Вариации геофизических полей как проявление детерминированного хаоса во фрактальной среде

3 authors:

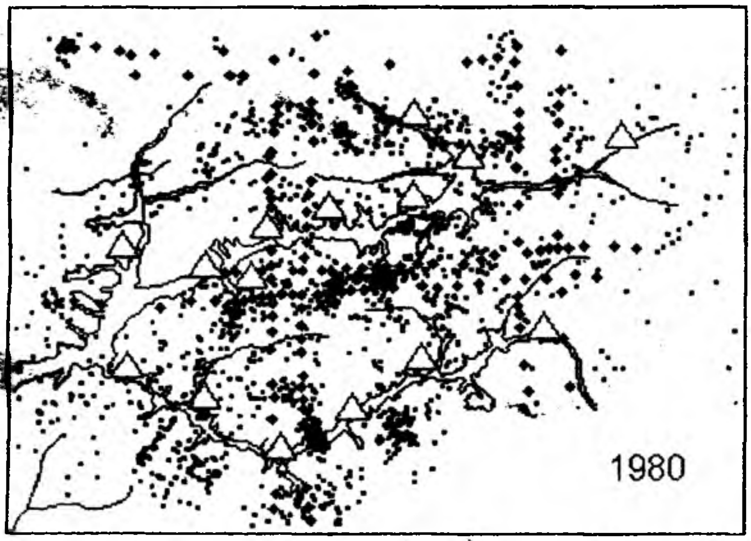
Albert Arturovich Lukk
Russian Academy of Sciences

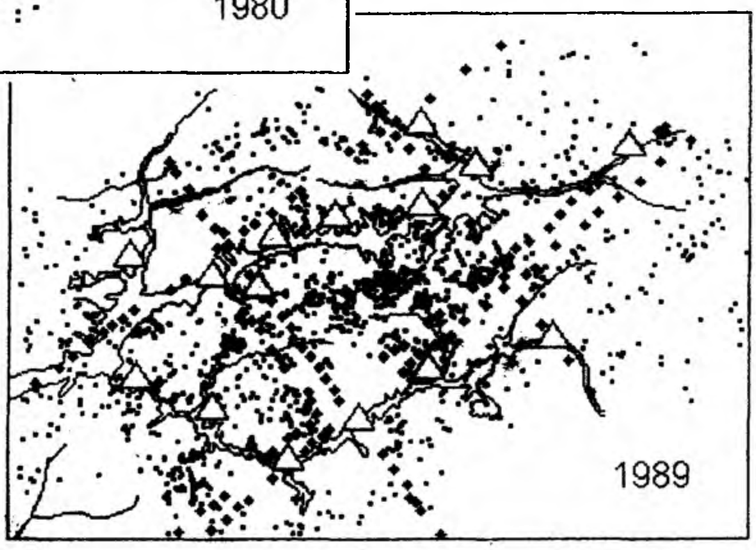
Alexey Deshcherevsky
Russian Academy of Sciences

A. Ya. Sidorin
Russian Academy of Sciences

А.А. Лукк, А.В. Дещеревский
А.Я. Сидорин, И.А. Сидорин

Вариации геофизических полей как проявление детерминированного хаоса во фрактальной среде





РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Объединенный институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта

РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

МЕЖДУНАРОДНЫЙ НАУЧНЫЙ ФОНД

Государственная научно-техническая программа России
“ГЛОБАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ И КЛИМАТА”

Работа выполнена в Лаборатории региональной сейсмичности Института сейсмологии Объединенного института физики Земли им. О.Ю.Шмидта Российской академии наук при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по грантам №№ 93-05-08329, 96-05-65560 и 96-05-78105, Международного научного фонда по грантам MMW000 и MMW300 (объединенный грант Российского фонда фундаментальных исследований и Международного научного фонда) и Государственной научно-технической программы России “Глобальные изменения природной среды и климата”.

А.А.Лукк, А.В.Дещеревский,
А.Я.Сидорин, И.А.Сидорин

ВАРИАЦИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ХАОСА ВО ФРАКТАЛЬНОЙ СРЕДЕ

Москва
1996

УДК 550.34

Авторы: ***А.А.Лукк, А.В.Дещеревский, А.Я.Сидорин, И.А.Сидорин***

ВАРИАЦИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ХАОСА ВО ФРАКТАЛЬНОЙ СРЕДЕ. М.: ОИФЗ РАН, 1996. – 210 с. ISBN 5-201-11904-2

В работе обсуждается круг вопросов, связанных с интерпретацией временных вариаций геофизических полей как нелинейного отклика дискретной фрактальной геофизической среды на малые изменения параметров ее состояния и слабые внешние воздействия на фоне постоянной тектонической нагрузки. Подобное понимание временных вариаций позволяет связать эту проблему с описанием поведения неравновесных диссипативных динамических систем в терминах детерминированного хаоса. Обсуждается применимость подобного подхода в геофизике. Рассматриваются вопросы фрактального устройства реальной геофизической среды и самоподобия протекающего в ней сейсмотектонического процесса. Приведены полученные авторами результаты теоретических, модельных и натурных исследований проявлений детерминированного хаоса в геофизической среде.

Работа может представлять интерес для специалистов в области наук о Земле, занимающихся вопросами интерпретации данных экспериментальных наблюдений на геофизических полигонах и материалов лабораторных экспериментов по разрушению горных пород.

Табл. 11. Ил. 68. Библиогр. 384 назв.

Ответственный редактор: академик РАН ***В.Н.Страхов***

Рецензенты: член-корр. РАН ***А.В.Николаев***, доктор физ.-мат. наук, *проф.* ***С.Ф.Тимашев***

Authors: ***A.A. Lukk, A.V. Deshcherevskij, A.Ya. Sidorin, I.A. Sidorin***

VARIATIONS OF GEOPHYSICAL FIELDS AS A MANIFESTATION OF DETERMINATE CHAOS IN FRACTAL MEDIUM. M.: UIPE RAS, 1996.– 210 p. ISBN 5-201-11904-2

A range of problems associated with the interpretation of geophysical fields temporal variations as a non-linear response of a descrete fractal geophysical medium to small variations of its state parameters and weak external effects at the background of permanent tectonic pressure are discussed in the book. Such understanding of temporal variations allows to relate this problem to the description of the behavior of unbalanced dissipative dynamic systems in terms of determinate chaos. A Possibility of application of such an approach in geophysics is discussed. Issues on fractal structure of a real geophysical medium and self-similarity of a seismotectonic process taking place in it are considered. The results obtained by the authors in the theoretical, model and natural studies of the determinate chaos manifestation in geophysical medium obtained are given.

The book may be of interest to specialists in the field of Earth sciences, dealing with problems of interpretation of experimental observations data at geophysical test sites and laboratory experiments data on rocks destruction.

Table 11. Figures 68. Reference 384.

Responsible editor: academician of Russian Ac. Sci. ***V.N.Strakhov***

Reviewers: corres. member of Russian Ac. Sci. ***A.V.Nikolaev***, *prof.* ***S.F.Timashev***

ISBN 5-201-11904-2

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основная цель настоящей работы – наметить новые подходы к интерпретации накопленной на сегодняшний день информации об изменениях во времени значений различных геофизических полей. Очевидно, что в этих вариациях содержатся сведения о динамике геофизической среды и протекающих в ней процессов. Возникает проблема извлечения этих сведений из реально наблюденных геофизических данных и оценки адекватности выполняемой на их основе интерпретации. Наиболее остро эта проблема встала в процессе многочисленных попыток создания эффективных методик прогнозирования сильных сейсмических событий по материалам многолетнего мониторинга различных геофизических параметров, ведущегося во многих странах мира на специально созданных прогностических полигонах.

История исследований проблемы прогноза землетрясений содержит множество сообщений о наблюдении заметных аномалий в реализациях различных геофизических полей перед сильными землетрясениями. Зачастую эти аномалии выглядели как уменьшение значений измеряемого параметра задолго до сильного землетрясения с последующим их ростом до фонового уровня и даже выше непосредственно перед землетрясением (“бухтообразная аномалия”). Размер аномалии (“бухты”) сопоставлялся с силой землетрясения. Однако в силу редкости сильных сейсмических событий в одном и том же месте это в основном были одиночные наблюдения. В тех же случаях, когда осуществлялся длительный мониторинг геофизической величины, в течение которого происходило несколько относительно сильных сейсмических событий, не наблюдалось удовлетворительной повторяемости прогнозной ситуации.

Попытки решения проблемы путем увеличения числа измеряемых параметров и длительности получаемых временных рядов, составляющих основу материала “обучения”, не привели к желаемому результату. Следует признать, что современная экспериментальная геофизика переживает определенный кризис в этой фундаментальной проблеме, суть которого состоит в том, что одно лишь наращивание экспериментальных данных не способствует прогрессу в области прогноза сильных сейсмических событий. Напротив, по мере появления все более протяженных рядов геофизических данных все очевидней становится проблематичность основного положения идеологии прогноза землетрясений – существования детерминированной причинно-следственной связи между экспериментально наблюдаемыми “аномальными” вариациями геофизических полей и возникновением сильных сейсмических событий, что заставляет признать неэффективность существующей методологии прогноза землетрясений. Становится все более очевидным, что практически все реализации геофизических полей действительно содержат существенную вариабельную составляющую, но она представляет собой не отдельные достаточно разнесенные во времени “аномалии”, а скорее широкий набор квазирегулярных гармоник различной выраженности, сумма которых приближает эту составляющую к хаотическим колебаниям. И именно поэтому даже в отдельных случаях удачного наблюдения хорошо выраженных вариаций величин геофизических полей перед сейсмическими событиями причинно-следственная связь между ними представляется проблематичной.

Весь накопленный к настоящему времени мировой опыт долговременных наблюдений за различными геофизическими полями показал невозможность адекватного описания наблюдаемых вариаций реакцией реальной среды на изменения тектонической нагрузки в рамках детерминистских представлений о характере деформирования сплошного линейно-упругого континуума. Так, в рамках этих представлений весьма сложно объяснить присутствие в вариабельной составляющей реализаций геофизических полей целого набора квазирегулярных гармоник, обнаруживаемых без видимого приложения к среде достаточно интенсивных циклических нагрузок.

Выход из создавшейся ситуации видится в допущении активной роли самой среды в образовании этих и иных колебаний. Подобный подход в последние годы находит все большее признание в геофизике. Это заставляет искать принципиально иные способы интерпретации наблюдаемых вариаций геофизических полей.

В настоящее время все большее признание получает дискретная модель реальной среды, представляющая собой иерархию блоков различных размеров, способных обмениваться между собой энергией и массой. Эта модель была впервые введена в геофизику академиком М.А.Садовским и получила дальнейшее развитие в виде представлений о фрактальных и мультифрактальных средах с неустойчивым поведением во времени.

Подобные представления о дискретном устройстве геофизической среды и ее активных свойствах получают все более убедительные экспериментальные подтверждения в исследованиях последних лет. Появились свидетельства того, что динамические свойства реальной среды, выражающиеся в наблюдаемой пространственно-временной структуре различных геофизических полей, могут быть эффективно описаны с привлечением представлений о нелинейных динамических системах, траектории которых в фазовом пространстве параметров обладают самоподобными фрактальными свойствами. Тем самым становится возможной интерпретация динамики геофизических полей с позиций концепции детерминированного хаоса.

Именно такой подход и развивается в настоящей монографии, которая обобщает результаты многолетних исследований ее авторов по обсуждаемой проблеме. Важная отличительная особенность работы состоит в использовании авторами огромного экспериментального материала.

Книга, безусловно, внесет заметный вклад в развитие наук о Земле и будет полезна широкому кругу специалистов, занимающихся изучением процессов в природной среде.

академик *В.Н.Страхов*

ВВЕДЕНИЕ

Суть традиционных представлений относительно устройства реальной среды, процессов, приводящих к внезапному нарушению ее сплошности – землетрясению, и предваряющих это событие изменений наблюдаемых характеристик среды состоит в следующем. Среда в большинстве случаев понимается как линейно-упругий континуум, землетрясение – как нарушение его сплошности в акте быстрой сейсмической подвижки с выделением большого количества предварительно накопленной энергии. Ведущая роль в возникновении землетрясений отводится тектоническому процессу, который обеспечивает постоянную нагрузку на среду. Под действием этой нагрузки происходит деформирование линейно-упругого континуума среды и возрастание напряжений в нем. При достаточно больших деформациях напряжения концентрируются на случайно распределенных дефектах в некоторой ограниченной зоне в окрестности будущего разрыва (очага землетрясения).

В процессе роста напряжений в области будущей сейсмической подвижки происходят закономерные изменения прочностных и иных свойств среды. На последней стадии деформирования среды возникает разрыв ее сплошности со взаимным проскальзыванием материала по плоскости (зоне) разрыва, что приводит к возникновению упругих колебаний.

Считается, что характеристики среды должны изменяться на различных стадиях “подготовки” сильного землетрясения, что в свою очередь может найти отражение в изменениях наблюдаемых геофизических величин. Попытки отождествления этих вариаций с “аномалиями”, предваряющими возникновение сильного землетрясения, и составляют, согласно традиционной методологии, суть поиска предвестников землетрясений. При этом молчаливо предполагается существование детерминированной причинно-следственной связи между указанными явлениями.

Настоящая работа представляет собой попытку наметить некоторые возможные нетрадиционные подходы к анализу длительных временных рядов геофизических данных с целью выяснения природы временных вариаций геофизических полей и их связи с процессами в твердой Земле. Необходимость поиска новых подходов продиктована тем кризисом, в котором оказалась современная геофизика на пути решения проблемы прогноза землетрясений. По мере увеличения длительности временных рядов контролируемых геофизических параметров на прогностических полигонах все с большей очевидностью становится ясным, что отнесение к предвестникам любых предваряющих сильные землетрясения значимых вариаций, или “аномалий”, контролируемых величин различных геофизических полей приводит к резкому увеличению числа ошибочных прогнозов и “пропусков цели” и, в конечном итоге, к наблюдению случайного характера связи между ”аномалиями” и землетрясениями.

Вместе с тем появляется все больше сообщений о наблюдении признаков фрактальных самоподобных свойств как во временной, так и в пространственной структуре реализаций различных геофизических полей. Тем самым есть основания полагать, что если понимать наблюдаемую сложную структуру вариаций геофизических полей как детерминированный хаос, то на пути решения проблемы прогноза землетрясений появляются новые возможности. На подобное понимание наблюдаемых вариаций геофизических полей и нацелена настоящая работа.

Работа состоит из девяти различных по объему глав.

Первая глава включает в себя: характеристику современного состояния проблемы интерпретации наблюдаемых вариаций геофизических полей в связи с их предикторной значимостью в задаче прогноза землетрясений; формулировку сути возникшего в ней кризиса; краткое описание современных представлений относительно модели реальной геофизической среды, разработанных академиком М.А.Садовским с коллегами.

Вторая, самая крупная по объему, глава представляет собой аналитический обзор подходов к описанию поведения неравновесных динамических систем. Предполагается, что подобная идеология может быть использована при интерпретации наблюдаемых вариаций геофизических полей. Конечной целью такого подхода должно стать построение модели реальной геофизической среды, более адекватно отвечающей наблюдаемой динамике различных геофизических полей. Разумеется, при этом придется окончательно отказаться от относительно простых детерминистских представлений относительно модели среды как линейно-упругого континуума, равно как и от попыток объяснения наблюдаемых вариаций во времени различных геофизических полей как изменений, отражающих процесс деформирования такого континуума. Но, похоже, это именно тот случай, когда все же следует идти на подобное усложнение, поскольку опыт интерпретации соответствующей геофизической информации свидетельствует о том, что детерминистский подход к описанию наблюдаемых явлений практически полностью исчерпал свои возможности и дальнейшее продвижение в понимании природы обсуждаемых геофизических явлений требует привлечения иных представлений.

