

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ имени О.Ю. ШМИДТА

на правах рукописи  
УДК 550.34

ГУСЕВ Александр Александрович

СВОЙСТВА И ПРИРОДА КОРОТКОПЕРИОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ОЧАГА ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

(Специальность 04.00.22 - геофизика)

Диссертация в форме научного доклада  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва 1993

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ.** Предмет исследования - короткопериодное (высокочастотное) некогерентное излучение, порождаемое в процессе формирования очага землетрясения. Само по себе это излучение изучается давно, хорошо известен его квазислучайный, шумоподобный характер, но до последнего времени его анализ проводился главным образом на эмпирической основе, в рамках инженерной сейсмологии. Задача данной работы - изучить некогерентное излучения на новом уровне строгости, с привлечением результатов теории случайных процессов и механики: рассмотреть прямые и обратные задачи для некогерентного излучателя, провести геомеханическую интерпретацию наблюдаемых свойств короткопериодного излучения и определить на этой основе вероятную природу источника излучения, создать теоретическую основу для решения важных задач инженерной сейсмологии.

**АКТУАЛЬНОСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ, ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.** Некогерентное короткопериодное излучение от очага землетрясения несет важную информацию о природе очагового процесса, и его изучение важно с общегеофизической точки зрения. Наряду с этим, исследования в данной области создают теоретическую основу инженерно-сейсмологических закономерностей. На период начала исследования по многим разделам данной области сейсмологии отсутствовали достаточно ясные общие представления. Имелся ряд нерешенных вопросов принципиального характера, в частности:

- (1) как устроено некогерентное поле вблизи протяженного очага;
- (2) можно ли, и как определить параметры (расположение, размеры, временные характеристики) короткопериодного (высокочастотного) излучателя независимо от геологических данных, данных о поверхностных волнах и иной информации о процессах на низких частотах;
- (3) имеет ли место автомодельность (подобие) для очаговых спектров в широкой полосе частот;
- (4) какова геомеханическая природа процесса генерации короткопериодных волн;
- (5) как корректно экстраполировать наблюдения колебаний грунта, полученные при средних расстояниях и магнитудах, на большие магни-

туды и малые расстояния, как теоретически обосновать эмпирические закономерности инженерной сейсмологии.

Исследование этих вопросов и составило предмет диссертации.

## ОСНОВНЫЕ ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Предложено корректное формальное описание некогерентного высокочастотного излучателя в очаге землетрясения и поля некогерентного излучения вокруг него, для чего введена функция светимости для заданной полосы частот.

2. Разработан и опробован эффективный метод реконструкции импульса некогерентной мощности, излученной очагом, по короткопериодной записи основного толчка и афтершока в рассеивающей среде.

3. Разработан и опробован способ устойчивой и модельнонезависимой характеристики очага как излучателя, использующий специально разработанный для этой цели метод степенных моментов.

4. Построен, на основе методически корректного обобщения мировых данных, широкополосный эмпирический закон масштабирования очаговых спектров, определенно указывающий на отсутствие автомодельности спектров в области высоких частот.

5. Предложен вариант модели очага-разлома с неровностями (асперити), описывающий вероятную геомеханическую природу процесса генерации короткопериодного излучения; на основе интерпретации наблюдательных данных найден ряд свойств субочагов-неровностей.

6. Создана теоретическая основа для пересчета параметров колебаний грунта, записанных на средних расстояниях от событий средних магнитуд, на малые расстояния и большие магнитуды; способы применения этой теории продемонстрированы на решении конкретной задачи оценки сейсмической опасности.

Разработанная соискателем и изложенная в диссертации совокупность теоретических положений, сводка которых дана выше, представляет собой крупное достижение в развитии очаговой сейсмологии - перспективного направления современной геофизики.

**НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ.** Основная часть результатов данной работы в момент публикации имела приоритетный характер и либо была опубликована впервые в мире и была совершенно новой, либо появлялась в печати почти одновременно с работами-аналогами.

Важнейшие результаты, полученные впервые в мире, следующие:

(1) Введено понятие о радиусе корреляции протяженного дислокацион-

ного очага и о его функции светимости на высоких частотах, определен относительный вклад неволновых членов в высокочастотное поле вблизи разлома, предложены простые теоретически корректные формулы для инженерных оценок ускорений вокруг протяженного очага.

(2) Разработан и опробован метод реконструкции импульса некогерентной мощности, излученной очагом, по короткопериодной записи основного толчка и афтершока в рассеивающей среде, с использованием обратной фильтрации.

(3) Разработан и опробован способ устойчивой и модельно-независимой характеристики очага как излучателя, использующий специально развитый для этой цели метод степенных моментов.

(4) Предложен широкополосный эмпирический закон масштабирования очаговых спектров, определенно указывающий на отсутствие автомодельности спектров в области высоких частот.

(5) Проведена интерпретация наблюдательных данных об акселерограммах и их спектрах на основе варианта модели очага-разлома с неровностями (асперити), на этой основе определен ряд свойств субочагов-неровностей.

(6) Показано, что наблюдательные данные о связи короткопериодная магнитуда - сейсмический момент и об очаговых спектрах противоречат двум традиционным моделям современной сейсмологии - спектральной модели  $\omega$ -квадрат и модели гауссова процесса для короткопериодной записи; предложены альтернативные модели для спектра и для статистики записи.

**ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ.** Одна из важнейших проблем современной инженерной сейсмологии - это проблема оценки параметров сильнейших, наиболее опасных колебаний грунта на данной площадке в условиях весьма неполной информации. Записи-аналоги часто затруднительно подобрать, либо нет уверенности в приемлемости аналогий. В этой ситуации прогноз воздействия приходится основывать на записях толчков меньшей магнитуды или/и на больших расстояниях, выполняя экстраполяцию к большим магнитудам и меньшим расстояниям. Хорошо известно, что всякая экстраполяция на основе чисто эмпирических корреляций в принципе малонадежна. Это особенно справедливо в задачах инженерной сейсмологии, где экстраполяция вдоль магнитудной шкалы затруднена из-за насыщения магнитудных шкал, а экстраполяция вдоль шкалы расстояний сомнительна, в частности, из-за неясности с ролью неволновых членов в окрестности разлома. Поэтому важнейшее практи-

ческое значение имеют теоретически обоснованные методы проведения подобных экстраполяций. В данной работе создана основа для обоих видов экстраполяции. Корректный учет изменения спектров с расстоянием от протяженного источника может быть сделан на основе приближенной формулы или точной теории разд. 1; учет изменения длительности с расстоянием - по формулам разд. 2, а рост спектра с магнитудой можно прогнозировать по степенному закону с коэффициентом  $\beta$  из разд.3. В разд.5 приведен пример практического использования этого подхода.

**АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ.** Работа докладывалась частями на 3 всесоюзных и на 6 международных научных конференциях, в частности, на двух сессиях ЕСК (Москва 1984, Барселона 1990), на трех ассамблеях МАСФЗН (Лондон 1981, Стамбул 1989, Вена 1991) и в виде заказного доклада на специальном симпозиуме МАСФЗН "Очаг землетрясения и предвестники землетрясений" (Токио 1990).

**ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ.** Исследования, отраженные в настоящем докладе, проведены в период работы соискателя в Институте вулканологии и Институте вулканической геологии и геохимии ДВО РАН. Основная часть работ выполнена соискателем лично, некоторая часть - совместно с сотрудниками возглавляемой им с 1978г. лаборатории. По одному из разрабатываемых направлений под руководством соискателя защищена кандидатская диссертация (В.М.Павловым). Исследования велись в соответствии с планами НИР ИВ и ИВГиГ, а также в рамках ряда сменявших друг друга тем, программ ГКНТ, ГНТП16 и ГНТП18.

**ПУБЛИКАЦИИ.** Содержание работы отражено в 17 научных публикациях в центральных советских и ведущих зарубежных журналах. В списке литературы приведены также тезисы 1986г., фиксирующие приоритет автора в выдвижении модели очага со множеством неровностей относительно близкой по содержанию публикации Боутрайта (Boatwright 1988)

**БЛАГОДАРНОСТИ.** Ряд разделов настоящей работы выполнялся совместно с В.М.Павловым и В.Н.Мельниковой; автор благодарит их за полезное сотрудничество. Автор признателен Б.В.Кострову и В.М.Павлову за ценные замечания и Н.В.Шебалину за поддержку работы.

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящий доклад отражает совокупность исследований соискателя в области изучения свойств и природы некогерентного короткопериодного (высокочастотного) излучения от очага землетрясения, предпринятых в течение 1978-1991гг. Под короткопериодным или высокочастотным мы понимаем излучение очага землетрясения на частотах много выше его основной ("корнер") частоты, связанной обычно с полной длительностью очагового процесса. Для землетрясений магнитуды пять и выше это согласуется с обычным словоупотреблением. В сейсмологической практике высокочастотное излучение предстает как телесеismicкие записи приборов класса Беньюффа или СКМ-3 либо как акселерограммы. Хотя в теории высокочастотное излучение от некоторых моделей источника имеет закономерный, детерминированный характер, наблюдения подсказывают, что адекватным должен быть подход к высокочастотному излучению как к случайному процессу/сигналу, причем породивший его источник должен рассматриваться как некогерентный излучатель. Поэтому, следуя Б.В.Кострову, мы будем применять по отношению к высокочастотному излучению также термин "некогерентное излучение".

Проблема короткопериодного некогерентного излучения имеет двоякий характер. С одной стороны, описание процессов генерации и распространения этого излучения, изучение соответствующих обратных задач, а также выявление природы источника являются проблемами сейсмологии как фундаментальной науки. С другой стороны, поскольку именно высокочастотный участок спектра колебаний поверхности Земли отвечает за разрушительный эффект землетрясения, данная область исследований в целом, и защищаемая работа в частности, приобретают прямое прикладное (инженерно-сейсмологическое) значение.

К середине 70-х годов мировая сейсмология достигла заметных успехов в понимании природы очагов землетрясений и излучаемых ими сейсмических волн, в первую очередь, длиннопериодных. Были предложены удачные модели эквивалентного точечного источника (Хонда, Введенская), протяженного дислокационного источника с постоянным по площадке скачком смещения (Введенская, Хаскелл, Аки) и динамически корректного источника-трещины (Кейлис-Борок, Костров, Барридж, Кнопов, Дас и Аки), предложены практические подходы к реконструкции источника, рассмотрены принципы решения обратных задач (Костров). Количественное описание дислокаций через сейсмический момент (Кейлис-Борок, Костров, Аки) позволило связать воедино геолого-

тектонические, геофизические и эластодинамические свидетельства об очаговом процессе землетрясения.

На фоне этих больших успехов, прогресс в области короткопериодного излучения был ограниченным. Здесь надо отметить, во-первых, ясное понимание качественно иного, случайного в приемнике (Хаузнер) и, главное, некогерентного в источнике (Костров) характера этого излучения; первые спектральные модели стохастического излучателя (Хаскелл, Аки); идею иерархии субисточников Шебалина и Бландфорда; первый вариант барьерной модели Дас и Аки, качественно объяснивший причины расхождения теоретических и реальных спектров. Наблюдательный материал о высокочастотном излучении (в первую очередь, акселерограммы) был поначалу отрывочным. Но к середине 70х гг. появились первые обобщения инженерно-сейсмологических данных, и таким образом впервые возникла твердая наблюдательная основа для суждения об общем характере очагового излучения на высоких частотах. При этом ряд принципиальных вопросов оставался открытым. Часть этих вопросов и явилась предметом настоящего исследования.

1. В середине 70х годов был неясен вопрос о характере закона масштабирования очаговых спектров землетрясений (т.е. спектров эквивалентного точечного источника): существует ли хотя бы в первом приближении подобие (автомодельность) спектров, или масштабирование имеет другой характер, нарушающий подобие. В отношении подобия пространственно-временных параметров очагов положительный ответ на обширном наблюдательном материале дали Канамори и Андерсон; в отношении же спектров положение было иным: первые спектральные законы Хаскелла (1966) и Аки (1967), исходившие из подобия, были после более детального анализа данных поставлены под сомнение Аки (1972).

Вопрос о подобии - это вопрос согласования теоретической модели с наблюдениями. Для его решения необходимо уяснить общий характер устройства очаговых спектров землетрясений в широкой полосе частот - от 1/100 до 20 Гц. Наблюдений, которые позволили бы охватить этот диапазон в целом, и к тому же оценить свойства эквивалентного точечного излучателя, не существует до сих пор, поэтому для сопоставления с теорией необходимо по сводным данным построить специальную широкополосную эмпирическую спектральную модель. Такая модель, как и сам вопрос подобия, имеет одновременно важнейшее практическое значение как теоретическая основа прогноза параметров колебаний грунта при землетрясении.

2. До середины семидесятых годов отсутствовала даже качествен-

ная ясность по вопросу о характере поля короткопериодного излучения вблизи очага. Многие применявшиеся на практике инженерно-сейсмологические формулы, например, включали геометрическое расхождение в примитивной форме  $1/r^n$ . В работах Раскона и Корнелла, Штейнберга, Пейджа и Бура, Кемпбелла постепенно обрела четкость ныне общепринятая идея насыщения амплитуд вблизи очага, однако адекватных теоретических подходов к описанию короткопериодного излучения вблизи протяженного очага не было. Эта проблема усложняется принципиальной необходимостью учета вблизи очага не только волновых (с  $1/r$ ), но и последующих (с  $1/r^2$  и  $1/r^3$ ) членов в разложении амплитуды поля элементарного силового диполя.

