторов, вызывающих разброс, очень много: региональные различия в уровне и форме спектров (особенно частоты ВЧ-спада спектра ускорений), влияние направленности источника, реальной его геометрии и сброшенного напряжения, влияние типа механизма очага. Важную роль на средних расстояниях играют характеристики трассы распространения. Существенную роль, особенно на высоких частотах, могут сыграть волны  $P$ , вклад которых может иногда преобладать. Учет перечисленных факторов — большая самостоятельная задача.

В проведенных расчетах использовались довольно грубые приближения. Хотя во многих случаях легко выписать точные формулы, мы полагаем, что разброс эмпирических данных не оправдывает использования более точной теории для получения средних оценок.

### Заключение

Проблема описания короткопериодного излучения очага важна и для понимания очагового процесса как такового, и для развития методов прогноза сильных движений. Детерминистские модели очага оказались неэффективными для широкополосного описания очагового излучения, в то время как статистические модели дают адекватную основу для подобного описания. Когда мы пытаемся получить численные оценки, возникает, однако, ряд трудностей. Данные телесейсмических широкополосных наблюдений нельзя использовать из-за практически полного поглощения короткопериодных  $S$ -волн, а широкополосных наблюдений в ближней зоне почти нет. Далее, для реконструкции спектра по широкополосным наблюдениям нужно комбинировать разные представления волнового поля (поверхностные волны, лучевое описание, рассеянные волны). В этой ситуации мы предпочли применить достаточно простые косвенные методы, чтобы получить хотя бы предварительные оценки спектра в широкой полосе частот.

Эквивалентные спектры точечных источников, полученные описанным путем, представляют определенный интерес, их, однако, нельзя применить непосредственно для оценки параметров сильного движения. Поле некогерентного короткопериодного излучения протяженного очага имеет собственные, специфические закономерности. Соответствующая теория не является вполне новой. Некогерентные излучатели возникают, например, в акустике шумов или светотехнике. Ряд усложнений связан с нестационарностью, рассеянием и широкополосностью «сигнала»; однако принципиальных проблем не возникает.

Тем не менее теоретическое описание возбуждения и распространения короткопериодного излучения от конкретного землетрясения даже в рамках статистического подхода остается весьма сложным. Правда, функция источника не должна быть известна в деталях, но определение по наблюдательным данным распределения потока короткопериодного излучения или его прогноз сами являются сложной задачей. Неясно, например, как определить  $f_1$ ,  $f_2$  и среднее  $G_{\text{ит}}$  для некоторого конкретного будущего землетрясения (например, заполняющего известную «сей-

смическую дыру»). Мы полагаем, однако, что наша работа дает, по крайней мере, полезную концептуальную основу для исследований по предсказанию сильного движения от крупных землетрясений.