Многочисленные результаты исследований последних лет все больше заставляют отдавать предпочтение блочно-иерархическому, фрактальному устройству реальной среды. При этом предполагается, что такая среда способна эволюционировать во времени и перераспределять поступающую извне энергию между различными иерархическими рангами ее отдельностей. Подобная модель среды уже гораздо ближе по своему устройству к неравновесным динамическим системам, поведение которых во времени хорошо описывает многие процессы, наблюдаемые в физике, химии, гидромеханике и других дисциплинах. Для этого разработан соответствующий математический аппарат. Так, например, математическая теория "катастроф" позволяет описывать системы, способные переходить из одного квазиустойчивого состояния в другое. В рамках подобных представлений наблюдаемые в природе резкие вариации значений геофизических полей могут быть интерпретированы как проявления "катастроф", или *бифуркаций*, в геофизической системе при ее переходе из одного квазиустойчивого состояния в другое.

Неустойчивости в динамической системе приводят к возникновению хаоса даже в том случае, когда ее поведение во времени полностью описывается детерминистскими математическими уравнениями. Исследованию этого вопроса в последнее время посвящена масса публикаций не только в математике, но и в других областях науки: от физики и химии до биологии. Подобный хаос, возникающий в динамических системах с малым числом степеней свободы ($n \geq 3$) при нелинейном взаимодействии между ними, принято называть *детерминистским,* или *детерминированным, хаосом* в отличие от стохастического хаоса в системах с бесконечным числом степеней свободы. Есть основания полагать, что концепция детерминированного хаоса может оказаться плодотворной для интерпретации реализаций геофизических параметров, отражающих динамику поведения реальных природных систем.

Именно поэтому во второй главе довольно много внимания уделено аналитическому обзору проблемы и даны примеры использования представлений о поведении неустойчивых нелинейных динамических систем и детерминированном хаосе в других областях науки. Приведенный обзор может оказаться полезным для более ясного понимания проблемы и отыскания путей преодоления кризисной ситуации, сложившейся в исследованиях по прогнозу землетрясений.

Третья глава посвящена исследованию возможности использования методов *фрактальных множеств* для исследования структуры сейсмотектонического процесса, развивающегося в твердой Земле. Достаточно подробно рассматривается понятие *фрактальности* и описываются способы определения *фрактальной размерности.* При этом помимо анализа литературных источников проводятся результаты собственных исследований авторов. Так, например, исследуется вопрос устойчивости оценок фрактальной размерности неоднородного фрактала. В качестве модельного фрактального множества с известной, при заданных значениях параметров *аттрактора*, фрактальной размерностью используются точки траектории *странного аттрактора* Лоренца.

Предлагается к рассмотрению новая характеристика фрактальных множеств – параметр ε_{het}, характеризующий степень неоднородности фрактального множества. Обсуждается физический смысл этого параметра. На примере его использования для интерпретации данных о пространственно-временной структуре акустической эмиссии в лабораторном эксперименте продемонстрирована плодотворность предлагаемого авторами подхода для изучения процессов разрушения горных пород.

Очевидно, что при сильно неоднородной пространственной структуре анализируемого множества, что зачастую имеет место в геологических объектах и реальных геофизических полях, использование всего лишь одной величины – коэффициента монофрактальной размерности – для описания статистических свойств фрактального множества становится недостаточным. В таких случаях возможно привлечение к анализу представлений о *мультифрактальной мере* для расчета *обобщенных размерностей.* На основе известных литературных данных демонстрируются возможности *мультифрактального анализа* самоподобных свойств неоднородной структуры сейсмичности и тектонических разрывных нарушений.

Четвертая глава посвящена методическим аспектам исследования статистических свойств экспериментальных временных рядов. Как известно из практики натурных наблюдений, временные реализации различных геофизических полей зачастую не описываются адекватно гладкими дифференцируемыми функциями, обнаруживают свойства, типичные для фрактальных объектов. Хотя временная последовательность не является геометрическим множеством точек и, следовательно, не может считаться фракталом ни в каком приближении, указанная аналогия свойств позволяет надеяться, что заимствование некоторых идей и методов теории фрактальных множеств позволит получить более адекватное описание статистической структуры экспериментальных реализаций и будет способствовать более глубокому пониманию причин наблюдаемых вариаций.

В следующих двух главах анализируются экспериментальные данные, полученные авторами в результате многолетних наблюдений на Гармском геофизическом полигоне в зоне сочленения двух крупнейших горных стран мира – Памира и Тянь-Шаня.

Так, в пятой главе анализируется спектральная структура временных реализаций различных геофизических параметров, мониторинг которых на Гармском полигоне осуществлялся на протяжении более 20 лет. Удалось показать, что после фильтрации наблюденных временных рядов широкого набора параметров от трендовой составляющей и регулярной сезонной компоненты, выраженность и форма которой заметно меняются от параметра к параметру, спектр остатков оказывается практически во всех случаях билогарифмически линеаризованным, т.е. его амплитуда в двойном логарифмическом масштабе уменьшается с частотой по степени, близкой к 1. Этот результат интерпретируется как проявление в вариациях значений геофизических параметров свойств *фликкер-шума*, отличающегося от чисто случайного “белого” шума наличием некоторой “памяти” о предыдущей динамике системы. Согласно существующим представлениям, фликкер-шум отражает внутреннюю динамику перестройки (самоорганизации) масштабно инвариантных (самоподобных, фрактальных) элементов нелинейных динамических систем. Это позволяет предположить, что обнаруженные признаки фликкер-шумовой структуры в вариациях геофизических полей порождаются, по-видимому, фрактальным устройством реальной геофизической среды. Тем самым демонстрируется возможность интерпретации вариаций геофизических величин с позиций детерминированного хаоса, возникающего в сложной неравновесной фрактальной системе.

В шестой главе обсуждаются вопросы фрактальности и самоподобия поля сейсмотектонических деформаций (СТД) на основе реальных данных о фокальных механизмах землетрясений в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня. Демонстрируется хорошо выраженная структурированность поля СТД, восстанавливаемого по совокупностям механизмов очагов многочисленных слабых землетрясений. Приводится ориентировочная оценка фрактальной размерности структуры поля СТД, исследуется гипотеза самоподобия сейсмотектонического процесса в широком диапазоне энергий сейсмических подвижек. Анализируется соотношение детерминированной и хаотической составляющих сейсмотектонической деформации на разных масштабных уровнях рассмотрения, высказываются соображения о роли этих компонент в развитии процесса деформирования горных пород. Обсуждается возможная физическая природа фрактального устройства реальной среды в виде иерархического множества относительно однородных жестких отдельностей (структур, блоков, зерен, кристаллов горных пород), разделенных между собой на каждом иерархическом масштабном уровне менее прочными, “мягкими” прослойками (разломами, трещинами, дислокациями), составляющими, в свою очередь, другое фрактальное множество.

В следующих двух главах реальная геофизическая информация рассматривается в свете изложенных во второй главе представлений относительно возможности описания наблюдаемых вариаций геофизических полей в терминах поведения неравновесной динамической системы или в терминах теории катастроф.

В седьмой главе рассматривается набор реализаций различных геофизических параметров в качестве возможных примеров неустойчивостей и катастроф в эволюции сейсмотектонического процесса. К сожалению, авторы вынуждены ограничиться здесь лишь качественным анализом. Тем не менее при этом демонстрируются принципиальные возможности подобного подхода к интерпретации геофизической информации и его преимущества по сравнению с традиционным подходом.

Восьмая глава иллюстрирует существующую на сегодняшний день неоднозначность оценок предикторной значимости вариаций различных геофизических параметров. С этой целью рассмотрен достаточно обширный набор временных рядов данных, полученных в окрестности разрушительного Джиргатальского землетрясения 1984 г. с магнитудой M=6.4, происшедшего в пределах Гармского геофизического полигона в Таджикистане. Следует отметить, что геофизический мониторинг в окрестностях эпицентральной зоны был начат задолго до сильного землетрясения и продолжался почти десять лет после него. Как по набору наблюдавшихся параметров, так и по продолжительности полученных рядов данных рассматриваемый случай, пожалуй, уникален в геофизической практике. Поэтому предложенная здесь альтернативная интерпретация наблюдаемых вариаций величин геофизических параметров не в качестве предвестников землетрясения, а как проявлений регулярных и хаотических составляющих, отражающих динамику протекающих в активной геофизической системе процессов, представляется достаточно обоснованной в силу ее статистической представительности.

В девятой главе сделана попытка осмыслить соотношение порядка и хаоса в природе, исходя из развитых в предыдущих главах представлений. В дополнение к общеизвестному положению о росте энтропии в замкнутой системе и стремлении такой системы с течением времени к полному хаосу предлагается понимать под “*самоорганизацией*” (отдельные примеры которой рассматривались в предыдущих главах), наблюдающейся в некоторых эволюционирующих природных системах, в том числе и замкнутых, противоположную тенденцию самопроизвольного возникновения упорядоченных структур. Тем самым выдвигается гипотеза об эмпирическом равноправии “*самоорганизационных*” и “*энтропийных*” тенденций в эволюции природных систем в отличие от традиционных представлений, что самоорганизация возможна только в открытых или адиабатически неизолированных диссипативных системах.

Экспериментальные разделы настоящей работы достаточно убедительно демонстрируют невозможность адекватной интерпретации наблюдаемых вариаций практически всех геофизических параметров в рамках классических детерминистских представлений. Эти представления, предполагающие аппроксимацию реальной среды пассивным континуумом, не могут объяснить причины экспериментально наблюдаемых вариаций. Так, например, в условиях линейного поведения континуума под воздействием всех мыслимых внешних пригрузок различной природы возможны лишь крайне малые изменения его деформации и, соответственно, лишь незначительные изменения значений наблюдаемых геофизических параметров, характеризующих этот континуум. Напротив, концепция нелинейной "*активной*" среды вполне допускает возможность заметных изменений различных параметров под влиянием слабых воздействий внешней и внутренней природы. Согласно этой концепции, более адекватная интерпретация наблюдаемых вариаций геофизических полей возможна в рамках альтернативных подходов, основанных на привлечении представлений о блочно-иерархическом фрактальном устройстве и неустойчивом поведении во времени реальной нелинейной геофизической среды. Тем самым наблюдаемые вариации геофизических полей понимаются как проявление детерминированного хаоса в иерархически структурированной фрактальной среде. Это открывает новые возможности их интерпретации.

Предлагаемая работа может представлять интерес для широкого круга специалистов в области наук о Земле.

Глава 1

СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

«Я смотрю на все на свете
Двукратно.
Сначала, чтоб развеселиться,
Потом, чтобы опечалиться.»

Марин Сореску

1.1. Вариабельность геофизических процессов и проблема прогноза землетрясений

Многолетний опыт наблюдений за различными геофизическими полями с неоспоримой очевидностью показывает, что их величины значимо меняются во времени. Однако до сих пор остается неясным, имеют ли наблюдаемые в некотором пункте вариации геофизических полей локальную природу, обусловленную геотектоническими и физико-химическими процессами в непосредственной окрестности места их наблюдения, или же в возникновении возмущений в большей степени повинны региональные или даже глобальные процессы, например такие, как геодинамический режим коллизии литосферных плит [*Лукк, Юнга*, 1988в; *Гамбурцев*, 1992], эффекты перераспределений напряжений в земной коре и литосфере на огромных территориях после возникновения сильнейших сейсмических катастроф [*Кейлис-Борок, Кособоков*, 1986; *Прозоров*, 1993], неравномерность вращения Земли [*Жуков, Остапченко*, 1979; *Рулев*, 1991], приливные явления в твердой Земле [*Латынина, Кармалеева*, 1978; *Sadeh, Wood*, 1978; *Liu*, 1988], вариации скорости движения в космическом пространстве всей Солнечной системы [*Morgan et al.*, 1961] и т.д.

Принципиальный момент в изучении природы наблюдаемых вариаций значений геофизических полей – установление характера отклика среды на изменение внешних воздействий. Принято считать, что этот отклик должен проявляться в вариациях геофизических полей, обусловленных соответствующими изменениями состояния среды; причем, чтобы вызвать заметные вариации, эти изменения должны быть достаточной величины. Выполнение этого условия в предположении о линейном поведении упругого континуума среды становится возможным лишь при значительных изменениях внешних воздействий. Подобный подход к пониманию природы вариаций геофизических полей на долгие годы определил доминирующее направление исследований в такой важной проблеме геофизики, как прогноз землетрясений.

Теоретические, модельные и натурные исследования в области прогноза катастрофических землетрясений сформировали в последние 15–20 лет довольно простую идеологию поиска предикторной составляющей во временных реализациях различных геофизических полей. Как правило, в этих реализациях ведется поиск *бухтообразных вариаций* положительного или отрицательного знака. Продолжительность и интенсивность (амплитуда) *бухты* ставятся в зависимость от силы предваряемого этой бухтой сильного землетрясения (на эквивалентных эпицентральных расстояниях), что основывается на предположении о линейной зависимости изменений внутренних параметров среды от интенсивности внешнего воздействия. В последней фазе существования бухты или же сразу после ее исчезновения ожидается возникновение сильного землетрясения.

При подобной постановке вопроса проблема видится лишь в трудностях выделения бухты (или иных ее аналогов) на фоне помех. Разрешение этой проблемы представлялось возможным на пути разработки надежных критериев выделения "полезного сигнала" в процессе обучения на длительных временных реализациях различных геофизических параметров, включающих моменты возникновения относительно сильных землетрясений, а также на пути комплексирования прогнозных признаков по совокупности геофизических данных. Для этого используется обширный комплекс методов наблюдений [*Сидорин,* 1992; *Соболев,* 1993]. Соответствующие экспериментальные данные предполагалось получить на специально созданных геофизических полигонах в высокосейсмичных регионах.

И действительно, имеется множество примеров наблюдения во временных рядах различных геофизических и других полей аномальных изменений, предшествующих моментам возникновения сильных землетрясений. Статистический анализ этих аномалий, интерпретируемых в качестве предвестников последующих землетрясений, позволил установить целый ряд эмпирических закономерностей [*Сидорин,* 1979, 1980а,б, 1987, 1991, 1992; *Сидорин, Журавлев,* 1980; *Sidorin,* 1987; *Козырева, Сидорин,* 1991а,б], на основе которых, казалось бы, можно было приступить к практической реализации прогноза землетрясений.

Однако проблема прогноза землетрясений оказалась много сложнее, и это становится все более очевидным по мере накопления качественных экспериментальных материалов длительных стационарных наблюдений на прогностических полигонах. При интерпретации построенных на основе этих наблюдений длительных временных рядов различных геофизических характеристик возникают все большие трудности. В основу интерпретации результатов наблюдений и описания свойств геофизических процессов до недавнего времени закладывались в основном детерминистские представления о континуальной модели геофизической среды, которые постулировали существование причинно-следственной связи между изменениями свойств среды в результате некоторых внешних воздействий и наблюдаемыми при этом вариациями значений различных геофизических величин. При этом подразумевалось, что эти вариации или "аномалии" должны возникать на фоне относительно спокойного ламинарного поведения этих величин.

В реальной ситуации длительного мониторинга геофизических характеристик оказалось, что практически во всех реализациях различных геофизических полей участки ламинарного поведения значений измеряемых величин крайне редки или же отсутствуют вовсе. Это особенно хорошо проявляется при попытках увеличения детальности наблюдений за счет повышения частоты опроса контролируемых величин.

Наблюдаемые при этом флуктуации зачастую не выглядят как случайные отклонения от некоторого постоянного уровня. Спектральный анализ достаточно длительных реализаций различных геофизических величин показывает, что их флуктуации содержат целый набор квазирегулярных гармоник в широком диапазоне периодов, ограниченном лишь детальностью (со стороны коротких периодов) и длительностью (со стороны длинных периодов) геофизических наблюдений [*Лукк и др.*, 1991; *Дещеревский, Лукк*, 1994].

Реальная ситуация наблюдения набора квазирегулярных гармоник в вариабельной составляющей реализаций геофизических полей без видимого приложения к среде достаточно интенсивных циклических нагрузок не укладывается в рамки традиционных представлений.