3. Хотя эмпирическое описание свойств короткопериодного излучателя важно и полезно, большой интерес представляет уяснение физической природы процесса генерации излучения. В 60-70 гг. Хаскелл, Аки, Шебалин, Бландфорд, Хэнкс, Андриус пытались ввести описание стохастического очага через автокорреляционную функцию дислокации или через иерархию точечных субочагов неопределенной природы, однако природа процесса генерации высоких частот при таком подходе не прояснилась. Определенным шагом вперед была барьерная модель Аки и Дас, но она не была приспособлена для количественной интерпретации.

Первая физическая модель некогерентного очага - "специфическая барьерная модель" Аки и Пападжорджиу - представляет очаг как систему покрывающих разлом последовательно включающихся отдельных трещин-субочагов, барьеры между которыми не разрушаются в процессе землетрясения. Хотя эта модель впервые позволила провести содержательную количественную интерпретацию акселерограмм и их спектров, она не вполне удовлетворительна с тектонофизической точки зрения. Таким образом, проблема природы некогерентного излучения сохраняла актуальность.

4. Некогерентный короткопериодный излучатель в очаге землетрясения – особый физический объект. Обычно неявно предполагают близкое совпадение очагов, выявленных по геологическим и геодезическим данным (на нулевой частоте), определенных по низким (собственные колебания, мантийные волны, очаг цунами), средним (телесейсмические Р и S-волны) и высоким (акселерограммы, изосейсты) частотам. Хотя, в общем, такие описания обычно согласуются, нередки и расхождения. Ряд исследователей на основе фактического материала в принципе ставят под вопрос идентичность "длиннопериодного" и "короткопериод-



ного" очагов. Поэтому реконструкция параметров некогерентного высокочастотного излучателя в очаге является важной и интересной обратной задачей. В силу известных трудностей с обратной задачей для очага, особое значение при этом имеет обеспечение устойчивости и, по возможности, модельной независимости результатов интерпретации. Необходимо искать эффективные теоретические подходы к ее решению, развивать новые методы интерпретации.

Названные четыре родственные проблемы - (1) построение описательной модели очаговых спектров, (2) описание ближней зоны некогерентного излучателя, (3) разработка физической модели генерации высокочастотного излучения и (4) разработка методов решения обратных задач для некогерентного излучателя - были предметом серии статей автора, опубликованных с 1979 по 1992 гг. Каждый из четырех первых разделов настоящего доклада затрагивает одну из этих тем, но для большей логической цельности порядок изложения изменен. В пятом разделе дан пример практического применения ряда элементов развитой теории.

## 1. ПОЛЕ КОРОТКОПЕРИОДНОГО НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ПРОТЯЖЕННОГО ОЧАГА.

Проблема структуры поля короткопериодного излучения вокруг протяженного очага имеет первостепенное практическое значение с точки зрения задач прогноза сейсмической опасности, и изучалась в литературе в первую очередь с этой точки зрения. Она выступала обычно как проблема структуры поля изосейст в плейстосейстовой области и вблизи нее, либо как проблема корректного закона затухания с расстоянием таких инженерно-сейсмологических параметров, как максимальное ускорение и скорость, спектры Фурье и спектры реакции ускорения. Собственно задача описания некогерентного волнового поля очага в достаточно общем виде впервые поставлена и в первом приближении решена автором (1979, 1983, 1984).

Кратко опишем наш подход (он следует общей теории некогерентных полей, развитой в радиофизике и оптике). Квадрат смещения S-волн в точке  $\bar{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  в момент t, созданного плоским протяженным очагом, можно записать как

$$\left(u_i^{(0)}(\bar{\xi}, t)\right)^2 = A \iint_{\Sigma\Sigma'} \frac{\mathfrak{R}_i(\bar{\nu})\mathfrak{R}_i(\bar{\nu}')\dot{b}^{(0)}(\eta_1, \eta_2, t + t_*)\dot{b}^{(0)}(\eta'_1, \eta'_2, t + t'_*)}{\Gamma'} dSdS' \quad (1.1)$$

где  $\Sigma$  и  $\Sigma'$  - два экземпляра площадки очага с координатами  $\bar{\eta} = (\eta_1, \eta_2, 0)$  и  $\bar{\eta}' = (\eta'_1, \eta'_2, 0)$  на них и элементами площади  $dS$  и  $dS'$ , причем  $\bar{r} = \bar{\eta} - \bar{\xi}$ ,  $\bar{r}' = \bar{\eta}' - \bar{\xi}$ ,  $r = |\bar{r}|$ ,  $r' = |\bar{r}'|$ ,  $\bar{\nu} = \bar{r}/r$ ,  $\bar{\nu}' = \bar{r}'/r'$ ,  $t_* = (|\bar{\xi}| - r)/c$ ,  $t'_* = (|\bar{\xi}| - r')/c$ ,  $A = (\mu/4\pi\rho c^3)^2$ ,  $\mathfrak{R}_i(\bar{\nu})$  - диаграмма направленности для  $i$ -той компоненты смещения,  $c^2 = \mu/\rho$ ,  $\mu$  - модуль сдвига,  $\rho$  - плотность, а функция  $b^{(0)}(\eta_1, \eta_2, t)$  описывает величину скачка смещения (дислокации, подвижки) на разрыве (направление подвижки неизменно).

Чтобы рассмотреть некогерентное (высокочастотное) поле, и при этом ограничиться определенной полосой частот, проведем над  $u_i^{(0)}$  и  $b^{(0)}$  фильтрацию полосовым фильтром с единичным пропусканием в полосе ширины  $\Delta f$  вокруг частоты  $f$ , и нулевым вне этой полосы. Обозначим импульсную реакцию фильтра  $\Pi = \Pi(t)$ , и пусть  $*$  означает свертку (заметим, что  $\Pi = \Pi * \Pi$ ). Осевая частота полосы  $f$  должна быть достаточно высокой, а полоса частот  $\Delta f$  вокруг нее - не слишком узкой. Условия на  $f$  и  $\Delta f$  уточним ниже. Окно фильтра положили прямоугольным для простоты выкладок, выводы сохранят силу и для других окон с той же эффективной полосой. Обозначим  $b = \Pi * b^{(0)}$ ,  $u_i = \Pi * u_i^{(0)}$ . Заметим, что теперь справедлив аналог (1.1) с заменой  $b^{(0)}$  на  $b$  и  $u_i^{(0)}$  на  $u_i$ ; будем ссылаться и на него тоже как на (1.1).

Пусть некогерентный излучатель - квазиоднородный и квазистационарный, то есть представим в виде произведения

$$\dot{b}(\eta_1, \eta_2, t) = B^{1/2}(\eta_1, \eta_2, t)\beta(\eta_1, \eta_2, t) \quad (1.2)$$

где  $B(\eta_1, \eta_2, t)$  - медленно меняющаяся функция своих аргументов, а  $\beta(\eta_1, \eta_2, t)$  - однородная стационарная случайная функция. Описывая реальный очаг,  $B(\eta_1, \eta_2, t)$  отлична от нуля практически лишь в ограниченной области пространства - времени. Пусть корреляционные свойства  $\beta(\eta_1, \eta_2, t)$  следующие ( $\langle \cdot \rangle$  - среднее по ансамблю):

$$\langle \beta(\eta_{1o} + x, \eta_{2o} + y, t_o + t)\beta(\eta_{1o}, \eta_{2o}, t_o) \rangle = \rho_\eta(x, y)\rho_t(t) ; \quad \rho_\eta(0, 0) = \rho_t(0) = 1 \quad (1.3)$$

Обсудим условия на  $f$  и  $\Delta f$ . Условие на осевую частоту  $f$  явно выписать затруднительно.

Представление (1.2) может быть законно, только если  $f$  достаточно велика, но как угодно большое  $f$  само по себе

не гарантирует его законности. Некогерентность, то есть представимость через случайные функции, есть допущение, которое вводится априори. Его можно оправдать лишь индуктивно – приемлемым качеством описания реальных волновых полей на основе этого допущения. Условие на ширину полосы связано со свойствами  $B$  и имеет вид:

$$(\Delta f)^{-1} \ll B(\partial B/\partial t)^{-1} \quad (1.4)$$

Слева стоит характерное время изменения огибающей реализации  $b(\eta_1, \eta_2, t)$  за счет чисто статистических флуктуаций, а справа - за счет реальных изменений  $B(\eta_1, \eta_2, t)$  во времени.

Подставим (1.2) в (1.1), учтем (1.3), и заменим переменные  $\eta_1, \eta'_1, \eta_2, \eta'_2$  на  $\eta_1, p = \eta'_1 - \eta_1, \eta_2, q = \eta'_2 - \eta_2$  ( $\bar{p} = (p, q, 0)$ ). Предположим также, что: (1) функция  $\rho_\eta(p, q)$  отлична от нуля лишь в некоторой ограниченной окрестности нуля, размером порядка радиуса корреляции  $R_{кор}$  (строгое определение  $R_{кор}$  следует ниже); (2) что  $B(\eta_1, \eta_2, t)|_{t=const}$  мало меняется на длине  $R_{кор}$ ; (3) что наблюдатель находится не слишком близко к разлому:  $R_{кор}/\xi_3 < 1$ . Тогда (1.1) можно преобразовать к виду

$$\langle u_i^2(\bar{\xi}, t) \rangle = A \int_{\Sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_\eta(p, q) \rho_t(t_* - t'_*) \frac{\mathfrak{R}_i^2(\bar{v}) B(\eta_1, \eta_2, t - t_*)}{r^2} dS \underline{dpdq} \quad (1.5)$$

Рассмотрим сначала, что дает (1.5) в дальней зоне источника. Тогда  $t_* - t'_* \approx -\bar{p} \cdot \bar{v}/c$ , где  $\bar{v}$  не зависит от  $(\eta_1, \eta_2)$ , так что подчеркнутая часть в (1.5) (наряду с  $\mathfrak{R}_i(\bar{v})$ ) не зависит от  $\bar{\eta}$ , и является интегралом по  $p, q$ , значение которого можно определить. Результат назовем эффективной площадью корреляции излучателя  $S_{кор}^* = S_{кор}^*(\bar{v})$ . Тогда

$$\langle u_i^2(\bar{\xi}, t) \rangle = A_1 \int_{\Sigma} S_{кор}^*(\bar{v}) \cdot \frac{B(\eta_1, \eta_2, t - \bar{\eta} \cdot \bar{v}/c) dS}{r^2} = A_1 \int_{\Sigma} \frac{P'(\eta_1, \eta_2, t, \bar{v}) dS}{r^2} \quad (1.6)$$

где  $A_1 = A \mathfrak{R}_i^2(\bar{v})$ , а  $P'$  есть эффективная светимость излучателя для направления  $\bar{v}$ . Введем также (истинные) площадь  $S_{кор}$  и радиус  $R_{кор}$  корреляции:

$$S_{кор} = \iint \rho_\eta(p, q) dpdq = \pi R_{кор}^2 \quad (1.7)$$

Поясним, что  $2R_{кор}$  - это размер пятна на площадке источника, в пределах которого излучение примерно синфазно в полосе  $\Delta f$  вокруг частоты  $f$ . Из нашего предположения (1) следует, что  $S_{кор} < S$ . Величина

$N = S/S_{\text{КОР}} > 1$  есть "число статистически независимых излучателей" в некогерентном очаге для полосы  $\Delta f$  около  $f$ .

Анализ показывает, что, вообще говоря,  $S_{\text{КОР}}$  и  $S_{\text{КОР}}^*$  могут заметно различаться. Почти всегда  $S_{\text{КОР}}^* < S_{\text{КОР}}$ ; в особом случае наблюдателя на нормали к площадке источника  $S_{\text{КОР}}^* = S_{\text{КОР}}$ .