Автор благодарен С. А. Федотову за поддержку работы, Н. В. Шебалину, В. М. Павлову, В. В. Штейнбергу и Т. Г. Раутиан за полезное обсуждение, Д. Эндрюсу и Дж. Кояма за присылку препринтов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аптикаев Ф. Ф. Учет длительности колебаний при инструментальной оценке сейсмической интенсивности.— В кн.: Сейсмическая шкала и методы измерения сейсмической интенсивности. М.: Наука, 1976, с. 234—239.
2. Аптикаев Ф. Ф., Копничев Ю. Ф. Учет механизма очага землетрясения при прогнозе параметров сильных движений.— Докл. АН СССР, 1979, т. 247, № 4.
3. Востриков Г. А. Распределение повторяемости размеров разрывов, вызывающих землетрясения, и некоторые следствия. Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1973, № 12, с. 32—48.
4. Гумбель Э. Статистика экстремальных значений. М.: Мир, 1965. 450 С.
5. Гусев А. А. Описательная статистическая модель короткопериодного излучения очага землетрясения.— Докл. АН СССР, 1979, т. 244, с. 544—548.
6. Жбрыкунова Н. А., Жбрыкунов В. Я. К вопросу о максимальной магнитуде в ЧИСС-спектре Р-волн. В кн.: Магнитуда и энергетическая классификация землетрясений. Т. 1, М.: Наука, 1974, с. 198—206.
7. Запольский К. К., Жбрыкунова Н. А., Жбрыкунов В. Я., Логинова Г. М. Спектральный состав Р-волн сильных землетрясений.— В кн.: Землетрясения в СССР в 1969 г. М.: Наука, 1973, с. 220—227.
8. Кондорская Н. В., Горбунова И. В., Ландырева Н. С. Магнитуды  $M_S$  и  $m_{PV}$  по данным ЕССН, НОС США и МСЦ.— В кн.: Магнитуда и энергетическая классификация землетрясений. Т. 1. М.: Наука, 1974, с. 135—144.
9. Костров Б. В. Автомодельные задачи о распространении трещин касательного разрыва.— Прикл. матем. и мех., 1966, т. 28, № 5.
10. Костров Б. В. Нестационарное распределение трещины продольного сдвига.— Прикл. матем. и мех., 1966, т. 30, № 9.
11. Костров Б. В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1974. 176 с.
12. Копничев Ю. Ф., Нересесов И. Л., Медведева Е. В. Некогерентное излучение сильных землетрясений с различными механизмами очагов.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1980, № 6, с. 14—25.
13. Копничев Ю. Ф., Шпилькер Г. Л. Параметры высокочастотного излучения очага землетрясения и модель сильного движения. Докл. АН СССР, 1978, т. 239, № 2, с. 193—196.
14. Раутиан Т. Г. Роль функции очага и отклика среды в модели формирования сейсмических колебаний.— В кн.: Вопросы инженерной сейсмологии. Вып. 18. М.: Наука, 1976, с. 3—14.
15. Раутиан Т. Г., Никифорова М. М. Излучение спектральных и временных характеристик землетрясений вблизи плотины Нурекской ГЭС — В кн.: Сейсмические воздействия на гидротехнические и энергетические сооружения. М.: Наука, 1980, с. 144—158.
16. Раутиан Т. Г., Халтурин В. И., Закиров М. С. Излучение условий в очаговых зонах по сейсмической коде. В кн.: Физические процессы в очагах землетрясений. М.: Наука, с. 224—256.
17. Ризниченко Ю. В., Сейдеева С. С. Система средних энергетических спектров землетрясений.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1972, № 11.
18. Сейсмическое микрорайонирование. М.: Наука, 1977. 34 с.
19. Федорова И. В., Ванюшичева Н. В. и др. Анализ записей Р-волны на станциях ЕССН в связи с определением магнитуды землетрясения.— В кн.: Магнитуда и энергетическая классификация землетрясений. Т. 1. М.: Наука, 1974, с. 154—162.
20. Халтурин В. И. Соотношения между магнитудными определениями, ожидаемые и наблюдаемые.— В кн.: Магнитуда и энергетическая классификация землетрясений. Т. 1. М.: Наука, 1974, с. 145—153.
21. Шебалин Н. В. Замечания о преобладающем периоде, спектре и очаге сильного землетрясения.— В кн.: Вопросы инженерной сейсмологии. Вып. 15. М., 1971, с. 59.
22. Шебалин Н. В. Очаги сильных землетрясений на территории СССР. М.: Наука, 1974.
23. Шебалин Н. В. Об оценке сейсмической интенсивности.— В кн.: Сейсмическая шкала и методы измерения сейсмической интенсивности. М.: Наука, 1976, с. 87—109.
24. Aki K. Scaling law of seismic spectrum.— J. Geophys. Res., 1967, v. 72, p. 1217—1231.
25. Aki K. Scaling law of earthquake source time-function.— Geophys. J., 1972, v. 31.
26. Aki K., Chouet B. Origin of coda waves: source, attenuation and scattering effects.— J. Geophys. Res., 1975, v. 80, p. 3322—3342.
27. Andrews D. J. A stochastic source model. 1. Static case.— J. Geophys. Res., 1980, v. 85, p. 3867—3877.