Вместе с тем на возможность существования каких-то механизмов глобальной природы, способных обусловить появление подобных возмущений геофизических полей, указывают многочисленные сообщения о присутствии в их временных реализациях отдельных квазирегулярных гармоник в диапазоне периодов от нескольких месяцев до нескольких лет [*Morgan et al.*, 1961; *Greensfelder, Bennett*, 1973; *Sadeh, Meidav*, 1973; *Кропоткин, Люстих*, 1974; *Sadeh, Wood*, 1978; *Bath*, 1978; *Abe, Kanamori*, 1979; *Жуков, Остапченко*, 1979; *Лукк, Юнга*, 1979a, 1983; *Сытинский*, 1982; *Гамбурцева и др.*, 1982; *Журавлев*, 1982; *Нерсесов и др.*, 1983, 1986; *Гамбурцев и др.*, 1986; *Гамбурцев*, 1987; *Пономарев*, 1987; *Нерсесов, Попандопуло*, 1988; *Атлас...*, 1994; и т.д.]. Более длиннопериодные квазирегулярные колебания установлены по результатам геодезических наблюдений, при которых в ряде районов выявлены сменяющие друг друга поднятия и опускания земной поверхности с характерными временами от 1 года до 30–40 лет [*Рихтер*, 1957; *Ломакин*, 1965; *Мацкова*, 1973; *Вереда*, 1974; *Тяпкин, Бондарчук*, 1983; *Денисов*, 1987]. Имеются также геологические сведения о еще более длиннопериодных колебаниях в виде цикличных изменений уровня земной поверхности – от 100 до 5000 лет [*Мещеряков*, 1963; *Козловский*, 1965; *Калашникова, Магницкий*, 1978], не говоря уже об общеизвестных геологических циклах продолжительностью от одного до нескольких тысяч миллионов лет. Некоторым из этих гармоник могут быть поставлены в соответствие известные космические периодичности (такие, как лунно-солнечные приливы, сезонные периодичности, цикличность солнечной активности, периодичности во взаимном расположении планет в Солнечной системе и пр.), но количество наблюдаемых гармоник в вариациях геофизических полей значительно превышает количество известных на сегодняшний день космических периодичностей.

Существование квазирегулярных гармоник в вариациях геофизических полей ставит под сомнение обоснованность интерпретации бухтообразных вариаций как предвестников землетрясений, что особенно важно в случае коротких временных интервалов наблюдений, сопоставимых с величинами полупериодов соответствующих гармоник. Короткая длина ряда не позволяет однозначно идентифицировать подобную регулярную периодическую компоненту, и наблюдаемые изменения интерпретируются как некая аномалия. Если окажется, что ее формально можно увязать с возникшим после нее относительно сильным землетрясением в окрестности наблюдений данного параметра, подобная ситуация, как правило, рассматривается как пример появления *предвестника* в контролируемом геофизическом поле перед землетрясением. Анализ литературных сообщений о наблюдениях предвестников перед сильными землетрясениями показывает, что во многих случаях имеет место именно такая ситуация.

Кажется весьма вероятным, что подобные бухтообразные аномалии зачастую следует относить к полупериодам той или иной гармоники колебательной структуры временной реализации контролируемой геофизической величины. В этом случае прогнозная значимость таких вариаций оказывается крайне проблематичной. В связи с подобной постановкой вопроса возникает проблема выяснения природы колебательной структуры геофизических полей или же в более общем виде – колебательной природы любой геофизической системы.

Эта проблема смыкается с одной из важнейших фундаментальных проблем в науках о Земле – явлением цикличности практически всех природных процессов, протекающих на нашей планете. Надо заметить, что зачастую периоды этих циклов оказываются одинаковыми для совершенно различных процессов, протекающих в живой и неживой природе. Примеры тому дает сопоставление биологических ритмов [*Goodwin*, 1976], колебательной эволюции экологических систем [*May*, 1979], месячной, сезонной и более длиннопериодных цикличностей геофизических процессов в атмосфере и твердой Земле [*Morgan et al.*, 1961; *Федотов*, 1968; *Лукк, Юнга*, 1979а; *Лурсманашвили и др.*, 1987; *Ривин*, 1989; *Schnelle*, 1990; *Kermit*, 1992; *Дещеревский, Лукк*, 1994; *Атлас...*, 1994] и так далее. На самом деле эта проблема представляется еще более сложной, поскольку имеет место суперпозиция широкого набора квазирегулярных гармоник, существенно усложняющая интерпретацию колебательной структуры временных рядов геофизических данных.

1.2. Современные представления о модели реальной геофизической среды

Имеется достаточно оснований утверждать, что сложный колебательный характер временных вариаций геофизических полей не является артефактом, а отражает какое-то фундаментальное свойство природы. Скорее всего это связано со спецификой внутреннего устройства реальной геофизической среды. В настоящее время становится все более очевидным, что адекватное описание поведения во времени реальной среды в рамках представлений о ней, как о сплошном линейно-упругом континууме, постепенно деформируемом некими внешними силами, невозможно. На преодоление возникшей проблемы и направлено введение в геофизику модели дискретной геофизической среды, осуществленное М.А.Садовским [1979; *Садовский и др.*, 1984, 1986].

Одно из главных свойств предлагаемой модели – иерархическая структурированность среды. Предполагается, что реальная среда состоит из блоков горной породы, размеры которых подчиняются закономерностям иерархической последовательности [*Садовский*, 1979; *Садовский и др.*, 1984, 1986]. Блоки горной породы в системе отделены один от друга прослойками, построенными, подобно всей системе, из блоков разных размеров меньшего масштаба (рис. 1.1).

Было показано, что распределение отдельностей, кусков породы, по размерам имеет полимодальный характер. Оказалось, что моды (преимущественные размеры) L_i образуют иерархическую последовательность, подчиняющуюся закону, близкому к геометрической прогрессии: $L_{i+1}/L_i = K$. Существенно, что коэффициент K в первом приближении может считаться постоянным, не зависящим ни от физико-химических

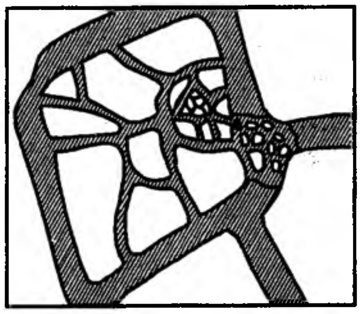


Рис. 1.1. Схематическое изображение модели реальной среды в виде иерархической системы блоков, разделенных прослойками

Крупные блоки разделены широкими прослойками. Мелкие блоки, входящие в состав более крупных, разделяются соответственно более узкими прослойками

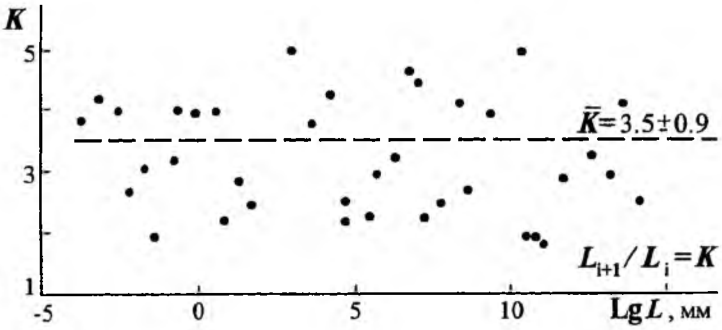


Рис. 1.2. Значения коэффициента $K=L_i/L_{i+1}$ для различных диапазонов масштабов размеров отдельностей [*Садовский*, 1989]

свойств горной породы, ни от способов образования отдельностей (естественная кусковатость, дробление взрывом, размол и т.д.). В процессе изучения разнообразнейших естественных и техногенных распределений было установлено, что K варьирует в пределах от 2 до 5 при статистически среднем значении K вблизи 3. Экспериментальное распределение значений K приведено на рис. 1.2.

Из рис. 1.2 следует, что во всем исследованном диапазоне размеров отдельностей отсутствует зависимость K от масштаба. Это свидетельствует о подобии процесса образования отдельностей при исключительно широком разнообразии как свойств вещества отдельностей, так и истории их образования [*Садовский*, 1989]. Таким образом, одним из важнейших свойств реальной среды следует признать ее структурированность на блоки пород различного размера, образующих иерархическую самоподобную последовательность.

Другое важное свойство такой среды состоит в том, что система составляющих ее отдельностей (блоков) открыта для энергообмена с окружающей средой. В противовес классическому пассивному континууму это свойство отражает активность геофизической среды, возможность перераспределять и излучать или диссипировать запасенную в ней и вновь поступающую энергию [*Садовский и др.*, 1984, 1986, 1993; *Садовский*, 1987; *Садовский, Писаренко*, 1989, 1991]. При этом отдельные блоки могут быть различно насыщены тепловой, упругой и “структурной” энергией [*Тимашев*, 1984, 1992а-в]. При поступлении энергии извне некоторые из них, достигая состояния неустойчивости, сбрасывают ее излишек в виде упругих волн, в свою очередь поглощаемых соседними отдельностями. Происходящее таким образом перераспределение энергии при достаточной интенсивности ее поступления извне может постепенно привести к неустойчивости всю систему. В процессе перераспределения энергии различные отдельности геофизической системы подвергаются постоянной вибрации в огромном диапазоне масштабов и частот. Последнее обстоятельство можно привлечь к объяснению наблюдаемой в действительности колебательной структуры временных реализаций различных геофизических полей.

Глава 2

ВОЗМОЖНОСТИ ОПИСАНИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ВАРИАЦИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ТЕРМИНАХ ТЕОРИИ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ХАОСА

«Порядок и хаос в единстве неразрывном...»

Эмиль Верхарн

При традиционном подходе к анализу геофизических процессов, протекающих в твердой Земле (в частности, сейсмотектонического процесса), обычно молчаливо предполагается, что любой рассматриваемый объем среды может быть описан как некая детерминированная геофизическая система, находящаяся в устойчивом равновесии большую часть времени. Все внутренние параметры такой системы представляют собой функции от внешних по отношению к этой системе воздействий. Например, наличие жидкой и газообразной фаз и их химический состав в твердом скелете горной породы во многом определяются режимом их взаимообмена между рассматриваемой системой и вмещающим пространством. В свою очередь, физические свойства горных пород, такие, например, как электропроводность и упругость, оказываются чувствительными к соотношению этих трех фаз в составе горных пород. При этом существенную роль играют изменения условий внешних воздействий на контролируемую систему или вмещающее пространство. Так, уровень сейсмической эмиссии сейсмогенного объема горной породы определяется преимущественно условиями внешнего тектонического нагружения на контролируемый сейсмогенный объем среды. Перечень подобных примеров может быть многократно продолжен.

Наблюдаемые в натурных экспериментах флуктуации значений внутренних параметров геофизической системы обычно понимаются как результат изменения во времени внешних воздействий на систему. Собственно говоря, на этом предположении основано допущение о принципиальной возможности мониторинга изменений состояния контролируемой системы (природа которых еще долго может оставаться за рамками нашего понимания) путем слежения за временным ходом флуктуаций различных геофизических параметров, характеризующих состояние контролируемого объема реальной геофизической среды. В рамках описанной парадигмы полностью контролируемый геофизическими средствами объем земной коры предполагалось (на первом этапе исследования проблемы прогноза землетрясений) использовать в качестве “инструмента” для изучения природы сил, действующих в твердой Земле. В частности, именно на этом пути были сосредоточены основные усилия по созданию геофизических полигонов в целях решения проблемы прогноза катастрофических землетрясений. Последние при этом понимались как конечный результат потери устойчивости контролируемой системой или даже ее локального разрушения под действием тектонических сил.

В результатах многочисленных исследований, нацеленных на решение проблемы прогноза землетрясений, довольно отчетливо просматриваются две противоположные тенденции. С одной стороны, имеется масса примеров наблюдения перед сильными сейсмическими событиями значимых изменений различных геофизических параметров по сравнению с их долговременными средними значениями. При этом на коротких временных отрезках вариации геофизических величин могут содержать хорошо выраженную детерминированную составляющую. С другой стороны, по мере увеличения длительности временных реализаций геофизических параметров обнаруживается, что связь флуктуаций значений этих параметров с моментами возникновения относительно сильных землетрясений становится все более случайной, а сами реализации выглядят все хаотичнее.

Нам представляется, что этот дуализм имеет объективную природу, а трудности интерпретации наблюдаемых вариаций геофизических параметров обусловлены неадекватностью сложившихся представлений о пассивной роли геофизической среды. Для сложных нелинейных динамических систем, к которым, по нашему мнению, относится геофизическая среда, более перспективным может оказаться подход, основанный на активно развиваемой в последнее время в математике концепции детерминированного хаоса.

2.1. Порядок и хаос в нелинейных детерминированных динамических системах

Математические исследования последних лет показали, что многие относительно простые нелинейные детерминированные системы могут вести себя очевидно непредсказуемым, или хаотическим, образом. Это положение можно продемонстрировать на примере движений слегка выпученного, подвергающегося боковому синусоидальному возмущению стержня [*Томпсон*, 1985]. Стержень моделируется системой с одной степенью свободы и сильно нелинейной потенциальной энергией V, определяющей две близкие конфигурации потери устойчивости. Представляющиеся случайными колебания стержня вызваны попеременным захватом траектории движения двумя закритическими равновесными состояниями; определим их как X_A и X_B. На рис. 2.1 показан результат одного из экспериментальных исследований в этой

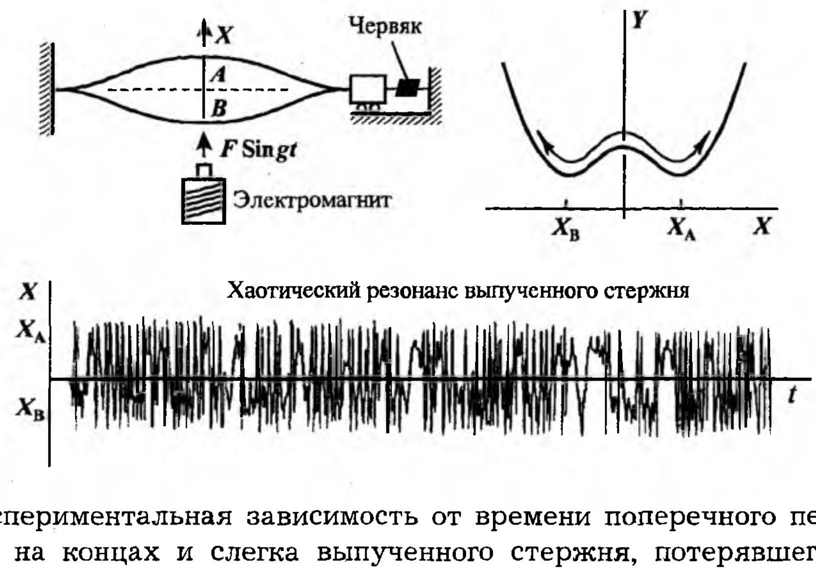


Рис. 2.1. Экспериментальная зависимость от времени поперечного перемещения закрепленного на концах и слегка выпученного стержня, потерявшего устойчивость под действием синусоидальной силы [*Томпсон*, 1985]

области [*Томпсон*, 1985], где поперечные перемещения стержня под действием синусоидальной нагрузки выглядят как вполне хаотические.

В этом смысле следует отличать *детерминистский,* или *детерминированный, хаос*, о котором мы только и будем в дальнейшем вести речь, от чисто случайного процесса – *рандомизированного хаоса.* В определении Г.Шустера [1988, с.13] "...под *детерминированным хаосом* подразумевается нерегулярное, или хаотическое, движение, порождаемое *нелинейными системами*, для которых динамические законы однозначно определяют эволюцию во времени состояния системы при известной предыстории". Это определение полностью справедливо лишь для таких физических систем, поведение которых во времени детерминированно, т.е. для подобной системы могут быть составлены уравнения, определяющие изменения ее состояния в зависимости от начальных условий. В приложении к геофизике такое понимание хаоса означает, что за внешне случайными проявлениями вариаций геофизических полей в той или иной мере кроются вполне определенные причины, имеющие строгую физическую природу и позволяющие в принципе дать математическое описание их последствий. Подобная трактовка может в какой-то мере способствовать обнаружению закономерностей в развитии геофизических процессов, исходя из вида их временных реализаций, представляющих на первый взгляд хаотические колебания.