Существует, однако, класс источников, для которых  $S_{\text{КОР}}^*$  всегда близко к  $S_{\text{КОР}}$ , это "предельно" некогерентные источники, у которых  $2R_{\text{КОР}}$  - порядка длины волны  $\lambda=c/f$ . Мы допустим далее, что реализуется именно этот случай; это оправдывается отсутствием известных физических (механических) причин для синхронизации высокочастотной составляющей движения в разных пространственно-временных точках очага (кроме инерции, которая и ведет к  $R_{\text{КОР}} \approx \lambda/2$ ). В этом частном случае можно принять  $S_{\text{КОР}}^*(\bar{v}) = S_{\text{ЭФФ}} \approx S_{\text{КОР}}$ , и ввести светимость независимо от  $\bar{v}$ :

$$P'(\eta_1, \eta_2, t, \bar{v}) = P(\eta_1, \eta_2, t) = B(\eta_1, \eta_2, t) \cdot S_{\text{ЭФФ}} \quad (1.8)$$

(пока лишь для дальней зоны). Теперь (1.6) приобретает вид

$$\langle u_i^2(\bar{\xi}, t) \rangle = \left( \frac{\Re_i \mu}{4\pi r c^3} \right)^2 \cdot \int_{\Sigma} \frac{P(\eta_1, \eta_2, t - \bar{\eta} \cdot \bar{v}/c) dS}{r^2} \quad (1.9)$$

Проинтегрировав (1.9) по  $t$  и разделив результат на  $2\Delta f$ , получим оценку для среднего квадрата спектра Фурье:

$$\langle u_i^2(\bar{\xi}, f) \rangle = \left( \frac{\Re_i \mu}{4\pi r c^3} \right)^2 \cdot \int_{\Sigma} \frac{P_f(\eta_1, \eta_2) dS}{r^2} \quad (1.10)$$

где введена поверхностная спектральная плотность энергии источника на частоте  $f$

$$P_f(\eta_1, \eta_2) = \int P(\eta_1, \eta_2, t) dt / 2\Delta f \quad (1.11)$$

Аналогичным образом введем

$$\dot{b}^2(f) = \int_{\Sigma} \int_{-\infty}^{\infty} B(\eta_1, \eta_2, t) dS dt / 2S \Delta f \quad (1.12)$$

- средний по площади  $S$  очага квадрат модуля спектра Фурье скорости подвижки на разломе (сглаженный в пределах полосы  $\Delta f$ ). Наряду с (1.10), законно представление:

$$\langle u_i^2(\bar{\xi}, f) \rangle = \left( \frac{\Re_i \mu}{4\pi r c^3} \right)^2 \cdot \frac{\langle |\dot{M}_o(f)|^2 \rangle}{r^2} \quad (1.13)$$

где  $\dot{M}_o(f)$  - очаговый спектр, то есть преобразование Фурье от  $\dot{M}_o(t)$  - функции скорости изменения момента точечного диполя, излучение которого в дальней зоне эквивалентно излучению данного источника. С

учетом (1.10),(1.14) и (1.13) имеем следующее оценочное соотношение:

$$|\dot{M}_o(f)|^2 \approx \mu^2 \int P_f(\eta_1, \eta_2) dS \approx \mu^2 S_{КОР} S \dot{b}^2(f) \quad (1.14)$$

что дает для  $\dot{b}^2(f)$  оценочную формулу:

$$\dot{b}^2(f) \approx |\dot{M}_o(f)|^2 / (\mu^2 S \cdot S_{КОР}) \quad (1.15)$$

Формула (1.15) имеет нетривиальное следствие: оказывается, что в случае "предельно" некогерентного излучателя среднеквадратические спектры для движения излучателя и для движения в его дальней зоне имеют идентичную форму (в отличие от случая когерентного излучателя, когда эти спектры различаются множителем  $2\pi f$  . Для частного случая источника со степенным спектром это ранее показал Андриус (1981).

На этом пути можно затем получить численную оценку для  $\dot{b}(f)$ , если принять в соответствии с нашей гипотезой, что  $2R_{КОР}$  близко к длине волны (в общем случае это будет оценка сверху). Если учесть, что смещение борта разлома составляет половину от скачка смещения на разломе, можно таким путем оценить вклад "неволнового поля" в колебания грунта на борту разлома. Эта оценка будет справедлива и вблизи него, в пределах области когерентности. Такая оценка была впервые построена в (Гусев 1983, 1984); для разобранный там примера вклад оказался пренебрежимым в сравнении с волновым полем. Вопрос об относительной роли "неволновых" членов в общем виде остается открытым; описанная оценка оправдывает наш акцент на волновой части поля.

Вернемся к ее анализу вблизи очага. При произвольном  $\rho_i(t)$  формула (1.5) не упрощается, но гипотеза  $2R_{КОР} \approx \lambda$  снова позволяет получить оценку подчеркнутой части как  $S_{ЭФФ} \approx S_{КОР}$  Это дает:

$$\langle u_i^2(\xi, t) \rangle = \left( \frac{\mu}{4\pi\rho c^3} \right)^2 \cdot \int_{\Sigma} \frac{\mathfrak{R}_1^2(\bar{\nu}) P_f(\eta_1, \eta_2, t) dS}{r^2} \quad (1.16)$$

и соответствующий аналог (1.10):

$$\langle u_i^2(\xi, f) \rangle = \left( \frac{\mu}{4\pi\rho c^3} \right)^2 \cdot \int_{\Sigma} \frac{\mathfrak{R}_1^2(\bar{\nu}) P_f(\eta_1, \eta_2) dS}{r^2} \quad (1.17)$$

Этот результат был конкретизирован для простой геометрии источника (диск постоянной светимости) и для двух упрощенных вариантов функции направленности  $\mathfrak{R}$  - по Ламберту и изотропной. Если бы было допу-

стимо принять  $\mathfrak{R}$  по закону Ламберта, как для матовой поверхности в светотехнике ( $\mathfrak{R} - \bar{\nu} \cdot \bar{n}$ ,  $\bar{n}$  – нормаль к  $\Sigma$ ), можно было бы воспользоваться для расчета поля излучения очень удобными и интуитивно ясными светотехническими аналогиями и приемами. Для случая приемника на оси дискообразного излучателя радиуса  $R$  для зависимости квадрата поля от расстояния  $h$  до диска в этом случае получается (Гусев 1979) оценка

$$u^2(h, f) \approx \left( \frac{\tilde{\mathfrak{R}} \dot{M}_o(f)}{4\pi\rho c^3} \right)^2 \cdot \frac{1}{h^2 + R^2} \quad (1.18)$$

где  $u$  - величина полного вектора S-волн,  $\mathfrak{R} = (2/5)^{0.5}$  - соответствующая среднеквадратическая (по фокальной сфере) диаграмма направленности. Это приближение, однако, слишком грубое, оно дает неправдоподобную форму изосейст. Полагая  $\tilde{\mathfrak{R}}$  изотропной и вводя  $R_{КОР} = R_{КОР}(f) \approx c/2f$  для той же геометрии получим (Гусев 1983, 1984):

$$u^2(h, f) \approx \left( \frac{\tilde{\mathfrak{R}} \dot{M}_o(f)}{4\pi\rho c^3} \right)^2 \cdot \frac{1}{R^2} \ln \frac{R^2 + h^2}{R_{КОР}^2 + h^2} \quad (1.19)$$

Описанный подход, в принципе, позволяет рассчитать свойства некогерентного поля для очагов достаточно сложной структуры; но это - задача на будущее. Но уже и изложенные простые результаты представляют непосредственный интерес для практики.

Так, в (Гусев 1983, 1984) на описанной основе получены расчетные кривые затухания с расстоянием для балльности  $I$  (рис.1). Параметры колебаний вычисляли на основе изложенной модели, используя спектры  $\dot{M}_o(f)$ , описанные ниже. Значения  $I$  находили, следуя подходу Ф.Ф.Аптикаева (по ускорению и длительности). Рис.1 демонстрирует приемлемое согласие между обширными эмпирическими данными Н.В.Шебалина для  $I(M, r)$  и эпицентральной интенсивности  $I_o(M)$  и прогнозом на основе описанной теории и системы спектров рис.4.

Более интересны результаты независимого контроля. Трифунак и Ли (1985) предприняли систематическое исследование формул, описывающих затухание спектров Фурье в ближней зоне протяженного очага для выбора оптимальной из них, с целью дальнейшего использования в прогнозе параметров колебаний. Для этой цели для каждой из четырех формул: (1.18) (введенной априори), (1.19) (взятой из нашей работы 1983г.), а также двух модифицированных вариантов этих формул, была проведена подгонка на основе наиболее богатого в мире регионального цифрового архива акселерограмм запада США. Выбор наилучшей формулы

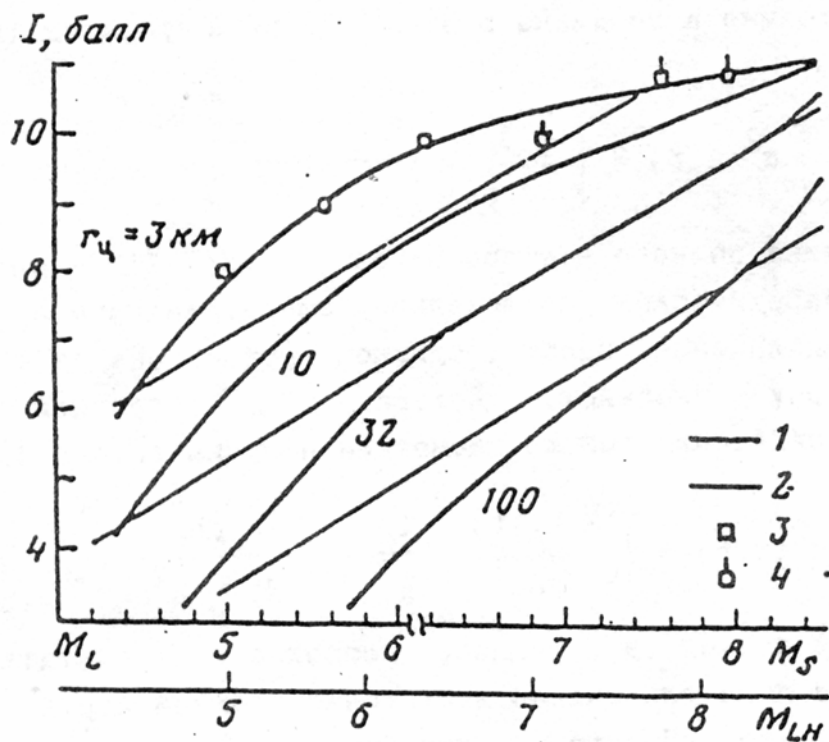


Рис.1. Расчетная зависимость макросейсмической интенсивности  $I$  от магнитуды для набора расстояний  $r_{ц}$  от очага. В расчете использованы: средние зависимости магнитуд, длины очага и очаговой длительности от сейсмического момента, эмпирическое семейство очаговых спектров (Гусев 1983, 1984; см. Рис.4), теория некогерентного поля вокруг протяженного источника и связь  $I$  с максимальным ускорением и длительностью, следуя Аптикаеву. Уровень семейства расчетных кривых (1) подогнан для наилучшего совмещения с эмпирическими графиками Шебалина  $I(M, r)$  (2). Значки (3,4) - среднее  $I(M)$  и минимальное  $I_0(M)$  по Шебалину.

осуществлялся по критерию наибольшей физической осмысленности подгоночных коэффициентов, определявших связь размера очага с магнитудой, и ряду других критериев. Формула (1.19) была признана оптимальной и далее была использована как базовая в серии алгоритмов прогноза спектров Фурье и спектров реакции по обобщенным эмпирическим данным акселерограмм запада США (Трифунак и Ли 1985, 1989 и др.).

Основные выводы раздела:

1. Предложено формальное описание поля некогерентного излучения вокруг протяженного очага в однородной среде.
2. Найдено выражение светимости излучателя через скачок смещения и длину корреляции. Получена оценка сверху для ускорения вблизи разлома за счет "статического" поля.
3. На основе анализа частного случая выведена простая формула для описания эффектов протяженности очага применительно к спектру Фурье. Формула применена для описания свойств реальных акселерограмм Трифунаком и Ли и признана наилучшей среди формул-кандидатов.

## 2. ПОЛЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО ОЧАГА В РАССЕЙВАЮЩЕЙ СРЕДЕ.

### РАЗРАБОТКА СПОСОБОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА.

Вопрос о соотношении излучателей разных диапазонов частот в очаге землетрясения разработан слабо. Хотя, в общем, они, по-видимому, имеют единую природу, в ряде случаев наблюдается расхождение пространственных и временных параметров длиннопериодного и среднепериодного или длиннопериодного и короткопериодного излучателя. Так, Умеда (1981) приводит примеры мощного локализованного высокочастотного излучателя на протяженном очаге с заметной подвижкой. Раутиан (1988) отмечает, что источник высокочастотного сигнала в некотором очаге может рассматриваться как особый объект, причем его размеры могут быть существенно меньше, чем у "главного очага". Но даже и независимо от этих наблюдений, реконструкция высокочастотного некогерентного излучателя является принципиально и практически важной, но малоизученной задачей сейсмологии.

Основным осложняющим фактором для суждения о высокочастотном излучателе в очаге по сейсмограмме является искажающий эффект распространения сигнала в реальной (рассеивающей) среде. Встает вопрос, как комбинируются некогерентное излучение очага и нередко шумоподобный отклик среды. Общее представление сейсмограммы, как свертки сигнала от источника и импульсной реакции среды общеизвест-



но, и формально оно сохраняет применимость и на высоких частотах, но практически становится неприменимо из-за некогерентного характера обеих этих функций (точнее, из-за незнания фазовой информации).

Раутиан (1976) и Копничев (1977) заметили, однако, что квадрат огибающей короткопериодной некогерентной записи в некоторой полосе частот можно приближенно рассматривать, как свертку квадрата огибающей сигнала (то есть, текущей мощности) и квадрата импульсной реакции среды (предполагается, что обе эти функции относятся к той же полосе частот). Копничев (1977) попытался на основе этого факта выполнить реконструкцию по записи очаговой функции мощности, используя допущение, что импульсная реакция среды имеет специальный вид (дельта-функция плюс затухающая экспонента). Теоретическая основа подобных подходов в сейсмологии до сих пор не формулировалась достаточно четко, поэтому дадим ее, несколько дополнив изложение (Гусев и Павлов 1990).

Рассмотрим сначала точечный источник, определяемый функцией  $M_0(t)$ . Смещение в S-волне в реальной среде запишем в виде:

$$u_i^{(0)}(t+r/c) = \int_{-\infty}^{\infty} x^{(0)}(t-\tau)y^{(0)}(\tau)d\tau \quad (2.1)$$

где  $x^{(0)}(t) = \dot{M}_0(t)$ ,  $y^{(0)}(t)$  - импульсная реакция (функция Грина) реальной среды (включающая эффекты рассеяния и многолучевого распространения) для поля S-волн от точечного диполя.