28. *Andrews D. J.* A stochastic source model. 2. Time-dependent case.— A preprint, 1981.
29. *Blandford A. A.* A source model for complex earthquakes.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1975, v. 65, p. 1385—1405.
30. *Boore D. M., Joyner W. B.* The influence of rupture incoherence on seismic directivity.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1978, v. 68, p. 283—300.
31. *Boore D. M., Joyner W. B., Oliver A. A., Page R. A.* Peak acceleration, velocity and displacement from strong motion records.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1980, v. 70.
32. *Burridge R., Halliday G. S.* Dynamic shear crack with friction as model for shallow-focus earthquakes.— *Geophys. J.*, 1971, v. 25, p. 261—283.
33. *Chouet B., Aki K., Tsujitara M.* Regional variations of the scaling law of earthquake source spectra.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1978, v. 68, p. 49—79.
34. *Dahlen F. A.* The ratio of *P*-wave to *S*-wave corner frequencies for shallow earthquake sources.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1974, v. 64, p. 1159—1180.
35. *Das S., Aki K.* A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation.— *Geophys. J.*, 1977, v. 50, p. 643—668.
36. *Das S., Aki K.* Fault plane with barriers — a versatile earthquake model.— *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, p. 5658—5670.
37. *Donovan N. C.* A statistical evaluation of strong ground motion data including the Feb. 9, 1971. San Fernando earthquake. *Proc. 5th World Conf. Earthq. Eng. Rome, 1973*, v. 1, p. 1252—1261.
38. *Geller R. J.* Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1976, v. 66, p. 1501—1523.
39. *Gusev A. A., Fedotov S. A.* Short-period seismic radiation and estimation of strong motion for large earthquake.— *Proc. 7th World Conf. Earthq. Eng. Istanbul, 1980*.
40. *Hanks T. C.* *b*-Values and  $\omega^2$ -seismic source models: implications for tectonic stress variations along active crustal fault zones and the estimation of high-frequency strong ground motion.— *J. Geophys. Res.*, 1979, v. 84, p. 2235—2242.
41. *Haskell N. A.* Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1964, v. 54, p. 1811—1841.
42. *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.
43. *Housner G. W.* Properties of strong ground motion earthquakes.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1955, v. 45, p. 197—218.
44. *Kanamori H., Anderson D. L.* Theoretical basis for some empirical relations in seismology.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1975, v. 65, p. 1073—1096.
45. *Koyama J., Takemura K., Suzuki Z.* A scaling model for quantification of earthquakes in and near Japan.— A preprint, 1980.
46. *Mikumo T., Miyatake T.* Dynamical rupture process on a 3D fault with non-uniform frictions, and near-field seismic waves.— *Geophys. J.*, 1978, v. 54, p. 417—438.
47. *Nur A.* Non-uniform friction as a physical basis for earthquake mechanics.— *Pure Appl. Geophys.*, 1978, v. 116, p. 964—989.
48. *Page R. A., Boore D. M., Dieterich J. H.* Estimation of bedrock motion at ground surface in studies for seismic zonation of the San Francisco Bay region.— *US Geol. Surv. Profess. Paper, 1975*, 941-A, A31—A38.
49. *Rascon O. A., Cornell C. A.* A physically based model to simulate strong earthquake records on firm ground.— *4th World Conf. Earthq. Eng., Santiago, Chile, 1964*, v. 1, A-1, p. 84—86.
50. *Rautian T. G., Khalturin V. I.* The use of coda for determination of the earthquake source spectrum.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1978, v. 68, № 4.
51. *Rautian T. G., Khalturin V. I., Martyanov V. G., Molnar P.* Preliminary analysis of the spectral content of *P*- and *S*-waves from local earthquakes in the Garm, Tajikistan region.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1978, v. 68, p. 949—971.
52. *Sibson R. H.* Kinetic shear resistance, fluid pressure and radiation efficiency during seismic faulting.— *Pure Appl. Geophys.*, 1977, v. 115, p. 387—400.
53. *Shnabel P. B., Seed H. B.* Acceleration in rock for earthquakes in the Western United States.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1973, v. 63, p. 501—516.
54. *Stewart G. S., Kanamori H.* Complexity of rupture propagation in large earthquakes.— *Trans. Amer. Geophys. Union, 1978*, v. 59, № 12, p. 1127.
55. *Thatcher W., Hanks T. C.* Source parameters of Southern California earthquakes.— *J. Geophys. Res.*, 1973, v. 78, p. 8547—8576.
56. *Trifunac M. D.* Preliminary analysis of the peaks of strong earthquakes ground motion, dependence of peaks on earthquake magnitude, epicentral distance and recording site conditions.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1976, v. 66, p. 189—219.
57. *Trifunac M. D.* Preliminary empirical model for scaling Fourier amplitude spectra of strong ground motion in terms of earthquake magnitude, source to station distance and recording site conditions.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1976, v. 66, p. 1343—1373.
58. *Trifunac M. D., Brady A. G.* On the duration of strong earthquake ground motion.— *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 1975, v. 65, p. 581—626.