Д.Туркотт [*Turcotte*, 1994] провел обзор большого числа детерминированных механических моделей, эволюция которых во времени использовалась широким кругом исследователей для описания такого в целом хаотического природного процесса, как сейсмичность [*Burridge, Knopoff*, 1967; *Huang, Turcotte*, 1990a; *Huang et al.*, 1992; *Narkounskaia, Turcotte*, 1992; *Nakanishi*, 1990, 1991; *Brown et al.*, 1991; *Carlson et al.*, 1993]. Эти модели представляли собой одномерный или двухмерный набор отдельных элементов (блоков), расположенных на неподвижной горизонтальной плите и соединенных между собой пластинчатыми и пружинными жесткими связями. Верхняя часть блоков крепилась аналогичными жесткими пластинчатыми связями к подвижной горизонтальной плите. Скорость перемещения верхней подвижной плиты определяла уменьшение трения между нижней плитой и нижними поверхностями блоков, что способствовало проскальзыванию время от времени отдельных блоков. Проскальзывания могли быть как одиночными, так и, в силу связи с соседними блоками, связанными в последовательности; причем длина последовательностей могла быть различной, и количество блоков, одновременно участвовавших в таком проскальзывании, имитировало силу землетрясения. Типичная двухмерная модель такого рода приведена на рис. 2.2.

Все блоки приведенной модели связаны с движущейся с постоянной скоростью V плитой пластинчатыми пружинами. При достижении определенной величины натяжения пружины (X_{ij}), превышающей величину трения между нижней поверхностью блока и неподвижной пластиной, блок проскальзывает. Все физические параметры системы однородны, включая массу блоков m, натяжение пружин парных контактов между блоками k_c, натяжение пружин соединения с подвижной плитой k_l и силу трения F каждого блока с поверхностью неподвижной плиты. Предполагается, что блоки нагружаются лишь в направлении X и не способны к перемещению в поперечном направлении Y. Нагружение блоков осуществляется с достаточно малой

Рис. 2.2. Иллюстрация двухмерной модели проскальзывающих блоков [*Turcotte*, 1994]

Каждый отдельный блок с массой m попарно соединен с соседними блоками при помощи пластинчатой или витой пружин (K_c) и с подвижной горизонтальной плитой пластинчатой пружиной (K_l). Подвижная плита перемещается с постоянной скоростью V. Натяжение тянущих блоки пружин есть величина Xij

постоянной скоростью V, так что за время проскальзывания блока перемещение нагружающей плиты может быть принято за 0.

Разрешив одновременное проскальзывание лишь одного блока, можно решить полную систему уравнений, описывающую данную модель. В уравнениях используется статико-динамический закон трения для величины f, характеризующей отношение статического трения к динамическому. В результате решения указанной системы уравнений сумма смещений для каждого "разрушенного" блока может быть получена аналитически.

Тем самым описанная модель является полностью детерминированной. Но в то же время ее реальное поведение оказывается хаотическим. Это прямо указывает на то, что естественные природные системы, состоящие из многих элементов, также должны вести себя хаотически. Полученные для рассматриваемой аналоговой системы статистики чисел проскальзываний в зависимости от их величины (суммарной площади, занимаемой проскальзывающими блоками в одной последовательности) оказались очень похожими на аналогичные распределения чисел землетрясений по их энергиям. Естественно заключить, что взаимодействие между отдельными блоками в земной коре (или между отдельными разрывными нарушениями) приводит к наблюдаемой фрактальной частотно-магнитудной статистике землетрясений. Как в случае рассматриваемой модели, так и в случае реальной сейсмичности мы имеем хорошо выраженные примеры *детерминированного хаоса*. В этом смысле сейсмичность можно отнести к разряду природных явлений, которые могут быть поняты как детерминированный хаос.

Интерес к детерминированному хаосу охватил в последнее время широкий класс научных дисциплин от физики, химии, гидромеханики и геофизики до экономики и экологии именно в силу надежд понять таким образом природу наблюдаемых явлений, которые внешне зачастую выглядят случайными [*Николис, Пригожин*, 1979, 1990; *Пригожин*, 1985; *Пригожин, Стенгерс*, 1986; *Rossler*, 1979; *Kagan*, *Knopoff*, 1981; *Kagan*, 1992; *Haken*, 1981, 1982; *Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Росслер*, 1984; *Синергетика*, 1985; *Осипов*, 1986; *Campbell*, 1987a,b; *Шустер*, 1988; *Turcotte*, 1989b, 1991; *Huang, Turcotte*, 1990a,b; *Huang et al.*, 1992; *Scholz*, 1990, 1991; *Тимашев*, 1991; 1992а,б; 1993а-в; 1995а,б, 1996; 1997; *Тимашев, Костюченко*, 1995].

Рассмотрим еще одно определение детерминированного хаоса, предложенное в работе [*Campbell*, 1987a, с.541]: "...случайность (кажущаяся), непредсказуемость движения во времени детерминированных динамических систем без приложения к ним внешних стохастических сил; случайность, возникающая лишь за счет чувствительной зависимости от начальных условий". Подобное определение подразумевает, что возникновение детерминированного хаоса тесным образом связано с появлением нелинейности в поведении динамических систем в процессе их эволюции. С точки зрения математики практически во всех нелинейных системах с числом степеней свободы больше двух можно обнаружить хаос, и следовательно на достаточно больших временах их поведение становится непредсказуемым.

Физические различия между линейным и нелинейным поведением динамической системы наглядно продемонстрированы Дж.М.Т.Томпсоном [1985, с.152] на примере течения жидкости в гладкой трубе: "До тех пор, пока жидкость течет через трубу с низкой скоростью, движение ее является ламинарным и характеризуется линейным режимом: регулярностью, предсказуемостью и возможностью описания в простой аналитической форме. Но как только скорость течения жидкости превысит некоторую критическую величину, движение становится турбулентным с образованием сложной, непредсказуемой, иррегулярной, неустойчивой картины вихревых потоков, которое типично для нелинейного поведения системы".

Можно выделить по крайне мере три основные характеристики, различающие поведение линейных и нелинейных систем [*Campbell*, 1987b].

Во-первых, характеристики линейных систем обычно достаточно плавно, регулярно меняются в пространстве и времени; эволюция таких систем часто может быть описана аналитически хорошо себя ведущими, дифференцируемыми функциями. Нелинейные системы, напротив, в процессе своей эволюции зачастую демонстрируют неустойчивое, хаотическое поведение, и описывающие их функции оказываются недифференцируемыми из-за скачков, разрывов и резких выбросов.

Во-вторых, отклик линейных систем на малые изменения в значениях управляющих параметров или величинах внешних воздействий обычно мал и пропорционален величине возбуждения системы этими изменениями. Для нелинейных систем малые изменения в величинах параметров или внешних условий могут приводить к необратимым качественным изменениям (катастрофам) в их поведении.

В качестве примера таких изменений можно привести хорошо известные длиннопериодные вариации климата Земли, обусловленные вариациями характеристик земной орбиты. Среди последних можно указать движение оси вращения Земли с периодом порядка 22 тыс. лет, изменение угла между осью земного вращения и перпендикуляром к плоскости эклиптики примерно на 1.5 град. за 41 тыс. лет и изменение эксцентриситета земной орбиты с периодом около 100 тыс. лет. Эти относительно незначительные вариации могут теоретически оказывать влияние на распределение энергии Солнца по временам года и на ежегодное количество энергии, получаемое Землей, но расчетные эффекты оказываются ничтожно малыми. Тем не менее указанные периодичности все же оставляют заметный отпечаток в периодичности ледниковых циклов на Земле, т.е. роль внутренней динамики климатической системы, определяемой составом атмосферы, распределением облачности, интенсивностью атмосферной циркуляции и другими факторами, оказывается исключительно нетривиальной – именно благодаря ей крайне слабые внешние воздействия могут провоцировать общие климатические сдвиги.

Отклик нелинейной системы на внешнее воздействие может быть различным в зависимости от условий самовозбуждения системы в данный момент времени. Так, например, периодически возбуждаемая нелинейная система может оказаться колеблющейся как с периодом, так и с полупериодом, четвертьпериодом, удвоенным периодом и так далее внешнего воздействия. Это важно иметь в виду при интерпретации наблюдаемых периодичностей во временных реализациях различных природных явлений (геофизических параметров). В частности, относительно ограниченный набор планетарных цикличностей, в принципе, может провоцировать целый каскад периодических колебаний, наблюдаемых в различных полях.

В-третьих, локализованная в обычном или фазовом пространстве область, возникающая в линейной системе, должна обычно распадаться (диспергировать) со временем в процессе эволюции системы. Геофизическим примером подобного эффекта является обычно наблюдаемая дисперсия поверхностных волн. Напротив, нелинейные системы наряду с детерминированным хаосом могут содержать высококогерентные, стабильные, локализованные структуры, или импульсы, которые остаются неизменными на протяжении длительного времени. Одним из примеров таких образований могут служить *солитоны*, которые сохраняют свою форму неизменной даже при взаимодействии с другими импульсами.

Опыт экспериментальных наблюдений в различных областях физики, химии, техники и других дисциплин заставляет признать, что *нелинейность есть неотъемлемое свойство сложных динамических систем* и самой природы в целом. Вследствие этого отмечается повсеместное взаимопроникающее присутствие порядка и хаоса во всех природных системах.

Знаменательно, что очень простые нелинейные системы – такие, как демпфированный, возбуждаемый внешним регулярным воздействием маятник, – могут проявлять наряду с регулярными колебаниями хаотические свойства, включающие крайне сложные, кажущиеся абсолютно случайными движения [*Thompson*, 1975; *Томпсон*, 1985; *Campbell*, 1987a,b]. Выше мы уже отмечали возникновение детерминированного хаоса в простых системах, моделирующих процесс возникновения землетрясений [*Burridge, Knopoff*, 1967; *Rundle*,1988; *Nakanishi*, 1990, 1991; *Huang, Turcotte*, 1990a,b, 1992; *Huang et al.*, 1992; *Turcotte*, 1994; *Brown et al.*, 1991; *Schroeder*, 1991; *Carlson et al.*, 1993 и др.]. В то же время сложные нелинейные детерминированные системы, такие, например, которые удается описывать уравнением синуса Гордона [*Campbell*, 1987a], могут наряду с детерминированным хаосом демонстрировать удивительные проявления порядка [*Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Экман*, 1984; *Campbell*, 1987a,b; *Николис, Пригожин*, 1990].

Многочисленные наблюдения последних лет в различных областях науки и техники показали, что в поведении разнообразных неравновесных динамических систем при различных режимах их возбуждения могут находить свое проявление как детерминированный хаос, так и сложные пространственно-временные образования и даже когерентные структуры и солитоны. По этому поводу здесь уместна цитата из работы [*Campbell*, 1987b, с.224]: "....эти парадигмы (когерентные структуры и солитоны, детерминированный хаос и фрактальность, сложные образования и образы) отражают различные аспекты нелинейности: когерентные структуры обнаруживают неожиданную упорядоченность, детерминированный хаос иллюстрирует утонченный беспорядок, а сложные образования представляют титаническую борьбу между противоборствующими сторонами порядка и хаоса".

2.2. Возможный подход к описанию геофизических явлений в терминах поведения сложной неравновесной системы

В приложении к геофизике дуализм порядка и хаоса подробно обсуждается в работе [*Садовский, Писаренко*, 1989]. Основные концепции этого обсуждения заключены в следующем. В соответствии с предложенной М.А.Садовским [1979; *Садовский и др.*, 1984, 1986] моделью геофизической среды, обсуждавшейся в разделе 1.2, Земля рассматривается как открытая, неравновесная, нелинейная, диссипативная, динамическая система взаимодействующих между собой отдельностей, имеющих различную физико-химическую природу. В процессе непрерывной подпитки энергией эта система отдельностей самоорганизуется в *диссипативную структуру*, имеющую самоподобный иерархический характер (свойство *фрактальности*). Кроме того, эти отдельности подвергаются постоянной вибрации в огромном диапазоне масштабов и частот: от тепловых колебаний молекул до микросейсм, приливов, землетрясений и подвижек литосферных плит. Существенное влияние на блочную среду оказывают приливные воздействия и неравномерности вращения Земли, способствуя переупаковке блоков и изменяя характер напряженно-деформированного состояния системы отдельностей [*Авсюк*, 1996]. Поведение подобной системы во времени существенно отличается от поведения деформируемого линейно-упругого континуума.

2.2.1. Роль случайности

Естественно, что в эволюции такой системы отдельностей важное место должны занимать неустойчивые процессы и отдельные акты неустойчивости (подвижки литосферных плит, геологические катастрофы, извержения вулканов, землетрясения, оползни и т.д.). Поэтому случайность (хаос) в данном случае не второстепенный, а один из ведущих существенных факторов эволюции такой сложной системы. Роль случайности (хаоса) не сводится к незначительным, мелким погрешностям на фоне детерминированного процесса развития. Сама случайность способна порождать качественно новые режимы эволюции системы "почти из ничего" (из очень малых внешних возмущений). В то же время это не означает, что в вопросах, касающихся эволюции таких сложных систем, не может быть никаких определенных, "невероятностных", выводов. Хаос и детерминизм диалектически переходят друг в друга [*Садовский, Писаренко*, 1989].

В отличие от устойчивых равновесных систем сложные неравновесные динамические системы оказываются очень чувствительными к малейшим изменениям внутренних параметров, флуктуации которых могут быть обусловлены крайне незначительными изменениями характера внешних воздействий. Отсюда, в частности, следует принципиальная возможность существования *триггерных эффектов* в геофизических процессах. Такие эффекты могут быть обусловлены, например, слабыми квазирегулярными гравитационными воздействиями за счет лунно-солнечных приливов, прецессии и нутации вращения земной оси, чандлеровских колебаний Земли и других факторов.

В ряде работ установлена приуроченность сильных землетрясений во времени к различным космическим явлениям. Возникновение землетрясений связывается, например, с положениями Луны [*Тамразян*, 1979], Солнца [*Jakubcova, Pick*, 1987], различных планет Солнечной системы относительно Земли [*Ren*, 1985]. Отмечается также возможность влияния на сейсмичность Земли прохождения комет [*Кобори*, 1981; *Войцеховский*, 1990], вспышек новых звезд [*Yu*, 1985], изменений секторной структуры межпланетного магнитного поля [*Hu*, 1982] и общепланетарной активности геомагнитного поля [*Погребников и др.*, 1984], магнитных бурь [*Zhang et al.*, 1988]. Триггерное воздействие на процессы подготовки землетрясений могут оказывать взаимодействие магнитосферы Земли с корпускулярными потоками, возникающими в периоды хромосферных вспышек на Солнце [*Simpson*, 1968; *Барсуков*, 1984; *Mazzarella, Palumbo*, 1988, 1989; *Тимашев*, 1991; 1993в; 1996], и различные атмосферные процессы [*Сытинский*, 1979, 1982; *Оцу*, 1980; *Гальперина, Чичасов*, 1992; *Гальперина и др.*, 1992]. Высказывалась даже гипотеза, что перестройка термобарических полей является необходимым условием возникновения землетрясений [*Сытинский*, 1979]. Подтверждением возможности подобной взаимообусловленности могут служить сообщения последних лет об экспериментально наблюдавшейся связи между резкими перепадами атмосферного давления и повышением уровня сейсмичности и вулканизма [*Walker*, 1988, 1995; *Namias*, 1989].

Для многих регионов мира отмечено триггерное воздействие лунно-солнечных приливов на возникновение землетрясений. Наиболее отчетливо связь с приливами проявляется для сильных землетрясений, причем коэффициенты корреляции могут достигать весьма высоких значений [*Palumbo*, 1986]. С точки зрения существования реальной связи приливов с землетрясениями важные результаты получены в работе [*Zugravescu et al.*, 1988]: для землетрясений зоны Вранча установлена приуроченность землетрясений с определенными механизмами очагов к характерным фазам приливов. В частности, при максимальных значениях приливных возмущений происходят землетрясения с плоскостью разрыва, параллельной простиранию Карпатской дуги, а при минимальных – перпендикулярной. При этом ориентация главных осей сжатия почти горизонтальна в обоих рассматриваемых случаях. Установлены приуроченность очагов сильных землетрясений к местам максимальных амплитуд приливных возмущений [*Гарагаш, Жантаев*, 1989], повторяемость картины изменений характера приливов для землетрясений, происходящих в одном и том же месте [*Liu*, 1988].