Поясним, что для однородной среды  $y^{(0)}(t) = \Re_i \delta(\tau) / 4\pi\rho c^3 r$ . Допустим, что как функция источника  $x^{(0)}$ , так и реакция среды  $y^{(0)}$  обе представимы как сумма двух компонент - шумовой, некогерентной  $n_x^{(0)}$ ,  $n_y^{(0)}$  и импульсной  $i_x^{(0)}$ ,  $i_y^{(0)}$  причем импульсы достаточно редки:

$$x^{(0)} = n_x^{(0)} + i_x^{(0)}; \quad i_x^{(0)}(t) = \sum_{i=1}^n g \delta(t - t_{xi});$$

$$|t_{x\alpha} - t_{x\beta}| > C \quad \text{при } \alpha, \beta \in (1..n) \quad (\alpha \neq \beta) \quad (2.2a)$$

$$y^{(0)} = n_y^{(0)} + i_y^{(0)}; \quad i_y^{(0)}(t) = \sum_{i=1}^m h_i \delta(t - t_{yi});$$

$$|t_{y\alpha} - t_{y\beta}| > C \quad \text{при } \alpha, \beta \in (1..m) \quad (\alpha \neq \beta) \quad (2.2b)$$

$$\text{и к тому же } |t_{x\alpha} - t_{y\beta}| > C \quad \text{при } \alpha \in (1..n), \beta \in (1..m) \quad (2.3)$$

(условия на C будут уточнены ниже).

Как и в разд.1, проведем над  $u_i^{(0)}$ ,  $x^{(0)}$  и  $y^{(0)}$  фильтрацию полосовым фильтром  $\Pi$  с единичным пропусканием в полосе ширины  $\Delta f$  вокруг частоты  $f$ , и нулевым вне полосы. Заметим, что

$\Pi(t)|_{t=0} \approx \Delta f$ , и напомним, что  $\Pi * \Pi = \Pi$ . Обозначим:  $x =$

$\Pi * x^{(0)}$ ,  $n_x = \Pi * n_x^{(0)}$ ,  $i_x = \Pi * i_x^{(0)}$ ,  $y = \Pi * y^{(0)}$ ...,  $u_i = \Pi * \Pi * u_i^{(0)}$ . Пусть, далее

$$n_x(t) = X^{1/2}(t)\zeta(t); \quad \langle \zeta(t), \zeta(t+\tau) \rangle = \rho_x(\tau), \quad \rho_x(0) = 1 \quad (2.4a)$$

$$n_y(t) = Y^{1/2}(t)\vartheta(t); \quad \langle \vartheta(t), \vartheta(t+\tau) \rangle = \rho_y(\tau), \quad \rho_y(0) = 1 \quad (2.4b)$$

где  $X(t)$  и  $Y(t)$  - медленно меняются,  $\zeta(t)$  и  $\vartheta(t)$  стационарны. Допустим также, что средние спектры функций  $n_x^{(0)}$ ,  $n_y^{(0)}$  медленно меняются вблизи  $f$ , тогда  $\rho_x(t) \approx \rho_y(t) \approx \Pi(t) / \Delta f$ .

Рассмотрим "фильтрованный аналог" (2.1) и возведем обе его части в квадрат:

$$u_i^2(t+r/c) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x(t-\tau)x(t-\tau')y(\tau)y(\tau')d\tau d\tau' \quad (2.5)$$

Заменим здесь переменные  $\tau, \tau'$  на  $\tau, p$ ; где  $p = \tau - \tau'$ , используем (2.4), усредним по ансамблю и упростим с учетом наших допущений. Это дает:

$$\begin{aligned} \langle u_i^2(t+r/c) \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} X(t-\tau)Y(\tau)\rho_X(-p)\rho_Y(p)d\tau dp + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} X(t-\tau)\rho_X(-p)i_Y(\tau)i_Y(-p)d\tau dp + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} i_X(t-\tau)i_X(t-\tau+p)Y(\tau)\rho_Y(p)d\tau dp + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} i_X(t-\tau)i_X(t-\tau+p)i_Y(\tau)\rho_Y(p)d\tau dp = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 \end{aligned} \quad (2.6)$$

Рассмотрим слагаемые по очереди. Легко видеть, что

$$I_1 = T_{КОР} \int_{-\infty}^{\infty} X(t-\tau)Y(\tau)d\tau \quad (2.7)$$

где время корреляции  $T_{КОР} = \int \rho_t^2(t)dt \approx 1/\Delta f$ . Это - известный результат, демонстрирующий законность свертки для мощностей узкополосных сигналов, если импульсная компонента

отсутствует. Далее, положив  $C > T_{КОР}$ , нетрудно показать, что:  $I_2 = T_{КОР} \int_{-\infty}^{\infty} X(t-\tau)J_Y(\tau)d\tau dp$

(2.8), где через  $J_Y$  обозначена "мощностная" версия  $i_Y$ :

$$J_Y = (1/T_{KOP}) \sum_{i=1}^m h_1^2 \Pi^2(t - t_{yi}) \quad (2.9)$$

Результаты для  $I_3$  и  $I_4$  легко предвидеть. Окончательно, введя  $J_X$  по аналогии с  $J_Y$ , получим:

$$\langle u_1^2(t + r/c) \rangle = T_{KOP} \int_{-\infty}^{\infty} (X(t - \tau) + J_X(t - \tau))(Y(\tau) + J_Y(\tau)) d\tau = T_{KOP} \cdot X' * Y' \quad (2.10)$$

Таким образом, известный результат (2.7) для чисто шумовых сигналов можно распространить на случай "шум (с медленно меняющейся средней амплитудой) + редкие импульсы".

Акселерограммы вблизи источника отражают реальные  $x(t)$ , а записи слабых толчков дают представление о реальных  $y(t)$ . В обоих случаях модель "чистый шум" не всегда выглядит приемлемой, в то время как модель "шум + редкие импульсы" в общем, покрывает разнообразие реальных записей, хотя отдельные исключения неизбежны.

Теперь следует обсудить случай протяженного источника. Однако в этом случае ничего принципиально нового уже не возникает. Уравнение (1.1) относится к однородной среде; но оно сохраняет справедливость и в реальной среде, если под  $\dot{b}^{(0)}$  подразумевать свертку истинной скорости подвижки  $\dot{b}^{(00)}(\eta_1, \eta_2, t)$  и модифицированной импульсной реакции среды:

$$\dot{b}^{(0)}(\eta_1, \eta_2, t, \bar{v}) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{b}^{(00)}(\eta_1, \eta_2, t - \tau) [(r/A) Y^{(0)}(\tau, \eta_1, \eta_2, \bar{v})] d\tau \quad (2.11)$$

(мы здесь явно выписали все аргументы у  $Y^{(0)}$  и  $\dot{b}^{(0)}$ ). Сохранят законность и все дальнейшие выкладки разд. 1. Содержательный смысл радиуса корреляции  $R_{KOP}$  теперь несколько изменится - он будет определяться меньшим из двух физически различных радиусов корреляции - для  $\dot{b}$  и для функции Грина среды  $y$  (по "очаговым" аргументам  $\eta_1, \eta_2$ ). В (1.5) место  $B(\eta_1, \eta_2, t)$  займет величина:

$$B_1(\eta_1, \eta_2, t, \bar{v}) = T_{KOP} \int_{-\infty}^{\infty} B(\eta_1, \eta_2, t - \tau) \langle y^2(\tau, \eta_1, \eta_2, \bar{v}) \rangle d\tau \quad (2.12)$$

В ряде случаев можно допустить, что зависимость  $\langle y^2 \rangle = Y'$  ("функции Грина среды по мощности") от "очаговых" координат  $(\eta_1, \eta_2)$  сводится к сдвигу во времени. Тогда  $\langle y^2 \rangle$  можно вынести за знак интеграла по поверхности, и  $\langle u_i^2 \rangle$  представимо в виде свертки эффекта среды и интеграла по площадке очага для однородной среды; так, из (1.9) получим:

$$\langle u_1^2(\bar{\xi}, t) \rangle = \left( \frac{\mu \mathcal{R}_i}{4\pi \rho c^3} \right) T_{kop} \int_{-\infty}^{\infty} \langle y^2(t - \tau, \bar{v}) \rangle \left( \int_{\Sigma} \frac{P(\eta_1, \eta_2, \tau - \bar{v} \cdot \bar{x}/c) dS}{r^2} \right) \cdot d\tau \quad (2.13)$$

Изложенные результаты представляют основу для решения прямых и обратных задач для нестационарного протяженного некогерентного излучателя в рассеивающей среде. Результаты предыдущего раздела, строго говоря, требуют корректировки; но по существу они сохраняют силу в непосредственной окрестности источника и вплоть до расстояний в 20-40 км, так как здесь основная часть мощности распространяется без рассеяния.

Рассмотрим некоторые полезные следствия базовых формул (2.10), (2.13). Одно из них – возможность вывести теоретическим путем зависимость параметров длительности колебаний от магнитуды и расстояния, что представляет большой интерес для инженерно-сейсмологических целей. Будем описывать длительность импульса мощности  $W(t)$  через второй центральный момент  $d^2$

$$d^2 = e_2 - e_1^2; \quad e_2 = \int_{-\infty}^{\infty} W(t) t^2 dt / e_0 \quad (2.14)$$

$$e_1 = \int_{-\infty}^{\infty} W(t) t dt / e_0 \quad e_0 = \int_{-\infty}^{\infty} w(t) dt$$

и назовем  $d$  среднеквадратической длительностью. Инженерно-сейсмологические меры длительности (продолжительности) колебаний приблизительно пропорциональны  $d$ . Известно, что при свертке функций параметры  $d^2$  функций-компонент суммируются; в частности, (2.10) дает

$$d^2(u^2) = d^2(X') + d^2(Y') \quad (2.15)$$

Это равенство важно в прикладном аспекте, что впервые отмечено в (Гусев 1983, 1984). Пусть  $X'$ , как и ранее, представляет очаг, а  $Y'$  - среду. Часто можно полагать, что  $d(X') = d_M$  растет с моментом очага  $M_0$  по степенному закону, например как  $M_0^{1/3}$  (см. обсуждение в (Гусев и Мельникова 1989)). Величина  $d^2(Y')$  для некоторой точки приема (станции, площадки) складывается, по крайней мере, из двух компонент; одна из них  $(d_1^2)$ - примерно постоянная для данной  $\Delta f$  и описывает резонансные свойства грунта под станцией, другая  $(d_2^2)$  растет с расстоянием, отражая дисперсию поверхностных волн и многолучевое распространение, а также уширение рассеянного импульса S-волн при анизотропном рассеянии.

Анализ наблюдений показывает, что, в первом приближении, компонент длительности, определяемый средой (в нашем случае,  $d_2$ ) линейно растет с гипоцентральной расстоянием. Таким образом, для квадрата полной длительности акселерограммы получаем

$$d^2 = d_M^2 + d_1^2 + d_2^2 = AM_o^{2/3} + B + Cr^2 \quad (2.16)$$

Именно такой характер имеют эмпирические зависимости длительности от магнитуды и расстояния на графиках Чернова (1989). Можно полагать, что для целей прогноза параметров сейсмического воздействия формула аддитивной структуры (типа (2.16)) будет иметь преимущества перед нередко применяемыми для этой цели формулами с мультипликативной структурой, типа

$$d = CM_o^a r^b \quad (2.17)$$

Другое применение изложенных результатов - постановка и решение обратных задач. Если (2.10) приемлемо,  $\langle u_i^2(t, r) \rangle = U'$  от сильного землетрясения можно оценить из наблюдений (предполагая эргодичность и сглаживая квадрат наблюдаемой амплитуды). Но, если источник импульсный и малого размера (слабое землетрясение),  $U'$  является приближенной оценкой для  $Y'$ . Используя этот факт, можно построить обратный фильтр, применить его к квадрату записи сильного землетрясения и получить оценку второго интеграла в (2.13) (см. также (1.11)). Этот интеграл по структуре идентичен стандартному интегралу, представляющему линейную связь волнового поля с подвижкой (скачком смещения) в источнике.

Это значит, что все известные теоретические результаты, касающиеся обратной задачи для очага (определяемого через функцию скорости подвижки  $\dot{b}(\eta_1, \eta_2, t)$ ) здесь могут быть непосредственно применены для реконструкции функции светимости  $P(\eta_1, \eta_2, t)$ . В частности, зависимость  $U' = \langle u^2(t, r) \rangle$  от  $r$  несет информацию о пространственно-временной структуре источника (в простейшем случае в виде Доплер-эффекта). Надо сказать, что и сам по себе реконструированный на базе (2.10) импульс мощности для однородной среды  $X'(t)$  представляет большой интерес, так как он непосредственно отражает длительность очагового процесса (пусть и несколько искаженную Доплер-эффектом). А эта длительность дает прямую оценку для  $d_M$  в (2.16).

Изложенный подход был опробован на телесеизмических короткопериодных записях Р-волн сильных землетрясений 24.03.1978 г. (Ю. Ку-

рилы) и 12.06.1978 г. (Япония). Практическая реализация алгоритма столкнулась с рядом трудностей, среди которых малое число случаев, когда слабый и сильный толчок оба записаны с хорошим качеством на одной станции, а также большой шум процедуры обратной фильтрации из-за случайных искажений в оценке  $U'(t)$  через квадрат наблюдаемой амплитуды. В этом случае необходимо сильно регуляризовать обратный фильтр. На рис. 2 иллюстрируются результаты обратной фильтрации мощности толчка 28.03.1978 г. на ст. Иультин. Сильный толчок имел  $M=7,8$ , его афтершок –  $M=5,7$ . Видно, что детали функции  $X'(t)$  оценить невозможно, но ее характерная длительность реконструируется достаточно уверенно.

Как отмечено выше, имея оценки функций  $X'(t)$  для набора лучей, можно ставить и решать обратную задачу по реконструкции излучателя. В применении к амплитудам обратную задачу проанализировал Б.В.Костров, и показал ее принципиальную неразрешимость в общей постановке. Обычные практические подходы к обратной задаче либо используют заданный априори функциональный вид источника (модели Хаскелла-Аки, Бруна и иные), либо представляют очаг как совокупность небольшого числа точечных источников (Канамори, Стьюарт, Кикучи и др.).

Альтернативный модельно-независимый подход был развит автором совместно с В.М.Павловым. В (Гусев и Павлов 1978, 1982; Павлов и Гусев 1980) было предложено реконструировать по волновому полю нормированные степенные моменты очага. Этот подход сначала был развит для амплитуд, а не для некогерентных мощностей. Поскольку проблема реконструкции излучателя в терминах амплитуд лежит несколько в стороне от проблематики некогерентного излучения, приведем лишь основные результаты. Было показано, что задача оценки нормированных степенных моментов по записям объемных волн является линейной, решается устойчиво и дает модельно-независимые характеристики очага; что использование полного набора моментов до некоторого порядка позволяет даже при наличии некоторого шума в данных получить устойчивые оценки сглаженной функции источника. Второй из этих результатов пока неприменим практически; но первый был опробован в детальном исследовании очага конкретного землетрясения (Гусев и Павлов 1986а,б, Павлов и Гусев 1986), и была продемонстрирована высокая эффективность такого подхода. Для очага глубокого землетрясения 15.02.1971 г. были успешно определены вектор первых и тензор вторых пространственно-временных нормированных моментов. Анализ этих параметров дал важные сведения о пространственно-временной

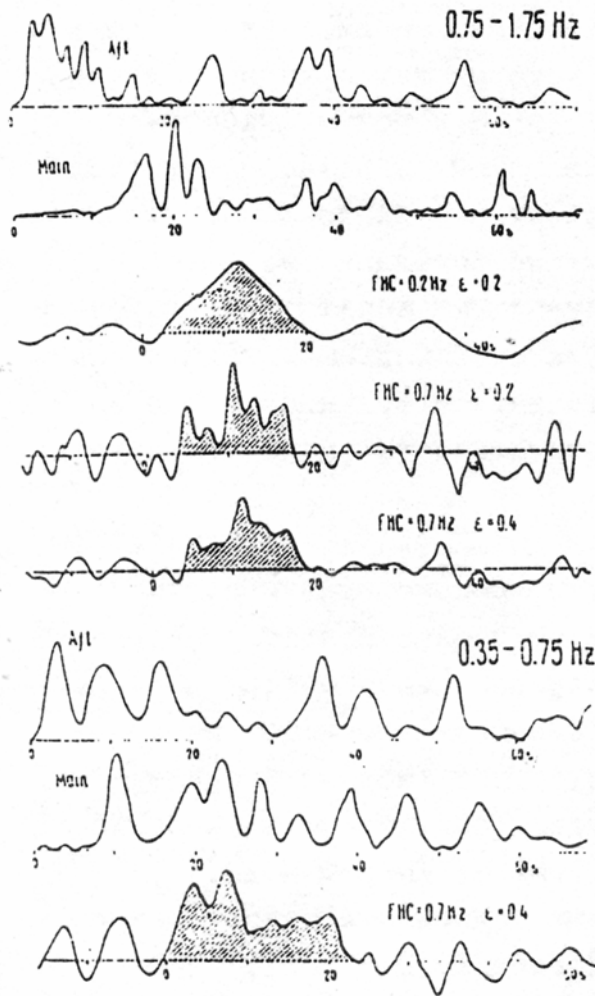


Рис 2. Пример процедуры "деконволюций интенсивности". Обработка записей Р-волн события 24.03.1978 (M=7,8; Шикотан) и его афтершока (M=5,7) на ст. Иульгин. Сверху вниз: интенсивность (квадрат амплитуды) по записям афтершока и основного толчка для полосы 0,75-1,75 Гц; три оценки очаговой интенсивности с использованием трех комбинаций регуляризирующих параметров; один вариант подобной же процедуры для полосы 0,35-0,75 Гц. Видна низкая надежность реконструкции деталей и одновременно неплохая устойчивость центра тяжести очагового импульса (предполагаемый импульс заштрихован).

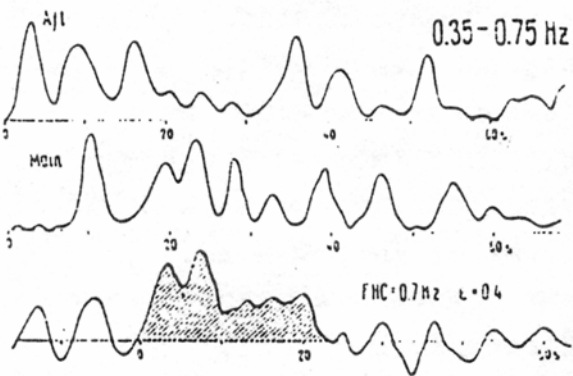
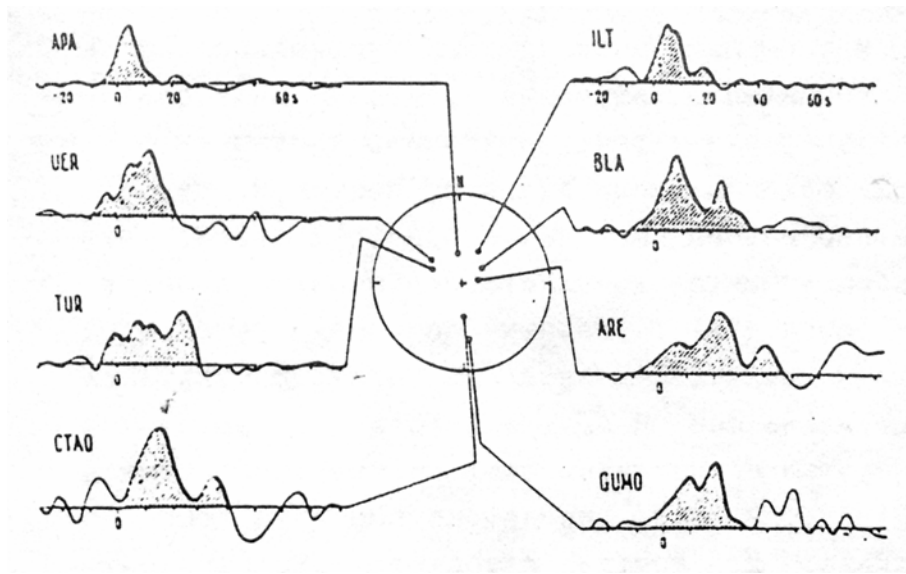


Рис.3. Очаговая интенсивность Р-волн для события 12.06.1978 (Мияги-оки) в полосе 0,5-1,5 Гц для восьми лучей/станций, реконструированная с использованием записи форшока. В середине - точки выхода лучей на нижней полусфере. Заштрихована область интегрирования для определения центра тяжести импульса



структуре очага. Удалось определить нодальную плоскость, содержащую очаг, положение центра тяжести в пространстве и времени, направление и скорость вспарывания, среднеквадратическую длину и длительность, а также оценить степень симметрии процесса вспарывания.

Этот подход и был затем применен для реконструкции параметров некогерентного излучателя (Гусев и Павлов 1991). На рис.3 показаны оцененные нами очаговые функции мощности  $U'(t)$  для однородной среды для события 12.05.1978 ( $M=7,6$ ). Функция  $Y'(t)$  была оценена на каждой станции по записи форшока с идентичным механизмом очага и близкой глубиной. Несмотря на заметный шум инверсии, наблюдается явная зависимость ширины импульса мощности от азимута, отражающая Допплер-эффект. По этим данным удалось устойчиво определить только моменты первого порядка ("центроид"), то есть компоненты вектора, соединяющего эпицентр с центром тяжести некогерентного излучателя ( $34 \pm 18$  км к С,  $21 \pm 29$  км к З), и запаздывание временного центра тяжести излученной мощности относительно времени в очаге ( $14 \pm 1,5$ с). Оценки находятся в хорошем согласии с независимыми оценками источника некогерентного излучения, построенными Иида и Хакуно (1984) по акселерограммам. Таким образом, первую попытку реконструкции простейших характеристик некогерентного излучателя можно считать успешной.

Основные выводы раздела:

1. Предложено формальное описание некогерентного поля излучения протяженного очага в рассеивающей среде.
2. Предложена теоретически обоснованная структура формулы, описывающей зависимость продолжительности сильных колебаний грунта от магнитуды и расстояния.
3. Предложен и опробован способ реконструкции некогерентного импульса мощности, излученного очагом сильного землетрясения в направлении данной станции по его записи и записи его афтершока в рассеивающей среде.
4. Предложен и опробован способ устойчивой характеристики пространственно-временной структуры некогерентного излучателя в очаге сильного землетрясения (через степенные моменты).



### 3. ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ЭМПИРИЧЕСКИЙ ЗАКОН МАСШТАБИРОВАНИЯ ОЧАГОВЫХ СПЕКТРОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ.

Впервые закон масштабирования очаговых спектров (ЗМОС), определяющий закономерности изменения колебания энергии разных частот (в том числе высоких) в зависимости от "величины" (магнитуды или сейсмического момента) землетрясения, предложил Хаскелл (1966) в виде известного закона  $w^{-3}$ . Аки (1967) улучшил согласование этого ЗМОС с наблюдениями, введя теперь уже классический закон  $w^{-2}$ . Оба эти ЗМОС исходили из стохастической модели источника, и предполагали, что выполняется общее геометрическое и кинематическое подобие (автомодельность) очагов. Еще более реалистичский ЗМОС, также типа  $w^{-2}$ , предложил Брун (1970). Бруновский ЗМОС широко применялся для анализа некогерентных колебаний (хотя Брун исходил из детерминистской модели). Аки (1972) улучшил согласие своего ЗМОС с наблюдениями, ценой отказа от подобия (автомодельности) спектров.

С появлением работ Тэтчера и Хэнкса (1973) и Канамори и Андерсона (1975) вопрос о существовании приближенного геометрического и кинематического подобия очагов был однозначно решен положительно в отношении параметров очагов, определяемых из длиннопериодных колебаний, а также в отношении характерной ("корнер") частоты спектра. С другой стороны, эмпирический закон масштабирования Фурье-спектров акселерограмм (Трифунак 1976) впервые дал основу для надежного эмпирического описания общей картины очаговых спектров в полосе 0,5-10Гц. Имелась также разрозненная, но очень важная информация о трендах ЧИСС-спектров, полученная группами К.К.Запольского и Т.Г.Раутиан. Существенная информация о реальном ЗМОС содержалась также в уже выявленных эмпирических связях между магнитудами  $m_b - M_s$ ,  $M_s - M_w$  и т.п.

В статьях (Гусев 1979, 1983, 1984) эта информация была сведена в единую систему, что впервые позволило построить в первом приближении эмпирический ЗМОС в широкой полосе частот. Его отличительной новой чертой являлось в первую очередь использование в качестве опорной шкалы сейсмического момента  $M_o$  (ранее при построении эмпирических законов масштабирования в основном использовали  $M_L$  или  $K$ ). Переход к шкале  $M_o$  позволил уверенно сравнивать и сопоставлять данные разных регионов, использующие разные магнитудные шкалы. Впервые создавалась

возможность интерполяции и экстраполяции параметров колебаний в диапазоне  $M=7-8,5$ , где из-за явления насыщения ненадежны все традиционные магнитуды, и лишь шкала  $M_o$  дает надежную опору.

При построении ЗМОС была также устранена традиционная в 70гг. неточность - применение формул для полупространства при расчетах очаговых спектров. Были использованы частотно-зависимые импедансные поправки. Кроме того, впервые для расчета прямых и обратных задач для спектров акселерограмм использовано частотно-зависимое  $\rho$ . Эти методические приемы позволили нам в рамках единой схемы, с одной стороны, обсуждать эмпирические очаговые спектры в собственном смысле (то есть приведенные к непоглощающей и однородной среде), а, с другой стороны, полностью сохранять возможность прогноза воздействия на поверхности.

На рис. 4 приведен обсуждаемый ЗМОС в виде семейства "очаговых спектров ускорения", то есть  $f^2 \dot{M}_o(f)$ . Низкочастотная часть этих спектров в интервале  $\log M_o = 25-30$  ( $M=5-8$ ) сохраняет свойства подобия. Высокочастотная же часть устроена совершенно иначе: имеются две выделенные частоты: около 0,2 Гц и около 10 Гц. В интервале между ними  $f^2 \dot{M}_o(f)$  имеет характерный горб, а область 0,05 Гц (где измеряется  $M_{LH}$ ) относительно понижена. Первое указание на эту черту в виде характерных двугорбых ЧИСС-спектров при  $M \approx 8$  было обнаружено в работах группы К.К.Запольского.