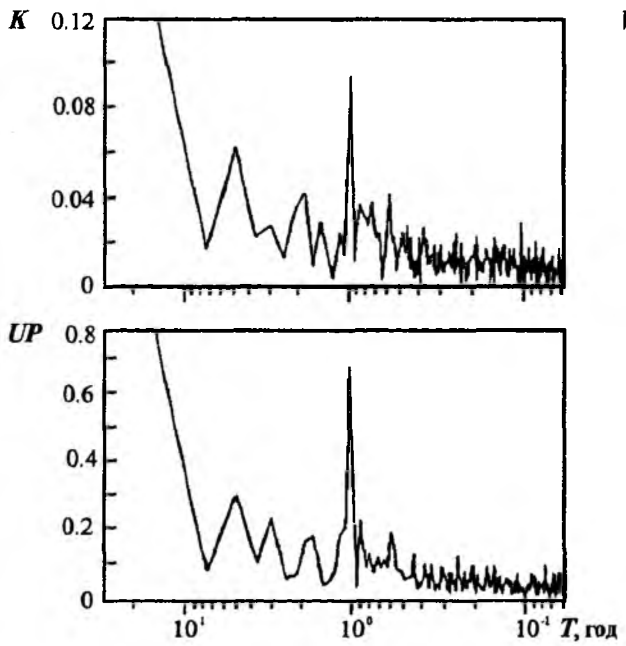
В ряде работ показано, что реакция среды на внешние воздействия изменяется во времени, причем чувствительность среды к ним возрастает в период подготовки сильных землетрясений. Так, перед сильными землетрясениями увеличение количества слабых толчков в регионе наблюдается вблизи сизигий и совпадают во времени с магнитными бурями, падениями атмосферного давления и другими внешними воздействиями [*Qin, Bai*, 1989]. В эти же периоды времени наблюдаются аномалии реакции деформационного процесса земной коры на атмосферные осадки [*Yamauchi*, 1987], уровня атмосферных вод на изменение атмосферного давления [*Li, Zhang*, 1990].

Увеличивается отклик среды в виде роста высокочастотного сейсмического шума на ветровые воздействия [*Смирнов, Черепанцев*, 1991], ряд параметров начинает проявлять чувствительность к приливным напряжениям [*Qian et al.*, 1990]. Отметим также, что с течением времени может изменяться чувствительность различных геофизических полей не только к внешним воздействиям, но и к процессам изменения напряженного состояния горных пород, происходящим в период подготовки землетрясений [*Igarashi et al.*, 1990].

В качестве иллюстрации возможного влияния внешних воздействий на сейсмический процесс на рис. 2.3 приведены спектры временных рядов различных параметров микросейсмичности ($K \leq 6$, или $M \leq 0$), наблюдавшейся в окрестности сейсмических станций Гармского геофизического полигона в Таджикистане, в сопоставлении со спектром вариаций угловой скорости вращения Земли (*VE*) [*Рулев*, 1991]. Наблюдаемое определенное сходство спектров позволяет признать вполне возможной причинно-следственную связь между режимом микросейсмичности и вариациями угловой скорости вращения Земли.

Особо нужно выделить наблюдавшееся в ряде случаев спровоцированное повышение сейсмической активности и возникновение сильных землетрясений в результате упругих колебаний сейсмогенного объема, обусловленных сейсмическим излучением от удаленных сильных землетрясений и взрывов [*Николаев, Верещагина*, 1991а,б; *Прозоров*, 1993].

Во всех упомянутых выше случаях на контролируемые объемы геофизической среды воздействуют крайне слабые по величине деформации, не способные сами по себе привести к сколько-нибудь заметным изменениям величин внутренних параметров в рамках традиционных представлений о линейно-упругой континуальной среде. Факт существования реально наблюдаемых изменений геофизических величин заставляют отдать предпочтение модели среды в виде неравновесной неустойчивой системы. Такая система при определенных начальных условиях может спонтанно переходить из одного квазиустойчивого состояния с одним распределением значений внутрен-



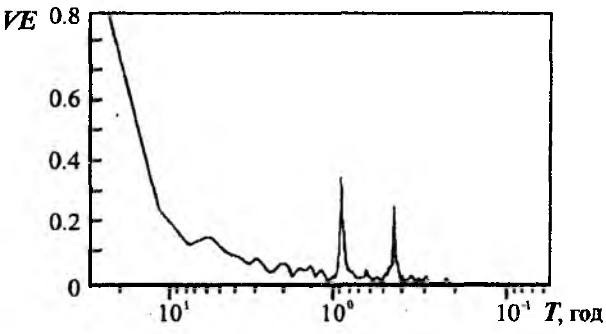


Рис. 2.3. Спектры временных рядов различных параметров микросейсмичности (*K* – средний энергетический класс землетрясений, *UPC* – параметр эмиссии микроземлетрясений) в сопоставлении со спектром вариаций угловой скорости вращения Земли (*VE*) [*Рулев*, 1991]

них параметров в другое квазиустойчивое состояние с иным распределением этих параметров, причем такой переход осуществляется всего лишь за счет малых начальных флуктуаций значений параметров системы, которые могут быть обусловлены как внутренними причинами, так и крайне слабыми внешними воздействиями.

Кроме того, эти малые флуктуации могут стать источником структурной эволюции системы при переходе ее из одного неустойчивого состояния в другое, что, например, имеет место в ряде случаев, описанных в гидродинамике и биохимии [*Winfree*, 1974, 1977; *Benjamin*, 1978; *Thompson*, 1975; *Томпсон*, 1985; *Mackley*, 1978]. Исследование эволюции неравновесных динамических систем составило основу активно развивающихся в последние годы теорий катастроф [*Thompson*, 1975; *Томпсон*, 1985; *Woodcock, Davis*, 1978; *Postle*, 1980; *Stewart*, 1981; и др.] и самоорганизации систем [*Николис, Пригожин*, 1979, 1990; *Пригожин*, 1985; *Пригожин, Стенгерс*, 1986; *Haken*, 1981, 1982; *Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Экман*, 1984; *Росслер*, 1984; *Смоэс*, 1984; *Синергетика*, 1985; *Осипов*, 1986; *Campbell*, 1987a,b; и др.]. Земля как открытая термодинамическая система и конкретные физические механизмы реализации космическо-земных связей рассматриваются с указанных позиций в работах А.А.Бердыева и В.А.Мухаммедова [1987], С.Ф.Тимашева [1991; 1993в; 1996] и др.

2.2.2. Самоорганизация и детерминированный хаос

Следует более подробно остановиться на разработанной в последние годы П.Баком с коллегами [*Bak et al.*, 1987, 1988, 1989; *Bak, Tang*, 1989; *Бак, Чэн*, 1991] концепции *самоорганизованной критичности*, широко используемой для описания такого природного процесса, как сейсмичность [*Nakanishi*, 1990, 1991; *Scholz*, 1991; *Narkounskaia, Turcotte*, 1992; *Turcotte*, 1994]. Эта концепция была разработана в применении к модельной природной системе, находящейся в критически стабильном состоянии, когда при любых возмущениях система естественным образом возвращается к этому состоянию. Подобное состояние оказывается свойственным для больших, состоящих из взаимодействующих элементов, т.е. интерактивных, систем, которые постоянно самоорганизуются, стремясь достичь некоторого критического состояния, в котором даже самое малое по величине событие способно вызвать цепную реакцию, иногда приводящую к катастрофе. Вся "жизнь" этого критически стабильного состояния выглядит как непрерывная цепь более или менее значительных событий, или "катастроф", не приводящих, однако, к переходу системы в качественно иное состояние.

В оригинальной модели самоорганизованной критичности рассматривалась двухмерная сетка квадратных ячеек, в которые случайным образом складывались частицы до тех пор, пока в одной из ячеек число частиц не достигало четырех. Такая ячейка считалась нестабильной, и все четыре частицы распределялись по четырем соседним ячейкам. Если в любой из них при этом число частиц становилось равным четырем или более, частицы перераспределялись аналогичным образом. Покидать пределы системы частицы могли лишь на краях сетки. В устойчивом состоянии число частиц в ячейках сетки флуктуировало около некоторого среднего значения, которое значительно меньше, чем максимально возможное число $3N^2$.

Физический аналог такой модели – обычная песочная куча на квадратной подставке, с которой отдельные песчинки могут скатываться за пределы подставки. При подсыпании отдельных песчинок на подставку достигался предельно критический профиль песочной кучи, который в дальнейшем оставался в среднем неизменным – сколько бы песчинок ни добавлялось и сколько бы их ни покидало ее пределы.

Поведение обеих моделей характеризуется статистическим распределением числа событий по их величине. Эквивалент размера неустойчивого события в случае умозрительной модели – число нестабильных ячеек, а в случае песочной кучи – количество песчинок, покидающих квадратную подставку. Подобная система, оказываясь неустойчивой во многих различных местах, тем не менее проявляет абсолютную устойчивость этого критического состояния. При этом частицы (или энергия) поступают в систему постоянно, но расходуются дискретно в виде набора событий, которые удовлетворяют степенной фрактальной статистике распределения частоты событий по их величинам.

В этом смысле сейсмичность представляет собой классический пример природной системы, которая имеет ярко выраженные признаки самоорганизованной критичности. Здесь есть постоянный подток энергии за счет относительных движений тектонических плит. Наиболее легкая для наблюдения форма диссипации этой энергии через сейсмические события подчиняется степенным фрактальным закономерностям, что проявляется в соответствующем распределении землетрясений по энергиям.

Таким образом, роль флуктуаций во времени величин геофизических параметров может при ближайшем рассмотрении оказаться гораздо шире, чем их предикторное значение, приписываемое им в рамках традиционного подхода к исследованию сейсмотектонического процесса в целях поиска путей решения проблемы прогноза землетрясений. Плодотворность использования теории катастроф и теории самоорганизации систем в геофизике практически подтверждена в работах [*Гольдштейн, Осипенко*, 1978, 1992; *Turcotte*, 1986, 1989b, 1991, 1994; *Huang, Turcotte*, 1990a,b; *Narkounskaia, Turcotte*, 1992; *Huang et al.*, 1992; *Рыкунов и др.*, 1986, 1987; *Hirata et al.*, 1987; *Hirata*, 1989a; *Хаврошкин и др.*, 1987; *Хаврошкин, Цыплаков*, 1988; *Садовский, Писаренко*, 1989, 1991; *Гейликман, Писаренко*, 1989; *Liu et al.*, 1989; *Соболев, Асатрян*,1990; *Асатрян, Соболев*, 1991; *Nakanishi*, 1990, 1991; *Scholz*, 1991; *Schroeder*, 1991; *Kagan*, 1992; и др.]

По-видимому, следует признать, что случайность и хаос, возникающие в сложной геофизической системе и проявляющиеся в хаотической колебательной структуре временных вариаций геофизических полей, представляют собой неотъемлемые свойства системы. При этом опыт геофизических исследований и жизненный опыт существования человечества на планете Земля вполне позволяют рассматривать эту систему как детерминированное образование с определенной временной эволюцией. Тем самым мы сталкиваемся здесь с симбиозом порядка и хаоса, который, как показали исследования последних лет, является наиболее яркой характеристикой эволюции многих неустойчивых динамических систем. Для понимания таких свойств эволюции необходимо установить возможные причины перехода от детерминированного поведения системы к хаотическому состоянию.

В последнее время эта проблема активно изучается во всем мире. Вопросам развития теории, предназначенной для описания систем, находящихся в критическом состоянии, и известной как "теория детерминистского (или детерминированного) хаоса", посвящено значительное количество публикаций [*Ruelle, Takens*, 1971; *Николис, Пригожин*, 1979, 1990; *Пригожин, Стенгерс*, 1986; *May*, 1979; *Pomeau, Manneville*, 1980; *Chaos...*, 1981; *Evolution...*, 1982; *Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Campbell*, 1987a,b; *Bak et al.*, 1987, 1988, 1989; *Шустер*, 1988; *Нелинейные...*, 1989; и др.]. Разработаны модели перехода детерминированной динамической системы от упорядоченного поведения к хаотическому [*Ruelle, Takens*, 1971; *Newhouse et al.*, 1978; *Feigenbaum*, 1978; *Manneville, Pomeau*, 1979; *Pomeau, Manneville*, 1980; *Шустер*, 1988; *Федер*, 1991; и др.]. Эти представления могут способствовать более глубокому пониманию сложной колебательной структуры наблюдаемых временных реализаций различных параметров как проявлений эволюции нелинейной геофизической системы, находящейся в критическом состоянии.

Прежде чем рассматривать возможные сценарии перехода нелинейных динамических систем от устойчивого состояния к детерминированному хаосу определим характеристики эволюции такой системы в фазовом пространстве ее переменных.

2.2.3. Эволюция неравновесной динамической системы в фазовом пространстве ее переменных

Эволюция неравновесной динамической системы может быть описана в общем виде уравнениями типа

$$dX_i/dt = F_i(\{X_i\},c) \ , \tag{2.1}$$

где $X_i=[X_1, X_2, ..., X_n]$ – макроскопические переменные состояния системы, F_i – нелинейная функция, которая может произвольным образом зависеть от переменных X_i, c – некоторый внешний управляющий параметр.

В силу разнообразия естественных процессов можно ожидать, что структура функций F_i будет весьма специфически зависеть от характера рассматриваемой системы, а также от типа протекающих в ней процессов. Один из примеров такой зависимости – возможность существования равновесного состояния в отсутствие внешних воздействий при любом виде функций F_i. Поскольку равновесие является стационарным состоянием, отсюда следует

$$F_i(\{X_{eq}\}, c_{eq})=0 \ . \tag{2.2}$$

В более общем случае для неравновесного стационарного состояния можно написать

$$F_i(\{X_s\}, c_s)=0 \ . \tag{2.3}$$

На вид функций F_i могут налагаться определенные ограничения, вытекающие, например, из требования положительности температуры для тепловой конвекции или химической концентрации для протекания химических реакций, полученных как решение соответствующих уравнений. Ясно, что в эволюционирующей системе эти условия могут выполняться только в том случае, если уравнения (2.1) неинвариантны по отношению ко времени, т.е. при обращении знака времени в неравновесной диссипативной системе по меньшей мере одна из функций скоростей F_i, соответствующая четной переменной X_i, должна содержать неинвариантную часть, в то время как функция скорости F_j, соответствующая нечетной переменной X_j, должна содержать часть, меняющую знак при обращении времени. Поэтому в неравновесной диссипативной системе уравнения (2.1) должны рассматриваться совместно с условиями "четности" или "нечетности" переменных X_i. Этот важный момент показывает, что реальные физические системы с математической точки зрения скорее могут рассматриваться как весьма нетипичные.

Эволюцию во времени любой динамической системы можно описать с помощью представления о движении точки, в какой-то степени изображающей мгновенное состояние системы, в фазовом пространстве переменных X_i. Наше восприятие мира устроено так, что удобнее всего работать с фазовым пространством, содержащим конечное небольшое число переменных. Обычно рассматривают фазовые пространства с размерностью не более 3.

Вслед за Г.Николисом и И.Пригожиным [1979, 1990] рассмотрим в трехмерном фазовом пространстве переменных X_1, X_2, X_3 поведение системы, описываемой системой уравнений (2.1). Первый тип траектории системы в таком фазовом пространстве соответствует нулевым скоростям:

$$dX_1/dt = ... = dX_n/dt = 0\ . \qquad (2.4)$$

Такие траектории в фазовом пространстве являются вырожденными и представляются неподвижными точками (см., например, точку P на рис. 2.4). Если условия (2.4) не выполняются, изображающая точка будет двигаться вдоль некоторой траектории в фазовом пространстве (кривая (a) на рис. 2.4).
Элемент пути вдоль этой траектории, соответствующий смещениям по отдельным осям (dX_1,...,dX_n), определяется соотношением

$$ds = \sqrt{\sum_k dX_k^2} = \sqrt{\sum_k F_k^2 dt}\ .$$

Проекции этого элемента на каждую из осей фазового пространства можно найти из соотношения

$$dX\alpha/ds = F\alpha \sqrt{\sum_k F_k^2 dt}\ . \qquad (2.5)$$

Это соотношение определено везде, где $\sum_k F_k^2 \neq 0$, и такие точки называются

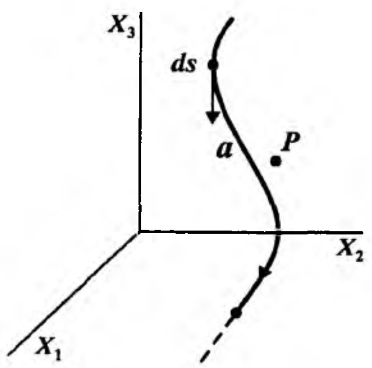


Рис. 2.4. Описание динамической системы в фазовом пространстве ее параметров X_i [*Николис, Пригожин*, 1990]

P – неподвижная точка; a – участок фазовой траектории; ds – элемент пути вдоль этой траектории, $ds=\sqrt{\sum_k dX_k^2}$

регулярными. Напротив, в неподвижных точках касательная к траектории не определена в силу одновременного обращения в нуль всех F_i. По этой причине неподвижные точки можно также назвать особыми точками решения системы уравнений (2.1). Множество неподвижных точек и траекторий в фазовом пространстве образует *фазовый портрет* динамической системы.