Важным новым параметром предложенного в (Гусев 1983) семейства очаговых спектров является верхняя частота среза  $f_2$  очагового спектра ускорений. Сама идея наличия такого верхнего среза в спектрах акселерограмм тривиальна, так как эта черта прекрасно видна в средних эмпирических спектрах. Новой является идея очаговой природы этого феномена. Практически одновременно то же явление под закрепившимся впоследствии обозначением  $f_{max}$  было специально рассмотрено Хэнксом (1982), но он не стал приписывать это явление именно очагу, склоняясь к объяснению через поглощение в среде. Затем Пападжорджу и Аки (1983, 1985) поддержали идею очаговой природы  $f_{max}$ , и отметили медленный спад  $f_{max}$  с магнитудой. Само существование зависимости  $f_{max}$  от магнитуды является прямым указанием на очаговую природу  $f_{max}$ . Это особенно справедливо, если записи землетрясений разных магнитуд произведены на одной и той же станции. Именно такие данные

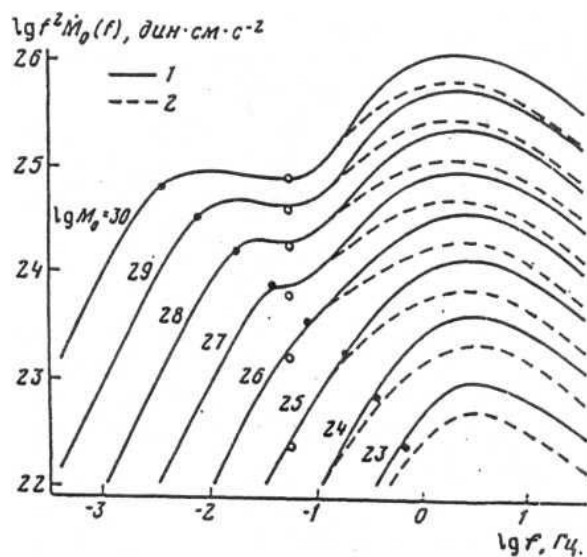


Рис.4. Семейство эмпирических средних очаговых спектров ускорения  $f^2 \dot{M}_o(f)$   $M_o(f)$  для диапазона  $\lg M_o = 23-30$  ( $M=4,5-8,5$ ) (эмпирический закон масштабирования очаговых спектров) по оценке 1983г. Верхние кривые - при расчете по модели "полупространство", нижние - с учетом импедансных поправок для верхов коры (более корректные). Видны: отсутствие подобия, горб в области 3Гц, существование  $f_{\max}$  и наличие однотипного склона в области 0,3-2 Гц.

опубликовали Умеда и др. (1984). Однако дискуссия по этому вопросу далека от завершения.

Отметим, что в нашем распоряжении есть ясные примеры (см. (Гусев 1990, рис. 1)), когда  $f_{\max}$  различается в несколько раз для различных землетрясений, записанных с близкими амплитудами на одной и той же станции, на сопоставимых гипоцентральных расстояниях. В этой ситуации большая из двух  $f_{\max}$  может, конечно, быть связана с поглощением, но меньшую объяснить на этой основе невозможно. Таким образом, по крайней мере, в части случаев  $f_{\max}$  определенно имеет очаговое происхождение.

Через несколько лет после публикации первого варианта эмпирического ЗМОС (Гусев 1983, 1984), его структура была уточнена на основе гораздо более аккуратных данных 80-х годов (Гусев 1988, 1989). Были привлечены два эмпирические семейства спектров акселерограмм: для запада США (уточненное) и для Японии. Обнаружились региональные различия в значении  $f_{\max}$ : японские  $f_{\max} \approx 7-12$  Гц, а калифорнийские - 2-5 Гц. Однако качественный характер спектров не претерпел сколько-нибудь существенных изменений. Дополнительно удалось выявить, что в интервале 0,3-2 Гц склон очаговых спектров ускорения представляет собой (в билогарифмическом масштабе) отрезок прямой с угловым коэффициентом, близким к единице. Уровни спектров двух регионов в области этого склона не противоречат друг другу. Наличие описанного участка в спектрах оказалось весьма важным для проверки моделей генерации короткопериодного излучения.

Важнейшей прикладной функцией ЗМОС является его применение для оценки параметров колебаний грунта от сильных землетрясений. Здесь есть два главных пути. Первый – непосредственно использовать ЗМОС для прогноза колебаний грунта. Техника такой процедуры не была разработана в 70 гг. сколько-нибудь детально. В (Гусев 1983, 1984) предложены и опробованы способы получения ориентировочных оценок параметров воздействия. Их доведение до алгоритмов не составляет серьезных трудностей. Аналогичную технику в те же годы развивали Хэнке, Джойнер и Бур.

Опираясь на свою технику, Бур (1986) предпринял весьма детальную проверку пригодности для прогноза воздействия следующих четырех ЗМОС: - " $\omega^{-1,5}$ ", " $\omega^{-2}$ " (Бруна), " $\omega^{-3}$ " (Хаскелла) и ЗМОС Гусева. ЗМОС

$\omega^{-1,5}$ ,  $\omega^{-2}$  и Гусева оказались сопоставимыми по качеству прогноза колебаний грунта на частотах выше 0,3 Гц, а закон  $\omega^{-3}$  был отвергнут. Правда, выявилось небольшое преимущество закона  $\omega^{-2}$ , но оно не указывает на его большую близость к истине. Дело в том, что сравнение было проведено в неравных условиях. Для каждого из трех семейств спектров типа  $w^{-\gamma}$  уровень каждого из этих семейств подбирался оптимальным образом, путем варьирования параметра  $\Delta\sigma$  (сброшенное напряжение). Это заведомо улучшало результаты для этих спектров при контрольном сравнении со спектрами из ЗМОС Гусева, уровень которых при заданной магнитуде жестко фиксирован и не может подгоняться. На частотах ниже 0,2 Гц ЗМОС Гусева оказался безусловно наилучшим. Эта независимая проверка показала, что в широкой полосе частот предложенный в (Гусев 1983, 1984) ЗМОС имеет вполне реалистический характер (хотя, конечно, является лишь первым приближением).

Второй путь применения ЗМОС для прогноза колебаний грунта – рассчитывать на его основе поправки к параметрам, найденным по слабым или средней силы землетрясениям, в наилучшем случае по записям непосредственно на площадке, для которой нужен прогноз. Для этой цели важнейшее значение имеет коэффициент

$$\beta(f) = d \log \dot{M}_o(f) / dM_o \quad (3.1)$$

определяющий (при  $f=0,5-10$  Гц), как растет уровень спектра ускорений грунта с магнитудой. Без надежных значений этого коэффициента в принципе нельзя сколько-нибудь уверенно экстраполировать параметры колебаний землетрясений средней силы на большие  $M_o$ .

Оценить  $\beta(f)$  в области больших магнитуд по региональным данным почти невозможно, и большой интерес представляет среднемировая оценка по телесеismicким данным. Рис. 4 неявно содержит в себе оценку названного коэффициента:  $\beta=0,37$ . Это значение, найденное для окрестности частоты 0,7 Гц, было сознательно принято при конструировании ЗМОС почти постоянным для все-го диапазона 0,5-10 Гц (по соображениям простоты модели для инженерных приложений), хотя реальная зависимость  $\beta$  от частоты обсуждалась в (Гусев 1983, 1984). Отметим, что зависимость  $f_{\max}$  от  $M_o$  прямо влечет зависимость  $\beta$  от  $f$ , так что вопрос о реальности первой зависимости имеет непосредственное приклад-

ное значение. Эмпирическая оценка короткопериодного спектрального тренда для важнейшего интервала магнитуд 7,0-8,5 была сделана в (Гусев 1983, 1984) впервые в мире.

Информация о спектральных трендах затем уточнялась в работах ряда авторов. В статье (Гусев 1991) приводится один из последних вариантов такой оценки, полученный на основе переработки литературных данных из ряда источников. Поясним, что главный источник ошибок при оценке  $\beta$  - это разброс индивидуальных значений спектров разных землетрясений, при ограниченном объеме данных. Имеется другой, дополнительный к спектрам, источник данных о короткопериодном излучении - это магнитуды  $m_{PV}^{CKM}$  и им подобные, объем данных по которым намного больше. Используя эти магнитуды для нормировки спектров, удалось снизить ошибки и получить достаточно уверенную оценку ( $\beta=0,39$  для  $f=0,7$  Гц). Можно полагать, что сегодня это - наиболее надежная основа для экстраполяции короткопериодных спектров в области  $M=7-8,5$  вблизи частоты 1 Гц. (Другие оценки по телесеismicким данным таковы: 0,50 (Кояма и Чжень 1985), 0,45 (Хьюстон и Канамори 1986), 0,4-0,5 (Жуо и Канамори 1987), они, по-видимому, все несколько завышены). Для более высоких частот оценка  $\beta=0,39$  также применима, хотя, вероятно, будет иметь здесь несколько консервативный характер, чуть завышая прогноз.

Основные выводы:

1. Свойство подобия (автомодельности) очаговых спектров землетрясений существует в первом приближении для низкочастотной части спектра – окрестности характерной ("корнер") частоты. На более высоких частотах форма спектров противоречит идее подобия, и демонстрирует существование постоянных или медленно меняющихся характерных частот, непосредственно не связанных с размером очага.
2. Семейство эмпирических очаговых спектров рис. 4 дает удовлетворительное первоначальное описание общей схемы масштабирования очаговых спектров.
3. Семейство эмпирических очаговых спектров рис. 4 и дальнейшие уточнения спектральных трендов дают основу для практической экстраполяции спектров землетрясений средней силы к большим значениям магнитуды.

#### 4. 0 ВЕРОЯТНОЙ ПРИРОДЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

Первые попытки формального описания стохастической природы некогерентного излучателя (Хаскелл 1966, Аки 1967), а также более продвинутая теория Андрюса (1981) вводили случайную функцию скачка смещения на разломе  $b(x,y,t)$  и автокорреляционную функцию для ее производных. Менее строгий подход - описать очаг как совокупность элементарных излучателей (субочагов) со случайными фазами - восходит к Хаузнеру (1953), он был развит Шебалиным (1969), Бландфордом (1973) и Хэнксом (1979). Все эти авторы предполагали, что субочаги представляют собой иерархическое семейство с широким набором размеров. Этому разнообразию размеров соответствует широкий спектр генерируемых характерных частот, так что порождаются реалистические широкополосные спектры. При этом под субочагом обычно подразумевалась элементарная трещина, и ясно не формулировалось, смыкаются ли эти трещины при формировании единого очага.

Второе поколение моделей с субочагами отошло от идеи иерархии субисточников. Первая важная модель этого рода - специфическая барьерная модель Аки-Пападжорджу (1983, 1985) предполагает, что очаг - разлом покрыт системой однотипных субочагов-трещин, причем эти трещины отделены друг от друга прочными барьерами, которые не разрушаются, (по крайней мере, в процессе формирования данного очага землетрясения). Эта модель впервые позволила провести количественную интерпретацию акселерограмм ряда сильных землетрясений в широкой полосе частот, определить предположительные параметры трещин-субочагов. Построенный на этой основе теоретический ЗМОС качественно напоминает рис. 4 (в частности, он также лишен подобия), но есть и важные отличия.

Другие исследователи связывают генерацию высокочастотных волн с разрушением прочных пятен-неровностей (*asperity*) на (в остальном) малопрочной поверхности разрыва-разлома. Костров и Дас выдвинули идею пятен контакта-неровностей, и детально исследовали случай одиночной неровности (1983, 1986), а затем провели численное динамическое моделирование разлома с сеткой неровностей (1988). Идею набора неровностей в очаге далее развил Боутрайт (1988). Однако до работ автора (1986, 1988, 1989) не предпринималось попыток интерпретировать

на основе подобных представлений наблюдательный материал по сильным движениям (в первую очередь акселерограммы и их спектры) и тем более изучать свойства реальных неровностей на разломе. Автор выдвинул и применил для этой цели "модель очага со множеством неровностей". Такое название отражает главное характерное свойство модели - наличие неровностей и тот факт, что число неровностей в ней может быть весьма велико (сотни уже при  $M=7,5$ ).

Модель исходит из того, что сопротивление разлома сдвигу сконцентрировано в неровностях. Поэтому распространение сейсмического разрыва ("вспарывание разлома") фактически сводится к более или менее последовательному разрушению дискретных неровностей. Импульсы, генерируемые при разрушении каждой из неровностей, можно рассматривать, как случайный импульсный процесс; его свойства и определяют свойства короткопериодного излучения (акселерограммы). Используя результаты Кострова и Дас, мы полагаем, что каждый такой импульс соответствует включению на поверхности разлома некоторой силы  $F_o$  ("сейсмической силы неровности") с характерным временем нарастания  $T_a$  порядка  $2R_a/c$ , где  $R_a$  – радиус условно круговой неровности. При этом

$$F_o = \int_{S_a} \Delta \tau(x, y) dS \quad (4.1)$$

где  $S_a$  - площадка-неровность,  $\Delta \tau(x, y)$  - локальное сброшенное напряжение в точке  $x, y$  этой площадки. Вне  $S_a$  полагаем  $\Delta \tau(x, y) = 0$ . Введем "среднее по неровности" сброшенное напряжение

$$\Delta \tau_a = F_o / S_a \quad (4.2)$$

Оказывается, что для кругового очага с радиусом  $R$ , сейсмическим моментом  $M_o$  и  $N$  равномерно распределенными по площади одинаковыми неровностями, сейсмический момент оценивается как

$$M_o = \frac{16}{7\pi} N F_o R \quad (4.3)$$

Характер излучения от одиночной неровности специфичен – волновая картина в объемных волнах может быть представлена как однополярный импульс скорости, с длительностью около  $T_a$ , или как соответствующий биполярный импульс ускорения. Амплитуда импульса ускорения порядка



$$a_{\max} = \frac{3\Delta\tau_a}{\rho r} \quad (4.4)$$

а площадь импульса скорости пропорциональна  $F_0$ . Таким образом, свойства импульсов-слагаемых акселерограммы (велосиграммы) оказываются напрямую связаны со свойствами индивидуальных неровностей (если отвлечься от многолучевого распространения и рассеяния).