Важную роль в определении структуры фазового портрета играет теорема единственности решений системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Если говорить о представлении системы в фазовом пространстве, то эта теорема автоматически исключает возможность пересечения двух траекторий в любой регулярной точке. Другая заметная особенность фазового портрета – наличие или отсутствие *инвариантных множеств*. Этим термином обозначаются находящиеся в фазовом пространстве ограниченные объекты, которые в ходе описываемой уравнениями (2.1) эволюции системы отображаются сами на себя. Тривиальный пример инвариантного множества – совокупность неподвижных точек. Другой пример – замкнутая кривая в фазовом пространстве типа кривых (*a*) на рис. 2.5, представляющих движение маятника. Находясь на такой траектории, система вновь и вновь проходит через одни и те же состояния. Иными словами, замкнутая траектория в фазовом пространстве соответствует периодическому движению.

Проиллюстрируем эти две особенности на примере динамических систем в двухмерном фазовом пространстве. Допустим, что рассматриваемое фазовое пространство содержит лишь два инвариантных множества – замкнутую кривую и находящуюся внутри нее неподвижную точку (см. рис. 2.5). По теореме единственности траектория, начинающаяся внутри кривой, останется там навсегда, так как в противном случае она пересекла бы эту кривую. Кроме того, самопересечения такой траектории запрещены той же теоремой. Тогда возможными выходами остаются либо движение по кривой, стремящейся к неподвижной точке *P* (рис. 2.5, *а*), либо движение по кривой, стремящейся к замкнутой кривой (рис. 2.5, *б*). Заметим, что обе эти возможности

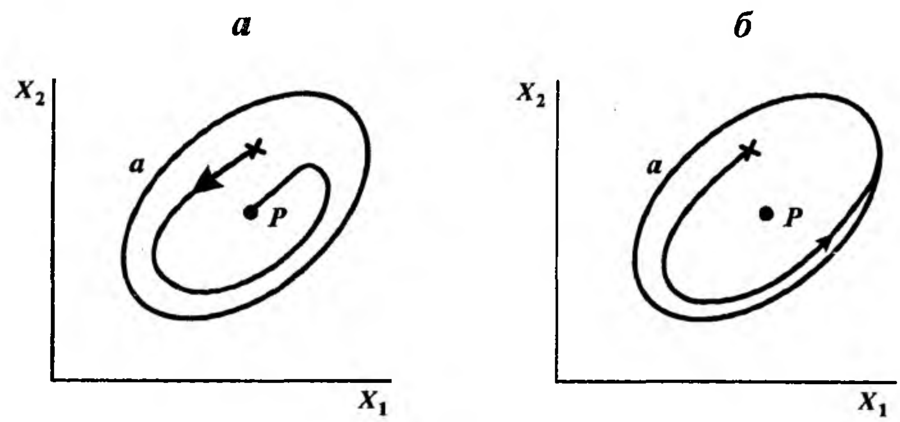


Рис. 2.5. Роль инвариантных множеств и непересечения траекторий в структуре фазового портрета [*Николис, Пригожин*, 1990]

Предполагается, что единственными инвариантными множествами являются замкнутая кривая (*a*) и неподвижная точка (*P*). Отсюда следует, что фазовая траектория, выходящая из точки внутри кривой (*a*), обязана соответствовать одному из двух типов движения, представленных на рисунке нарушают симметрию при обращении времени и, следовательно, могут реализоваться лишь в диссипативных (но не консервативных) системах.

Оба указанных состояния системы называются *аттракторами*. В первом случае система имеет устойчивое равновесие с устойчивым аттрактором в точке P. Во втором случае траектории системы в конце концов закончатся на замкнутой кривой (рис. 2.5,б), которая называется *предельным циклом*. Находясь в состоянии предельного цикла, система проходит одну и ту же последовательность состояний, т.е. демонстрирует периодическое поведение (периодические колебания). Таким образом, асимптотически устойчивый предельный цикл представляет собой *периодический аттрактор*. Вследствие своей устойчивости он не поддается разрушительному действию возмущений и тем самым может служить естественным прототипом наблюдаемых в природе ритмических явлений.

В приведенном примере предельный цикл асимптотически устойчив. При наличии в фазовом пространстве нескольких инвариантных множеств становятся возможными и другие конфигурации. Например, кривая может оказаться орбитально неустойчивой, и вытолкнутые с нее траектории могут устремиться к другому предельному циклу или неподвижной точке.

Для трехмерных систем и систем более высокого порядка налагаемые указанными особенностями ограничения оказываются значительно более слабыми, поскольку траектории в многомерных пространствах имеют гораздо больше возможностей избегать друг друга, проскальзывая в зазорах, и оставаться между инвариантными множествами. Благодаря этой дополнительной гибкости появляются новые типы динамического поведения систем, из числа которых далеко не на последнем месте стоит возникновение хаотической, турбулентной динамики, состояние которой в фазовом пространстве переменных описывается хаотическим странным аттрактором. К обсуждению последнего мы обратимся несколько позже.

Для изображения динамики системы, фазовое пространство которой трехмерно, используют возможность, найденную французским математиком Анри Пуанкаре. Изображение динамики системы или построение ее фазового портрета сводится к двухмерному рассмотрению точек пересечения A, B, ... фазовой траектории L с плоскостью S, трансверсально ее рассекающей (рис. 2.6).

Когда траектория выходит из некоторой точки A, принадлежащей секущей плоскости S, она отслеживается до тех пор, пока снова не пересечет поверхность S в новой точке. Поскольку существенные свойства траектории сохраняются как соответствующие свойства множества точек пересечения с плоскостью S, трехмерная непрерывная задача формально сводится к исследованию двухмерного отображения. С течением времени точки пересечения начнут сгущаться, и по тому, где это произойдет, можно получить представление о трехмерном аттракторе, поскольку по существу будет получено сечение такого аттрактора. Плоскость S называется секущей поверхностью Пуанкаре, а характер расположения точек пересечения с нею траектории эволюции системы соответствует так называемому отображению Пуанкаре. Пример такого отображения для траекторий различного поведения детерминированных и хаотических динамических систем приведен на рис. 2.7.

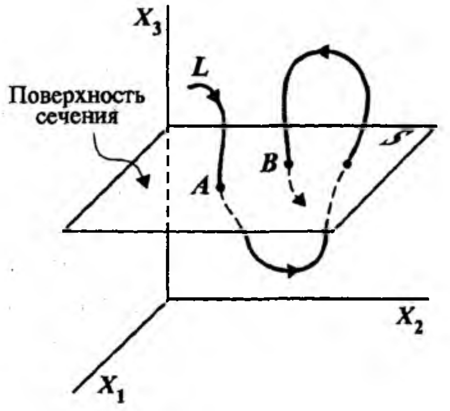


Рис. 2.6. Пример отображения Пуанкаре траектории L эволюции динамической системы в фазовом пространстве трех ее параметров [*Grebogi et al.*, 1987]

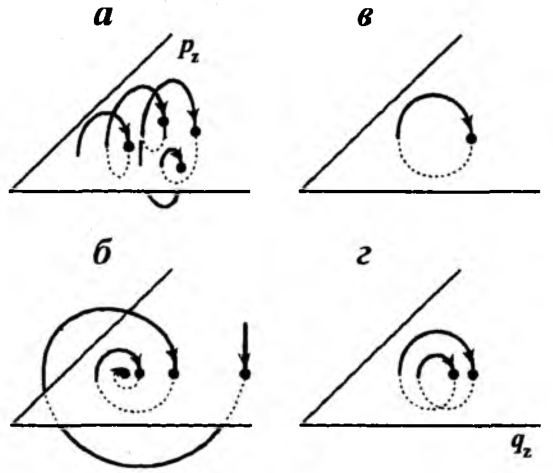


Рис. 2.7. Пример отображения Пуанкаре качественно разных траекторий поведения систем [*Шустер*, 1988]:

а – хаотическое движение; *б* – движение к неподвижной точке; *в* – цикл; *г* – цикл удвоенного периода

Заметим, что в таком представлении динамика системы выглядит как некоторое рекуррентное соотношение с дискретным временем, поскольку интервалы времени между последовательными пересечениями поверхности S фазовой траекторией конечны. Вводя на плоскости S соответствующую систему координат (x, y), это рекуррентное соотношение можно записать в виде

$$x_{n+1} = f(x_n, y_n); \; y_{n+1} = g(x_n, y_n) \, . \tag{2.6}$$

Ниже мы рассмотрим результаты расчетов огромного количества итераций на основе этого соотношения, выполненных М.Хеноном [*Henon*, 1976] с целью демонстрации структуры сечения Пуанкаре хаотического *странного аттрактора*, и обсудим наиболее характерные свойства последнего.

2.2.4. Хаотический странный аттрактор

М.Хенон [1976] провел элегантное исследование тонкой структуры хаотической динамики модельного аттрактора, точки сечения Пуанкаре которого находятся по правилу:

$$x_{n+1} = \alpha - x_n^{\,2} + \beta y_n; \qquad y_{n+1} = x_n \, . \tag{2.7}$$

Здесь x и y – координаты точек пересечения траекторий эволюции системы с плоскостью сечения Пуанкаре фазового пространства, а α и β – задаваемые внешние параметры системы. Проведенные М.Хеноном расчеты (насчитывающие 10^6 итераций) показали, что в пространстве (x, y) последовательные точки сечения Пуанкаре образуют весьма необычные структуры, даже в грубом приближении не напоминающие простые инвариантные множества, подобные изображенным на рис. 2.5. Пока число итераций не очень велико, можно только заметить, что точки группируются вдоль нескольких почти параллельных кривых (рис. 2.8,*а*). По мере роста количества итераций точки пересечения траектории аттрактора с плоскостью Пуанкаре все плотнее заполняют эти кривые, причем последовательные точки вовсе не соседствуют друг с другом, а располагаются почти в случайном порядке (рис. 2.8,*а*,*б*). Одновременно выясняется, что каждая кривая на самом деле состоит из нескольких близких почти параллельных кривых. Разумеется, чтобы разрешить эти кривые, общее количество точек должно быть достаточно большим (рис. 2.8,*б*,*в*).

Последний график из этой серии (рис. 2.8,*г*) соответствует 10^6 итерациям, и только небольшая часть точек из области T предыдущего графика (рис. 2.8,*в*) попадает здесь в равновеликий квадрат (x, y). Первоначальная единая линейная последовательность точек из области S на рис. 2.8,*б* по мере увеличения числа итераций распадается сначала на две кривые (рис. 2.8,*в*),

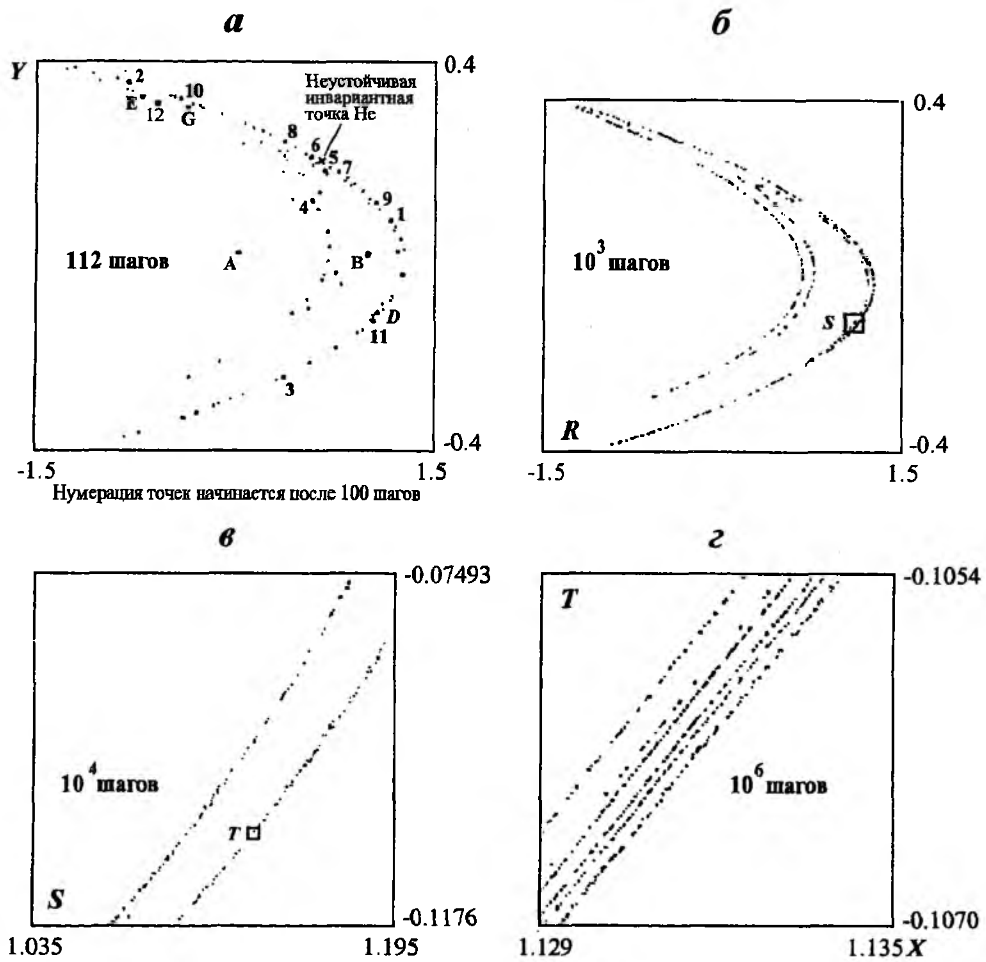


Рис. 2.8. Отображения Пуанкаре траекторий странного аттрактора согласно М.Хенону [*Томпсон*, 1985]

а – странный аттрактор после 112 шагов, последовательность начинается в точке A; *б* – то же после 1000 шагов, последовательность начинается в точке He; *в* – увеличение последовательности из квадрата S; *г* – то же из квадрата T

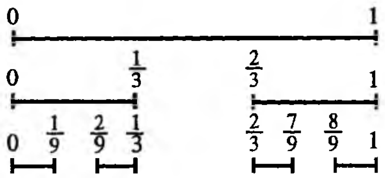


Рис. 2.9. Возможная конструкция канторовского множества

Множество Кантора, или "канторова пыль", представляет собой закрытый набор точек, которые остаются в пределе в результате повторяющегося процесса выбрасывания средней трети остающихся от последовательного деления на три части единичного отрезка и его последующих частей

каждая из которых затем вновь распадается на шесть параллельных линейных последовательностей точек (рис. 2.8,*г*), и ясно видно из их толщины, что дальнейшее увеличение масштаба вновь приведет к еще более мелкому расщеплению. Иными словами, количество кривых, изображающих на рис. 2.8 последовательность пересечений траектории аттрактора с плоскостью сечения Пуанкаре, неограниченно растет по мере увеличения масштаба рассмотрения. Каждая видимая кривая на более детальном масштабном уровне на самом деле состоит из бесконечного числа квазипараллельных кривых; при этом сами линии состоят из бесчисленного набора дискретных точек. Тем самым размерность множества, представляющего собой такой аттрактор, оказывается меньше размерности вмещающего это множество фазового пространства, что свойственно фрактальным объектам. Фрактальной является как поперечная структура сечения Пуанкаре, так и, очевидно, трехмерное отображение исследованного М.Хеноном аттрактора.