В спектральной области некогерентная последовательность импульсов ускорения с длительностью порядка  $T_a$  формирует в очаговом спектре ускорения горб вблизи частоты  $f_a=1/T_a$ . Выше  $f_a$  данная модель предсказывает спад спектра, легко отождествляемый с явлением  $f_{\max}$ . Ниже  $f_a$  также имеет место спад, причем со специфическим наклоном типа  $f^{-1}$  (он соответствует площадке в спектре скорости, связанной с однополярным характером импульсов скорости). Соответствующий участок спектра, примерно между 0,2-0,5 и 2 Гц, хорошо просматривается в эмпирических спектрах акселерограмм (Гусев 1988); на рис. 4 он также виден, но недостаточно четко. В рамках рассматриваемой простой модели, для пика спектра ускорения справедлива пропорциональность

$$a(f_a) \propto f_a F_0 \propto N^{1/2} \Delta\tau \quad (4.5)$$

Параметр  $\Delta\tau$  связан со средним (по всей площадке очага) сброшенным напряжением  $\Delta\sigma$

$$k_{зан} \Delta\tau = \Delta\sigma; \quad \Delta\tau = \Delta\sigma / k_{зан} \quad (4.6)$$

где введен новый важный параметр модели  $k_{зан}$  - "фактор заполнения", то есть доля поверхности разлома, покрытая неровностями. При фиксированных  $k_{зан}$  и  $\Delta\sigma$  (что приемлемо в нулевом приближении), число неровностей пропорционально площади очага  $S = \pi R^2$  :

$$N = k_{зан} S / S_a \quad (4.7)$$

При заданных  $M_0$  и  $\Delta\sigma$  (или  $M_0$  и  $S$ ) параметры  $k_{зан}$  и  $R_a$  (или  $k_{зан}$  и  $f_a$ ) в основном определяют среднее (по неровностям)  $\Delta\tau$ , а с ним и очаговый спектр; и среднеквадратическое ускорение. В то же время  $a_{\max}$  связана с наибольшим из  $N$  значений  $\Delta\tau$ . Сопоставляя среднеквадратическое и пиковое ускорение, можно извлечь информацию о характере распределения неровностей по параметру  $\Delta\tau$  (то есть, по существу, по

прочности).

Используя данные об ЗМОС и максимальных ускорениях, а также некоторые дополнительные предположения, частично основанные на численных моделях из литературы, удалось оценить в первом приближении диапазоны параметров модели применительно к Калифорнии - району с богатым архивом акселерограмм. Оценки составили:

Коэффициент заполнения  $\kappa_{\text{зап}}$  - 4-12%

Среднее сброшенное напряжение на неровности  $\Delta\tau$  - 200-800 бар

Средний радиус неровности  $R_a$  - 0,5-1 км

Среднее расстояние между неровностями - порядка 3 км

Число неровностей при данной магнитуде  $M$  ( $M=M_W$ )

$$N(M=6,5) \approx 10-50,$$

$$N(M=7,5) \approx 100-500,$$

$$N(M=8,5) \approx 1000-5000.$$

Отметим, что рассматриваемая модель позволяет оценить  $\Delta\tau$  четырьмя независимыми путями: через  $\Delta b$  и  $\kappa_{\text{зап}}$ , через  $a_{\text{max}}$ , через  $a(f_a)$  и через  $a(f)$  в области 0,5-1 Гц. Все четыре оценки  $\Delta\tau$  очень хорошо согласуются друг с другом, но окончательная оценка имеет широкий диапазон из-за большой неопределенности в  $\kappa_{\text{зап}}$ .

Существенный новый факт был выявлен в отношении статистического распределения значений  $\Delta\tau$  отдельных неровностей (и одновременно для распределения амплитуд импульсов ускорения, составляющих акселерограмму). Наиболее подходящим оказался степенной закон (Парето), причем "с тяжелым хвостом" – показатель степени в этом законе оказался близким к двум. Этот результат интересен с тектонофизической точки зрения. Кроме того, после достаточной проверки он будет иметь серьезное прикладное значение, так как до сих пор акселерограммы было принято моделировать как отрезок гауссова процесса, у которого максимум при заданной среднеквадратической амплитуде (или спектре Фурье) существенно ниже, чем у импульсного случайного процесса, возникающего в нашей модели.

Если допустить, что значения  $R_a$  не зависят существенно от магнитуды, распределение неровностей по величинам  $F_0$  и  $\Delta\tau$  будет однотипным. В (Гусев 1991) была предпринята попытка судить о статистике  $F_0$  на основе хорошо обеспеченной наблюдениями эмпирической связи между короткопериодной магнитудой  $m_{pv}^{\text{CKM}}$  или  $m_b$  и сейсмическим момен-

том  $M_0$  (сводка составлена в (Гусев и Мельникова 1990)). Анализ показал, что существующий тренд резко противоречит модели короткопериодной сейсмограммы в виде отрезка гауссовского процесса, и указывает на закон распределения  $F_0$  степенного типа с показателем около 2,3. С учетом реальной точности оценок, этот результат, полученный с использованием полностью независимого источника информации, прекрасно согласуется как с выводом о характере закона распределения, сделанный по акселерограммам, так и с оценкой значения показателя этого закона, и существенно повышает степень обоснованности развиваемой модели.

Следует пояснить, в чем качественное отличие нашей модели от исторически первой модели очага с неровностями (*asperity*) (Канамори и Стьюарт 1978, и др. публикации), в которой идея неровности была привлечена для объяснения структуры среднепериодных телесеismicческих Р-волн. (В реальных реконструкциях очагов с  $M=7,5-8$  в рамках этой модели типичное число неровностей - 5-10, а типичный размер - 15-50 км.) Во-первых, в работах группы Канамори и их последователей излучение, связанное с разрушением неровности, рассчитывается, исходя из ее механической модели как трещинного субочага, характеризуемого сейсмическим моментом, а не сейсмической силой. То, что неровность как источник излучения следует характеризовать не моментом, а силой, впервые из западных сейсмологов-интерпретаторов понял Боутрайт (1988) (и пока он - единственный), хотя это ясно следовало из статьи Дас и Кострова (1983). Во-вторых, неровность по Канамори есть объект с другим, намного большим характерным размером. В предварительном порядке можно полагать, что неровность по Канамори есть просто группа, сгусток относительно прочных неровностей с размером порядка 1 км каждая.

Для ясности следует также отметить определенную двусмысленность употребления термина *asperity*/неровность в сейсмологических публикациях: это слово означает то неровность или скорее выступ профиля (рельефа стенок) разлома, то прочное пятно на приблизительно плоском разломе, гипотетически связанное с выступом/неровностью профиля. И если в процессе формирования очага одиночного землетрясения фронт разрыва пересек, замел данную неровность, то можно говорить о "разрушении неровности", лишь, если понимать ее во втором смысле. Профиль

стенок разлома едва ли сильно меняется при этом (хотя, вероятно, в геологическом времени он меняется быстро).

Проведем теперь сопоставление двух моделей очага: модели со множеством неровностей (Н) и специфической барьерной модели Аки-Пападжорджу (Б)

1 Возможность использования для подгонки эмпирических ЗМОС. Модели Н и Б по этой характеристике сопоставимы, хотя модель Н чуть лучше приближает область спектра 0,3-2 Гц. Модель Б здесь несколько расходится с эмпирикой, что хорошо видно на рисунках в (Пападжорджу и Аки 1985).

2 Правильная статистика пиков ускорения. Модель Б не дает специального прогноза статистики пиков, и исходит из гауссовой модели акселерограммы; модель Н дает реалистический прогноз негауссовой статистики пиков.

3 Тектонофизическая обоснованность. Модель Н имеет простую и ясную тектонофизическую основу. Модель Б сама по себе также ясна, но с трудом согласуется с тем общепринятым представлением, что сейсмическое движение по разломам есть этап непрерывного геологического движения. Следовательно, гипотетические особо прочные барьеры, разделяющие субочаги-трещины в модели Б, должны когда-то разрушаться, и разрушение это должно происходить неоднократно, систематически. Причем разрушение барьеров должно иметь место отнюдь не в момент землетрясения (когда, по основному предположению модели, барьеры как раз выдерживают нагрузку), а при каких-то иных процессах разрушения на разломе, не имеющих ясного объяснения.

В целом, модель со множеством неровностей имеет ряд преимуществ в сравнении с барьерной моделью. Но, конечно, в структуре реальных очагов субисточники обоих типов могут и сочетаться.

Основные выводы.

1. Совокупность наблюдаемых свойств излучения очагов землетрясений в широкой полосе частот может быть объяснена как в частотной, так и во временной области на основе представления о множестве дискретных субочагов – прочных неровностей, последовательно разрушающихся при распространении сейсмического разрыва, причем импульсы от неровностей складываются в не-когерентный сигнал ("модель очага со множеством неровностей"). При этом распределение неровностей по

прочности имеет "тяжелый хвост", близкий к степенному с показателем 2-2,5.

2. Это представление одновременно позволяет дать физическое объяснение эмпирической связи между  $m_{pv}^{CKM}$  (или  $m_b^*$ ) и  $\log M_0$ .

## 5. ПРИКЛАДНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

Выше неоднократно отмечались прикладные аспекты излагаемых результатов. Теперь на примере нашего исследования (Гусев 1990), мы покажем, как некоторые результаты могут реально применяться в практике прогноза сейсмического воздействия. Хотя в этом примере использовались достаточно примитивные расчетные приемы, их применение, позволило обойти проблемы нехватки наблюдений в отношении ключевых вопросов: как ведут себя спектры ускорения вблизи протяженного ( $\approx 200$ км) очага; как экстраполировать весьма ограниченные данные о местных землетрясениях средней силы на большие магнитуды.

Задачей описываемой прикладной работы было создание первого варианта расчетных сейсмических нагрузок для Петропавловска-Камчатского. Мы кратко опишем основные шаги работы, и детальнее изложим моменты непосредственного использования описанных выше теоретических результатов и эмпирических закономерностей.

1. Были выделены три класса "типичных" опасных очагов для Петропавловска-Камчатского (и вообще для побережья Восточной Камчатки):

(А) мелкофокусные с  $M \approx 8$  ( $M_w \approx 8,4$ ),; типичное гипоцентральное расстояние  $r \approx 85$  км;

(Б) промежуточные с  $M_w \approx 7,65$ , глубина  $h \approx 100$  км,  $r \approx 115$  км,

(В) местные с  $M < 6,5$  (далее исключены как слишком редкие).

2. На основе обобщения наблюдаемых спектров сильных землетрясений Камчатки, Курил и Японии была предложена форма расчетного спектра Фурье для колебаний от источников А и Б на скальном грунте.

3. Определили уровень расчетного спектра Фурье на 1 Гц. Для этого сначала определили уровень очагового спектра Фурье на  $f=1,5$ Гц для нескольких местных землетрясений с умеренной для условий Камчатки магнитудой ( $M=6-7$ ). Для этого применили метод Раутиан, используя оцифрованные и профильтрованные полосовым фильтром (с осевой

частотой 1,5 Гц) записи коды на региональной аппаратуре. Для оценки уровня очагового спектра по этим записям применяли предварительно найденное по данным ЧИСС-станций Камчатки для полосы частот 1,5 Гц соотношение между уровнем амплитуд прямых S-волн и коды. Значение  $M_0$  для изучавшихся землетрясений оценили по  $M_s$  или иным путем. Затем, используя ЗМОС рис.4 как инструмент для пересчета от одной комбинации (момент, частота) к другой, провели пересчет уровня к  $f=1$  Гц и  $M_w=8,4$  и осреднили результаты. Помимо точечной оценки, была построена экстраполирующая кривая для уровня очагового спектра ускорения на 1 Гц как функции  $M_0$ . Подчеркнем, что экстраполяция базировалась именно на шкале сейсмического момента, это существенно увеличило ее надежность в сравнении с возможной опорой на шкалу  $M_{LH}$  (тем более K), потому что обе эти шкалы близки к насыщению при  $M \approx 8,5$ . Далее по формуле вида (1.19) и тренду очагового спектра была рассчитана зависимость от  $M_0$  для спектра ускорения на 1 Гц на гипоцентральной дистанции 85 км, с учетом эффекта протяженности источника на основе развитой в разд.1 теории.

Эта зависимость была сопоставлена с эмпирическими данными об уровнях спектра Фурье на 1 Гц для ряда сильных тихоокеанских землетрясений. Для сопоставимости эти эмпирические данные были предварительно приведены к расстоянию 85 км и скальному грунту. Обнаружилось хорошее согласие для мелкофокусных очагов; но для промежуточных очагов наблюдаемый уровень спектра Фурье был систематически выше ожидаемого по экстраполяции. На основе такого анализа были приняты определенные уровни спектра Фурье воздействия от источников типа А и Б. Поскольку форма спектра уже была зафиксирована, спектры Фурье были определены полностью.