Фракталы и фрактальные множества подробно обсуждаются в гл. 3. Сейчас же приведем лишь один из возможных примеров такого множества в виде множества Кантора (или "канторовой пыли"), занимающего промежуточное положение между точкой с топологической размерностью 0 и линией с топологической размерностью 1. Одна из возможных конструкций множества Кантора изображена на рис. 2.9.

Поясним способ построения этого множества. Отрезок единичной длины ([0,1]) разбивается на три равные части, и средняя треть выбрасывается. В каждом из двух оставшихся отрезков снова проводится разбиение на три равные части и выбрасывается средняя треть. Эта самоподобная процедура деления и отбора продолжается до бесконечности. Полученное в пределе несчетное множество изолированных точек не имеет длины, т.е. это множество меры нуль, поскольку суммарная длина изъятых из этого множества отрезков в процессе последовательного деления целого отрезка [0,1] равна единице:

$$1/3 + 2/9 + 4/27 + 8/81 + \ldots + 2^n/3^n = 1\ .$$

Однако размерность этого множества не равна нулю, а заключена между 0 и 1 или, точнее, равна 0.6309, доказательство чего мы приведем позже в гл. 3 при обсуждении *фрактальных множеств*.

Таким образом, рассмотренный М.Хеноном модельный аттрактор, строение которого определяется полностью детерминированными уравнениями (2.7), имеет фрактальную, самоподобную структуру, аналогичную структуре множества Кантора, самоподобие которого очевидно из рассмотрения рис. 2.9, где каждый элемент более мелкого ранга устроен в точности таким же образом, как и элемент предыдущего ранга. Как видим, в рассматриваемом случае моделирования детерминированного хаоса аттрактором Хенона верно утверждение, что одним из свойств детерминированного хаоса является фрактальность.

Фрактальная размерность отображения аттрактора Хенона на плоскости нецелочисленна и заключена между 1 и 2, ближе к 1. Так, при конкретных значениях $\alpha = 1.4$ и $\beta = 0.3$ фрактальная размерность $d = 1.26$. Такой аттрактор, имеющий сложную структуру с нецелочисленной размерностью фазового пространства, называют *странным*.

Приведем примеры хаотических странных аттракторов, характеризующих эволюцию конкретных *нелинейных диссипативных систем*. Термин "диссипативный" означает, что произвольно выбранный в фазовом пространстве $\{X\}$ элементарный объем V, ограниченный поверхностью S, в процессе эволюции сжимается. При этом поверхность S перемещается так, что каждая точка движется по траектории, определяемой системой дифференциальных уравнений первого порядка типа (2.1). В качестве одного из примеров такой нелинейной диссипативной динамической системы можно указать модель Е.Лоренца, определенную в виде трех дифференциальных уравнений, описывающих конвекцию в атмосфере [*Lorenz*, 1963]:

$$\begin{aligned} dX/dt &= \sigma(Y - X)\ ; \\ dY/dt &= -\,XZ + rX - Y\ ; \\ dZ/dt &= XY - bZ\ . \end{aligned} \tag{2.8}$$

В приложении к температурной конвекции в атмосфере dX/dt измеряет величину начальной конвекции; dY/dt и dZ/dt – горизонтальную и вертикальную вариации температуры; σ – номер Прайдтля, r – число Рэлея; b (не равное 1) отражает тот факт, что горизонтальная и вертикальная структуры температуры в большинстве случаев изменяются не одинаковым образом.

Для уравнений Лоренца трехмерный фазовый поток имеет постоянную отрицательную дивергенцию:

$$dV/dt = -\,(\sigma+1+b)V < 0 \quad (\sigma>0,\ b>0)\ . \tag{2.9}$$

Это означает, что любой фазовый объем системы сжимается со временем по экспоненциальному закону $V(t)=V(0)e^{\{-(\sigma+1+b)t\}}$ к некоторому поднабору фазового пространства – аттрактору. В простейших случаях, обсуждавшихся в предыдущем разделе (см. рис. 2.7), все фазовые траектории системы стягиваются либо в точку с размерностью фазового пространства 0, либо к замкнутой кривой, называемой предельным циклом, с размерностью фазового пространства, равной 1. Первый случай для рассматриваемой модели соответствует устойчивому равновесию атмосферы, второй – установившимся регулярным колебаниям в ней. Для случая же турбулентного состояния атмосферы аттрактор имеет гораздо более сложную структуру с нецелочисленной размерностью фазового пространства, значение d которой заключено в диапазоне $2 < d < 3$, т.е. поток трехмерной системы Лоренца распадается на множество точек, объем которого в трехмерном пространстве равен 0. Отсюда следует, что рассматриваемый аттрактор является *странным*. На рис. 2.10 приведено изображение странного аттрактора для обсуждаемой модели Лоренца (2.8) при r=28, σ=10, b=8/3.

Внутри такого странного аттрактора траектории блуждают явно нерегулярным образом, и к тому же они чрезвычайно чувствительны к незначитель-

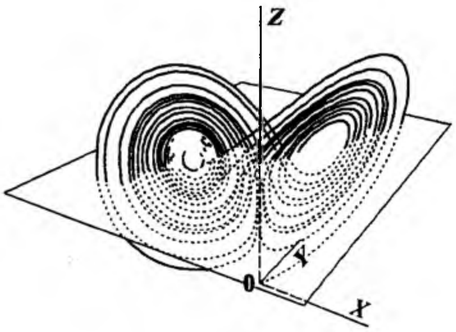


Рис. 2.10. Странный аттрактор для модели атмосферной конвекции Лоренца [*Шустер*, 1988]

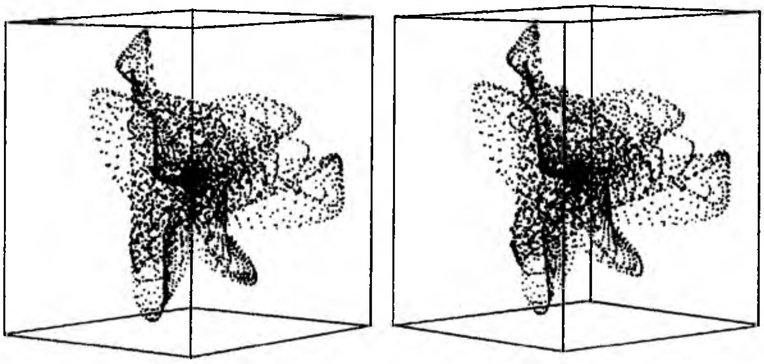


Рис. 2.11. Стереоскопическое изображение фазового портрета (*странного аттрактора*) неоднородностей скорости деформирования для компоненты Y при численном моделировании [*Ord*, 1994].

тельным вариациям начальных условий в состоянии системы. Это свойство является определяющим при формировании структуры *хаотического* аттрактора. М.Хенон [1976] показал, что две траектории, выпущенные из рядом расположенных точек в фазовом пространстве системы, разбегаются экспоненциально и что зависимость расстояния r между точками, принадлежащими разным траекториям, от количества итераций очень скоро приобретает вид *белого шума*, т.е. положения траекторий становятся по существу независимыми. Отсюда со всей очевидностью следует невозможность долгосрочного предсказания поведения сложной динамической системы, сколь бы хорошо и полно мы ни знали совокупность начальных условий ее состояния.

На рис. 2.11 приведено трехмерное стереоскопическое изображение другого странного аттрактора, характеризующего поведение во времени компоненты Y скорости деформации горной породы, полученное А.Ордом [*Ord*, 1994] путем численного моделирования процесса деформирования горных пород при изучении фрактальной геометрии структурных геологических образований.

Аналогичные хаотические фазовые портреты в виде странных аттракторов – сложных изображений траекторий движения системы в фазовом пространстве (в противовес точке или замкнутой кривой для обычных аттракторов), имеющих нецелочисленную размерность, меньшую размерности соответствующего фазового пространства, – наблюдались для сравнительно простых нелинейных динамических систем в трехмерном фазовом пространстве, не говоря уже о системах с существенно большей размерностью фазовых пространств [*Николис, Пригожин*, 1979, 1990; *Синай, Шпильников*, 1981; *Grassberger*, 1983; *Grassberger, Procaccia*, 1983a,b; *Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Томпсон*, 1985; *Campbell*, 1987a,b; *Шустер*, 1988]. По этому поводу нам представляется уместным привести довольно пространную цитату из работы [*Томпсон*, 1985, с.166], посвященную описанию свойств странного аттрактора: "Открытие Лоренцом странных аттракторов при изучении чрезвычайно простых автономных динамических систем вызвало большой интерес, поскольку эти аттракторы порождают хаотическое и по существу случайное поведение хорошо определенной детерминистической модели... Подобно тому, как колебание является типичным поведением динамических систем с двухмерным фазовым пространством, так хаос может быть типичным поведением систем с трехмерным фазовым пространством или с фазовым пространством большей размерности. О.Росслер [*Rossler*, 1979] определяет хаос как "...бесконечное число неустойчивых периодических траекторий и несчетное число непериодических, повторяющихся траекторий". Таким образом, странные аттракторы могут оказывать значительное влияние на моделирование случайного поведения, поскольку сейчас видно, что нет необходимости в стохастических моделях во всех случаях, когда поведение системы носит случайный характер". И далее [*Томпсон*, 1985, с.167]: "...одной из особенностей странного аттрактора является то, что система может совершить внезапный скачок после длительного периода кажущегося состояния покоя. Кроме того, следует тщательно следить за известной чувствительностью странного аттрактора к вариациям начальных условий, и требуется переосмысление понятий устойчивости и повторяемости".

В то же время, как мы уже видели при обсуждении расчетов М. Хенона, странные аттракторы имеют тонкую, фрактальную, самоподобную структуру, т.е. вполне очевидные элементы упорядоченности, отражающие вторую сторону дуализма поведения детерминированных динамических систем. Таким образом, самоподобие и иерархичность – как основные свойства фрактальности, присущие хаотическому странному аттрактору, – хорошо демонстрируют дуализм порядка и хаоса в структуре детерминированного хаоса.

2.2.5. Дуализм порядка и хаоса на примере явления турбулентности

Для демонстрации дуализма порядка и хаоса повторим мысленно хорошо известный опыт Бенара, объясняющий механизм тепловой конвекции в жидкости, используя при этом подробное описание этого эксперимента приведенное в [*Николис, Пригожин*, 1990].

Нагревая снизу жидкий слой, заключенный между двумя горизонтальными параллельными плоскостями, можно вывести систему из равновесия. Все дальше отклоняя систему от равновесия путем увеличения разности температур между верхней и нижней границами жидкости, можно увидеть, что внезапно, при некотором критическом перепаде температур, приходит в движение весь объем жидкости. Интерес состоит в том, что это движение оказывается далеко не случайным: жидкость неожиданно структурируется в виде небольших ячеек, получивших название *ячеек Бенара*, изображение которых приведено на рис. 2.12.

Качественное объяснение наблюдаемого явления тепловой конвекции заключается в следующем. Вследствие теплового расширения жидкость расслаивается, причем часть жидкости, находящаяся ближе к нижней плоскости, характеризуется пониженной плотностью по сравнению с верхними

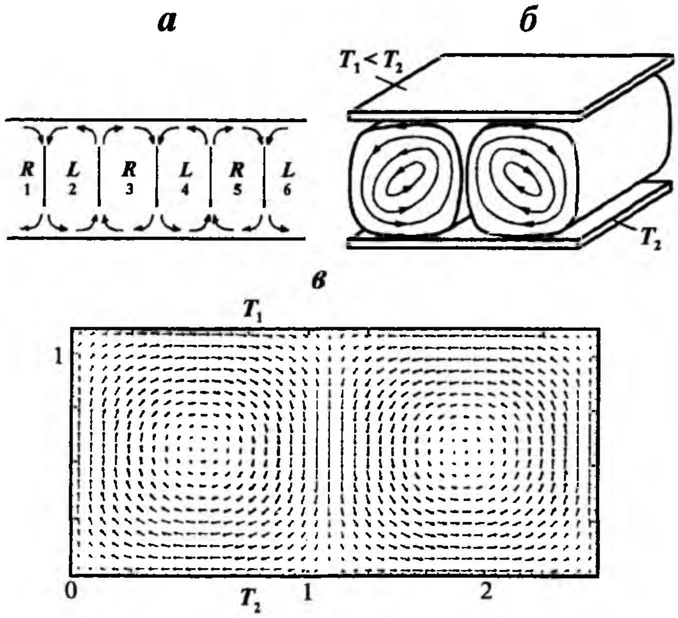


Рис. 2.12. Схематическое изображение образования конвективных ячеек в эксперименте Бенара по выяснению механизма тепловой конвекции

а – схема перемежающихся право- (R) и левовращающихся (L) ячеек Бенара; *б* – трехмерный рисунок двух соседних ячеек; *в* – изображение направления движения отдельных частиц жидкости в двух соседних ячейках

слоями. Это приводит к градиенту плотности, направленному противоположно силе тяжести. Легко понять, что такая конфигурация неустойчива, поскольку в жидкости могут возникать восходящие и нисходящие потоки, как это и наблюдается в реальном эксперименте.

Причина, по которой такие потоки не наблюдаются при очень малых перепадах температур, связана со стабилизирующим влиянием вязкости и теплопроводности жидкости. Вследствие вязкости в жидкости возникают внутренние силы трения, направленные против ее движения. Из-за теплопроводности разность температур между смещенной каплей жидкости и ее окружением стремится исчезнуть. Это объясняет существование критического значения перепада температуры, наблюдаемого экспериментально.

На рис. 2.12,б показано, насколько сложно возникающее движение: в некоторой точке жидкость движется вверх, проходит вдоль плоскости 1, затем идет вниз, движется мимо плоскости 2, идет опять вверх и т.д. Ячейки выстраиваются вдоль горизонтальной оси, причем жидкость в последовательных ячейках вращается то по часовой стрелке (R), то против нее (L).

Наиболее примечательны при таком внезапном переходе от простого поведения системы к сложному упорядоченность и согласованность поведения малейших элементов системы. Тот факт, что огромное число частиц жидкости демонстрирует подобное когерентное поведение, несмотря на случайное тепловое движение каждой из них, является одним из основных признаков, характеризующих возникновение упорядоченного сложного поведения неустойчивой динамической системы. Кроме того, как видно из рис. 2.12, жидкость структурируется в ячейки с попеременно право- и левовращательным движением. Однажды установившись, направление вращения в дальнейшем сохраняется, т.е. появление ячеистой структуры течения при превышении перепадом температур некоторого критического значения неизбежно и строго детерминированно.

Напротив, направление вращения в ячейках непредсказуемо и неуправляемо. Лишь случай в виде тех или иных возмущений, преобладавших в момент проведения эксперимента, решает, каким будет вращение в данной ячейке. В этом проявляется удивительное сосуществование *случайности* и *упорядоченности* в сложном турбулентном движении.

Вдали от равновесия, т.е. при существенном ограничении степеней свободы, система может приспосабливаться к своему окружению несколькими различными способами, и лишь случай решает каким. Тот факт, что из многих возможных вариантов выбран лишь один, придает системе своего рода "память" о прошлом событии, происшедшем в критический момент и оказавшем влияние на всю дальнейшую эволюцию.

Перейдем теперь к обсуждению возможных путей перехода от детерминированного поведения системы к хаосу.

2.2.6. Пути перехода к хаосу

В отличие от статических бифуркаций и бифуркаций типа предельного цикла механизмы возникновения хаотических аттракторов невозможно представить в некоторой универсальной, канонической форме, которая позволила бы прояснить роль соответствующих параметров. Вместо этого удается лишь выявить некоторые конкретные пути установления хаоса на основе закономерностей, полученных объединением некоторых общих рассуждений и опыта, приобретенного на многочисленных примерах моделирования. Не ясно, следствие ли это самой природы хаоса или же лишь временное затруднение, обусловленное сложностью задачи. Ситуация здесь сильно напоминает ту, которая имела место в науках о живой природе до появления биохимии и молекулярной биологии, когда основным подходом была *таксономия* – искусство классифицирования в группы и семейства.