4. Оценили ожидаемую длительность для акселерограмм от источников типов А и Б. Для этого мы комбинировали очаговую длительность (см. Гусев 1983, Гусев и Мельникова 1989) и вклад среды (оцененный заранее для  $r=85$  км по слабым землетрясениям), с использованием формулы (2.15). Практически этот шаг оказался формальным, так как в данном конкретном случае очаговая длительность преобладает, а вклад среды на ее фоне пренебрежим. Далее, используя длительность и спектр Фурье, оценили спектр реакции на основе теории случайных процессов, несколько модифицировав метод Ванмарка.

5. Оценили спектр реакции для грунтов категории 11 и 111, используя грунтовые поправки на основе собственных материалов микрорайонирования в нескольких пунктах Камчатки (Гусев, Зобин, Теофилактов 1978, и др.). Нелинейные эффекты при больших амплитудах оценили по Сугито. Ожидаемый спектр реакции для скального грунта сравнили с литературными данными других регионов. Заметных расхождений с оценками для Японии не обнаружилось (однако уровни спектров для запада США оказались, при сопоставимых магнитудах, заметно ниже на периодах короче 0,5с).

6. Оценили максимальное ускорение, используя спектр Фурье и длительность, в предположении гауссового закона для отсчетов (Гусев 1984). Далее нашли  $\beta$ -функции.

7. На основе статистики спектров реакции в других регионах и данных о повторяемости сильных событий на Восточной Камчатке, оценили спектр реакции для повторяемости 1/1000 лет, и предложили его в качестве первого варианта расчетной сейсмической нагрузки.

Описанная сквозная процедура выполнялась в 1984-1987гг; ее результаты - предварительные и могут быть существенно улучшены с использованием (Гусев 1988; Гусев и Мельникова 1990; Гусев 1991).

Основной вывод:

1. На примере построения первого варианта расчетных сейсмических нагрузок для Петропавловска-Камчатского продемонстрированы пути практического использования выявленных закономерностей некогерентного излучения в прикладных задачах инженерной сейсмологии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В четырех разделах доклада развит новый единый подход к исследованию высокочастотного излучения сейсмических очагов, а также к изучению свойств очага как высокочастотного излучателя, пятый раздел иллюстрирует прикладное значение этих исследований. Подход опирается на систематическое использование идеи некогерентности, аппарата квазистационарных случайных функций и импульсных процессов. Теоретические результаты доведены до практически применимых расчетных формул и алгоритмов. Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом:

Предложено описание протяженного некогерентного сейсмического

очага на основе применения понятий функции светимости и радиуса корреляции. Приведены соотношения для поля некогерентного излучения вокруг очага, на их основе получена формула, имеющая важное значение для инженерной сейсмологии.

Развита теория для мощности сейсмической записи от некогерентного источника в рассеивающей среде. На этой основе развит и опробован метод реконструкции импульса некогерентной мощности, излученной очагом, по записи в реальной среде.

Впервые развит и опробован модально-независимый метод устойчивой характеристики очага как излучателя, использующий степенные моменты.

Использование разнообразной информации об очаговых спектрах, межмагнитудных связях позволило уверенно построить широкополосный эмпирический закон масштабирования очаговых спектров, и придти к вполне определенному выводу об отсутствии автомодельности спектров в области высоких частот.

На основе результатов Дас и Кострова предложена модель очага-разлома со множеством субочагов-неровностей с механической природой единичной силы (а не диполя). Это позволило получить представление о вероятной геомеханической природе процесса генерации короткопериодного излучения и определить вероятные свойства субочагов-неровностей.

В процессе проведения исследований сейсмической опасности Камчатки ряд результатов развитой теории был использован в конкретной практической задаче по прогнозу ожидаемых параметров опасных колебаний грунта. На этом примере проиллюстрирована созданная в данной работе возможность пересчета параметров колебаний грунта, записанных на средних расстояниях от событий средних магнитуд, на малые расстояния и большие магнитуды.

Развитие результатов данной работы видится в различных направлениях; из них наибольший практический интерес имеют следующие:

- 1.Создание универсальных расчетных схем для расчета взаимно согласованного набора инженерно-сейсмологических параметров колебаний (максимальные ускорения, спектр реакции, интенсивность, спектр мощности и пр.) с элементами прогноза воздействия.
- 2.Введение процедур определения первых и вторых моментов протяжен-



ного очага в амплитудном варианте (на низких частотах) и в мощностном варианте (на высоких частотах) в практику сейсмологических исследований, а в перспективе и в практику сейсмической службы.

3.Выявление региональной специфики в законах масштабирования очаговых спектров; изучение их зависимости от глубины очага.

4.Изучение статистической структуры акселерограмм и проверка обнаруженного степенного закона для амплитуд; создание на этой основе более реалистических алгоритмов синтеза сильного движения.

В целом, можно полагать, что изложенная работа представляет собой существенное продвижение в понимании природы очаговых процессов, в развитие теории прямых и обратных задач сейсмологии, в создание теоретических основ прогноза сейсмического воздействия.

#### ЛИТЕРАТУРА К ДОКЛАДУ

- Гусев А.А. 1979. ДАН 244, 544-548
- Гусев А.А. 1984. Вулканол. сейсмол. №1: 3-22
- Гусев А.А. 1988. Вулканол. сейсмол. №1: 41-55
- Гусев А.А. 1990. Вопр. инж. сейсмологии, вып. 31, Наука, М., 67-75
- Гусев А.А., Зобин В.М. и Феофилактов В.Д. 1980. Вопр. инж. сейсмологии, вып. 20, Наука, М., 44-59
- Гусев А.А. и Мельникова В.Н. 1990. Вулканол. сейсмол. №6: 55-63
- Гусев А.А. и Павлов В.М. 1978. ДАН, 239: 289-292.
- Гусев А.А. и Павлов В.М. 1982. Вулканол. сейсмол. №5: 61-82.
- Гусев А.А. и Павлов В.М. 1986а. ДАН, 287: 586-590.
- Гусев А.А. и Павлов В.М. 1986б. Вулканол. сейсмол. №6: 67-83
- Павлов В.М. и Гусев А.А. 1980. ДАН 255: 824-828
- Павлов В.М. и Гусев А.А. 1986. Вулканол. сейсмол. №1: 61-77
- Раутиан Т.Г. 1976. Вопр. инж. сейсмологии, вып. 18, Наука, М., 3-14
- Раутиан Т.Г. 1988. Вопр. инж. сейсмологии, вып. 29, Наука, М., 21-29
- Копничев Ю.Ф. 1977 ДАН 234, 794-797.
- Шебалин Н.В. 1971. Вопр. инж. сейсмологии, вып. 15, Наука, М., 50-78
- Чернов Ю.Д. 1989. Сильные движения грунта и количественная оценка сейсмической опасности территорий. Ташкент, Фан, 296с
- Aki, K. 1967. J. Geophys. Res. 72, 1217-1231.
- Aki, K. 1972. Geophys. J. 72, 3-25.

- Andrews, D.J. 1981. *J.Geophys.Res.* 86, 3867-3877.
- Blandford, A.A. 1975. *Bull.Seismol.Soc.Amer.* 75, 1385-1405.
- Boatwright, J. 1988. *Bull.Seismol.Soc.Amer.* 78, 489-508.
- Boore, D.M. 1986. *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 76, 43-64.
- Brune, J. M. 1970. *J. Geophys. Res.* 75, 4997-5009.
- Das, S. & Kostrov, B.V. 1983 *J. Geophys. Res.* 88, 4277-4288.
- Das, S. & Kostrov, B. V. 1986. *Earthquake Source Mechanics* (eds. S.Das,a.o.) Washington, Amer. Geophys. Union, 91-96.
- Das, S. & Kostrov, B.V. 1988. *J.Geophys.Res.* 93, 8035-8050
- Gusev, A.A. 1983. *Geophys.J.Roy.Astr.Soc.*, 74, 787-808.
- Gusev, A.A. 1989. *Pageoph*, 130, 635-660.
- Gusev, A.A. 1991. *Pageoph*. 136, 515-527
- Gusev, A.A. 1992 *Tectonophys.* 211, 85-98
- Gusev, A.A. and Pavlov V.M. 1991. *Pageoph*. 136, 235-244
- Hanks, T.S. 1979. *J.Geophys.Res.* 84, 2235-2242.
- Hanks, T.S. 1982. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 72, 1867-1879.
- Haskell, N.A. 1964. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 54, 1811-1841
- Haskell, N.A. 1966. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 56, 125-140
- Housner, G.W. 1955. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 45, 197-218
- Houston, H. & Kanamori, H. 1986 *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 76, 19-42
- Iida, M. & Hakuno, M. 1984. *Natural Disaster Sci.* 6, 1-26
- Kanamori, H. & Anderson, D.L. 1975. *Bull.Seismol.Soc.Amer.* 65, 1073-1096
- Kanamori, H. & Stewart, G.S. 1978. *J.Geophys.Res.* 83, 3427-3434
- Koyama, J. & Zheng, S.H. 1985. *Phys.Earth Planet Interiors*, 37, 108-123.
- Papageorgiou, A.S. & Aki.K. 1983. *Bull.Seimol.Soc.Amer.* 73, 953-978.
- Papageorgiou, A S. & Aki.K. 1985. *Pure Appl. Geophys.* 123, 353-374.
- Thatcher, W. & Hanks, T. 1973. *J. Geophys.Res.* 78, 8547-8576.
- Trifunac, M.D. 1976. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 66, 1343-1373.
- Trifunac, M.D. & Lee, V.W. 1985. *Frequency dependent attenuation of strong earthquake ground motion.* Rept. CE85-02, U. Southern California, 86pp.
- Trifunac, M.D. & Lee, V.W. 1989. *Earthq.eng.struct.mech.* 18, 999-1016
- Umeda, Y. 1981. *J. Phys.Earth.* 29, 341-370.
- Umeda, Y. a.o. 1984. *Zisin* 37, 559-567.
- Zhuo, K. & Kanamori, H. 1987. *Bull.Seismol.Soc.Amer.*, 77, 514-529.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ СОИСКАТЕЛЯ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1.(совместно с В.М.Павловым). Система интегральных характеристик очага землетрясения, определяемых по смещениям в объемных волнах в дальней зоне. Докл. АН СССР 1978, 239: 289-292.
- 2.Описательная статистическая модель короткопериодного излучения очага землетрясения. Докл. АН СССР 1979, 244: 544-548.
- 3.(совместно с В.М.Павловым). К возможности восстановления движения в очаге глубокого землетрясения по полю объемных волн в дальней зоне. Докл. АН СССР 1980, 255: 824-828.
- 4.(совместно с В.М.Павловым). Метод степенных моментов в задаче восстановления движения в очаге землетрясения по его излучению. Вулканол. сейсмол. 1982 №5: 61-82.
- 5.Descriptive statistical model of earthquake source radiation and its application to an estimation of short-perid strong motion. Geophys.J.R.astr.Soc. 1983. 74: 787-808.
- 6.Описательная статистическая модель излучения очага землетрясения и ее применение к оценке сильного движения. Вулканол. сейсмол. 1984 №1: 3-22
- 7.(совместно с В.М.Павловым). Применение метода степенных моментов для описания очагового процесса глубокого землетрясения. Докл. АН 1986, 287: 586-590.
- 8.0 природе короткопериодного излучения очага землетрясения. В кн: Сейсмичность и сейсмический прогноз на Дальнем Востоке. Тезисы конф. Петропавловск-Камчатский 1986, стр. 79
- 9.(совместно с В.М.Павловым). Детальное изучение очага глубокого землетрясения 15.02.1971(о-ва Фиджи) как излучателя упругих волн. Ч.1.Расчет тензора сейсмического момента. Вулканол. сейсмол. 1986 №1: 61-77
- 10.(совместно с В.М.Павловым). Детальное изучение очага глубокого землетрясения 15.02.1971(о-ва Фиджи) как излучателя упругих волн. Ч.2.Расчет степенных моментов очага порядка 1 и 2. Вулканол. сейсмол. 1986 №6: 67-83
- 11.Модель очага землетрясения со множеством неровностей. Вулканол. сейсмол. 1988 №1: 41-55

- 12.(совместно с В.М.Павловым). Determination of space-time structure of a deep earthquake source by means of power moments. *Tectonophys.* 1988, 152: 319-334
- 13.Multiasperity fault model and the nature of short-period subsources. *PAGEoph* 1989, 130: 635-660
- 14.Предварительный вариант расчетных сейсмических нагрузок для Петропавловска-Камчатского. *Вопр.инж.сейсмол.*, вып 31, Наука, М. 1990, 67-85
- 15.(совместно с В.Н.Мельниковой). Связи между магнитудами - среднемировые и для Камчатки. *Вулканол. сейсмол.* 1990 №6: 55-63
- 16.(совместно с В.М.Павловым). Deconvolution of squared velocity waveform as applied to study of non-coherent short-period radiator in earthquake source. *PAGEoph* 1991, 136: 235-244
- 17.Intermagnitude relationships and asperity statistics. *PAGEoph* 1991, 136: 515-527
18. On relation between earthquake population and asperity population on a fault. *Tectonophys.* 1992, 211: 85-98