В теории детерминированного хаоса известны по крайней мере три *сценария*, или пути, в соответствии с которыми нелинейные системы, имеющие одно устойчивое состояние и один управляющий параметр, могут стать хаотическими при изменении величины управляющего параметра (или внешнего воздействия на систему). Все эти пути имеют экспериментальное подтверждение. Существенно, что во всех случаях обнаруживается универсальность поведения, аналогичная равновесным фазовым переходам второго рода [*Ландау, Лифшиц*, 1976; *Паташинский, Покровский*, 1982]. Примером такой универсальности является, в частности, появление критических параметров, зависящих только от глобальных свойств системы (например, от размерности).

Важный результат, определяющий один из таких сценариев установления хаоса, был получен Д.Рюэлем и Ф.Такенсом [*Ruelle, Takens*, 1971] при исследовании проблемы турбулентности. Они показали, что двухмерный тор, соответствующий аттрактору, характеризующему квазипериодическое движение, оказывается достаточно устойчивым к малым возмущениям значений параметров. Однако в случае торов с размерностью три и более это не так. Они оказываются хрупкими объектами, которые, исчезая под действием малых возмущений, превращаются в структурно-устойчивые странные аттракторы, обладающие фрактальными свойствами. Д.Рюэль и Ф.Такенс [*Ruelle, Takens*, 1971], а позже С.Ньюхауз [*Newhause et al.*, 1978] показали, что уже после двух неустойчивостей на третьем шаге траектория системы в фазовом пространстве начинает притягиваться к ограниченной области фазового пространства, в которой первоначально близкие траектории экспоненциально расходятся, так что движение становится хаотическим. Такие переходы наблюдались в модельных системах и в эксперименте, главным образом в механике жидких сред.

Другой сценарий, приводящий к более точным количественным предсказаниям, наблюдается во всех системах, поведение которых в отображении Пуанкаре можно описать с помощью уже известного нам рекуррентного соотношения $x_{n+1}=f(x_n)$, представляющего собой систему разностных уравнений первого порядка, где функция $f(x_n)$ после соответствующего изменения масштаба имеет единственный максимум в интервале $0 \leq x_n \leq 1$. Его довольно часто называют сценарием Фейгенбаума [*Feigenbaum*, 1978]. М.Фейгенбаум показал, что для отображения

$$x_{n+1}=rx_n(1-x_n)\ , \tag{2.10}$$

где r – внешний параметр, действующий на систему, число устойчивых максимумов (периодических точек) последующих итераций отображения x_n удваивается при определенных увеличивающихся значениях параметра r. И наконец, при некотором конечном значении r_c число таких точек становится бесконечным, после чего поведение итераций становится хаотическим.

Х.О.Пайтген и П.Х.Рихтер [1993], рассматривая отображение Пуанкаре траектории поведения системы в фазовом пространстве в виде

$$x_{n+1}= f_r(x_n) = x_n(1 + r - x_n) \tag{2.11}$$

(сценарий Ферхюльста), построили при изменении параметра r в диапазоне значений $1.9<r<3$ бифуркационную диаграмму, показанную на рис. 2.13. Для каждого значения r по истечении переходного периода длительностью в 5000 итераций на плоскость рисунка наносится 120 итераций значений x_n, откладываемых по оси ординат.

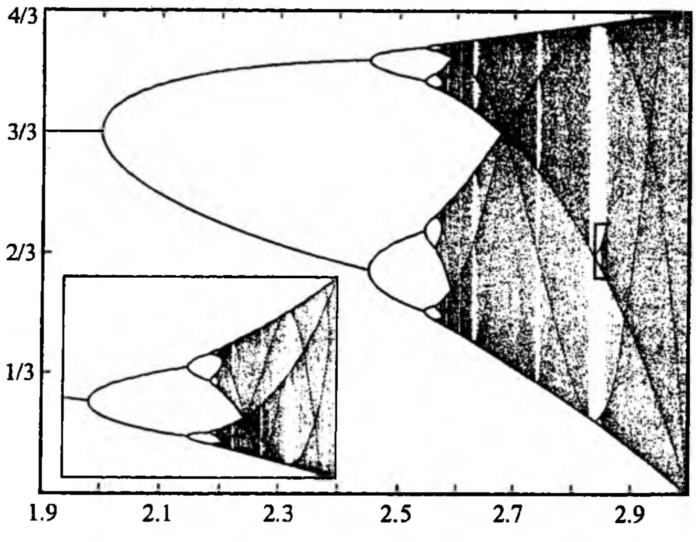


Рис. 2.13. Пример перехода к хаосу по сценарию Фейгенбаума через удвоение периода последовательных итераций логистического отображения траектории поведения системы в фазовом пространстве [*Пайтген, Рихтер*, 1993]

На врезке в увеличенном виде показана выделенная рамкой часть; кратность увеличения периода в направлении r превышает кратность увеличения в направлении x

Предельное, критическое значение величины r_c=2.570 на рис. 2.13 разделяет поведение системы на *детерминированный бифуркационный* (при $1<r<2.570$) и *хаотический* (при $2.570<r\leq 3$) режимы. Как видно из врезки на рис. 2.13, структура каскада бифуркаций за "точкой хаоса" r_c=2.570 полностью соответствует структуре каскада бифуркаций, предшествующего этой точке. Последний состоит из одной точки аттрактора при значениях $r<2$, из двух точек аттрактора при $2<r<\sqrt{6}$, затем из 4, 8, 16, ..., 2^n точек вплоть до области хаоса, где точки аттрактора могут заполнять целые полосы.

Для более наглядного представления проблемы приведем пример сценария Фейгенбаума для описания динамики биологической популяции. Пусть относительная (нормированная) численность особей x_{n+1} в $n+1$ год пропорциональна численности в предыдущий год, а также свободной части жизненного пространства, которая пропорциональна $(1-x_n)$, т.е. $x_{n+1}= rx_n(1-x_n)$, где параметр r (коэффициент прироста) зависит от плодовитости, реальной площади жизненного пространства и т.д. Обнаружено, что популяция колеблется между устойчивыми величинами, число которых удваивается при определенных значениях внешнего параметра r.

Например, при коэффициенте прироста в 5% популяция удваивает свою численность каждые 14 лет. Законы такого типа, однако, применимы только на ограниченных промежутках времени. Для роста всегда существуют пределы. Это объясняется тем, что любая экологическая ниша может обеспечить существование популяции только максимального размера Y и что коэффициент прироста должен снижаться, когда размеры популяции приближаются к Y. В результате процесс роста становится нелинейным, что коренным образом меняет его динамику. Так, когда параметры роста превысят 200%, становится невозможным достижение оптимальной численности Y, поскольку энергичный рост малой популяции неизменно приводит к превышению оптимального размера, что вызывает ответную реакцию, вследствие которой популяция уменьшается до размеров, значительно меньших Y. В результате возникают устойчивые колебания между двумя размерами: большим и меньшим. Когда параметр роста превысит 245%, происходит дальнейшее усложнение динамики популяции. Колебания численности происходят сначала между 4, затем 8, затем 16 и так далее различными значениями до тех пор, пока для параметров, больших 257%, число таких устойчивых величин не станет очень большим (бесконечным). При этом изменения популяции во времени становятся нерегулярными, хаотическими при конечном значении параметра r. Хорошей графической иллюстрацией этого сценария и может служить рассмотренный выше рис. 2.13.

Третий сценарий хаотического поведения в отображениях с дискретным временем, открытый в работе П.Манневиля и Е.Помо [*Manneville, Pomeau*, 1979], получил известность под названием *интермиттанс* (или *перемежаемость*) Помо-Манневиля. Он возникает при потере устойчивости периодического решения. Для таких систем характерно чередование участков с практически периодическим поведением параметров и "иррегулярных" участков в виде "турбулентных" всплесков, длительность которых также случайна.

Суть интермиттанса (или перемежаемости) состоит в том, что регулярное, или ламинарное, поведение во времени прерывается случайно распределенными промежутками нерегулярного движения (перемежающимися всплес-

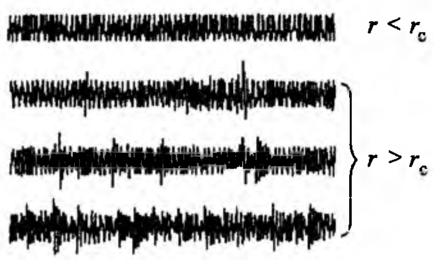


Рис. 2.14. Пример перехода к хаосу через перемежаемость для горизонтальной компоненты $Y(t)$ модели температурной конвекции Лоренца [*Pomeau, Manneville*, 1980]

сками неустойчивости). При изменении внешнего управляющего параметра среднее число этих всплесков нарастает до тех пор, пока движение не становится полностью хаотическим. Этот переход, наблюдающийся в нелинейных системах, также обладает универсальными свойствами и является одним из возможных механизмов генерации *фликкер-шума*, или *шума мерцания*, речь о котором пойдет ниже.

Переход к хаосу через перемежаемость исследовался П.Манневилем и Е.Помо [*Manneville, Pomeau*, 1979; *Pomeau, Manneville*, 1980] при численном решении выше рассмотренных дифференциальных уравнений модели Лоренца [*Lorenz*, 1963], описывающей конвекцию в атмосфере. Для горизонтальной компоненты Y вариаций температуры в атмосфере было обнаружено поведение, показанное на рис. 2.14.

При значениях внешнего управляющего параметра $r < r_c$ процесс $Y(t)$ представляет собой устойчивое периодическое движение. При превышении некоторого порога r_c колебания прерываются хаотическими всплесками, которые с ростом r становятся все более частыми, пока движение полностью не хаотизируется (на нижней трассе рис. 2.14).

Необходимо отметить, что возможны и иные типы перехода к хаосу в случае наличия у системы более одного устойчивого состояния и нескольких управляющих параметров. Среди таких переходов можно указать *трехчастотную квазипериодичность*, *синхронизацию частот* и *кризис*. В первом случае, если поток в фазовом пространстве некоторой системы имеет три несоизмеримые частоты, при произвольно малых изменениях величины управляющего параметра возможно превращение режима из квазипериодического в хаотический [*Newhousew et al.*, 1978] с возникновением хаотического странного аттрактора. Из экспериментов и теоретических исследований известно, что в ряде случаев переход от квазипериодического состояния к хаосу осуществляется через *синхронизацию частот*. И наконец, *кризис* – это столкновение хаотического аттрактора с независимой неустойчивой неподвижной точкой или периодической траекторией. Кризис подробно исследован в работах [*Grebogi et al.*, 1983, 1987], где показано, что подобные столкновения приводят к внезапным изменениям хаотического аттрактора. Кризисы имеют место для двух- и трехмерных отображений и трехмерных потоков, когда при достижении разрыва обнаруживается переходный хаос, т.е. траектории, кажущиеся хаотическими, экспоненциально быстро стремятся к периодическим. Подобный тип перехода можно видеть на рис. 2.15.

Различие путей перехода к хаосу детерминированных неравновесных динамических систем не есть математический трюк, поскольку оно получило исчерпывающую экспериментальную поддержку. Так, например, сценарий Фейгенбаума, или *каскадное удвоение периода*, наблюдался в конвекции

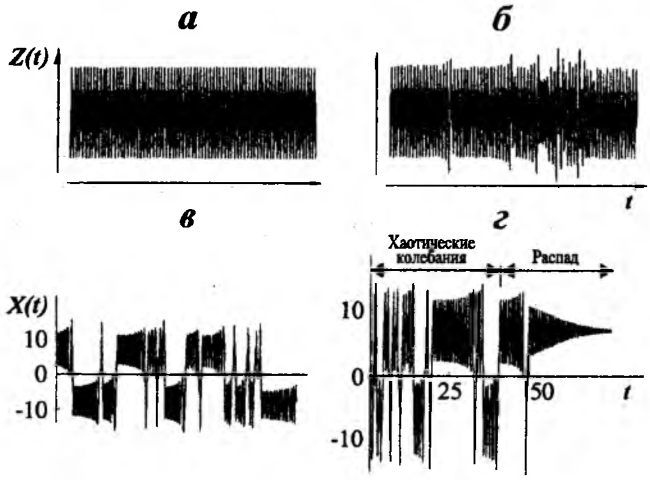


Рис. 2.15. Пример эволюции системы типа модели Лоренца (σ=10; b=8/3) при различных значениях управляющего параметра r [*Grebogi et al.*, 1987]

а – периодический аттрактор (r=166.0); *б* – переход к хаотическому аттрактору через перемежаемость (r=166.2); *в* – хаотический аттрактор (r=28.0); *г* – переход от хаотического к периодическому аттрактору через кризис (r=22.0, критическое значение r_c=24.06); наблюдается распад хаотического аттрактора и его стягивание к периодическому аттрактору по мере роста времени t

Рэлея-Бенара, возникавшей в подогреваемой снизу жидкости и в химической реакции Белоусова-Жаботинского, нелинейных цепях, неустойчивости в оптике; *перемежаемость* наблюдалась в конвекции Рэлея-Бенара, химической реакции Белоусова-Жаботинского, лазерах; *кризис* отмечался в нелинейных цепях, контактах Джозефсона и лазерах [*Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Шустер*, 1988]. Тем не менее этим не исчерпывается все многообразие способов перехода к хаосу.

Проявления различных путей перехода от порядка (периодичности и квазипериодичности) к хаосу можно усмотреть и в различных формах наблюдаемых в натурных экспериментах колебательных временных реализаций различных геофизических полей. Надо полагать, что эти реализации отражают действительную динамику геофизической системы, поведение которой может иметь достаточно глубокие аналогии с поведением рассмотренных нелинейных неравновесных детерминированных динамических систем. Поиск путей выявления таких аналогий и возможностей их описания в терминах детерминированного хаоса и должен стать предметом исследований колебательной структуры геофизических полей.

2.2.7. Фликкер-шум

В проблеме вариабельности геофизических полей важное место занимает оценка фоновой, шумовой составляющей вариаций значений геофизических величин. В данном случае под шумовой составляющей мы понимаем остаток временного ряда после его фильтрации от достоверно наблюдаемых регулярных периодических и трендовых компонент. Как показывает опыт практических наблюдений, вариации значений контролируемого геофизического параметра в таком отфильтрованном остатке, безусловно, не могут быть отнесены к ошибкам измерения в силу их достаточной величины и вполне определенной статистической структуры. Есть основания полагать, что в отфильтрованном таким образом остатке временного ряда содержится определенная информация о геофизическом процессе. Суть этой информации, по-видимому, заключается в проявлениях отклика контролируемой системы на слабые воздействия внутренней и внешней природы. Этот отклик может быть отождествлен с таким природным явлением, как *фликкер-шум*, или *шум мерцания* (“$1/f$ шум”). Это явление чрезвычайно широко распространено в природе.

Спектральная структура фликкер-шума занимает промежуточное положение между белым шумом и упорядоченными колебаниями. Г.Шустер [1988] связывает появление фликкер-шума в системе с наличием перемежаемости (intermittency, интермиттанс), при которой в процессе эволюции неравновесной динамической системы достаточно протяженные участки ламинарного, или регулярного во времени, поведения исследуемых характеристик системы сменяются участками хаотических всплесков их значений.

Фликкер-шум наблюдался не только в численных экспериментах, но и в различных природных явлениях, например в потоке жидкости в сверхпроводниках, электрическом токе в контактных системах из различных материалов, “шумах” электронной аппаратуры, химических реакциях, конвекции Бенара, мембранных токах в нервной системе, изменениях уровня рек и скорости водного потока, колебаниях земной оси, вариациях солнечной активности, колебаниях интенсивности излучения галактик и т.д. [*Гленсдорф, Пригожин*, 1973; *Тимашев*, 1984, 1992, 1993a, 1997; *Bak et al.*, 1987; *Бак, Чэн*, 1991; *Шустер*, 1988]. Вездесущность фликкер-шума – одна из загадок Природы, которая может найти свое разрешение в развиваемой в последние годы нелинейной теории диссипативных систем и детерминированного хаоса [*Гленсдорф, Пригожин*, 1973; *Николис, Пригожин*, 1979, 1990; *Пригожин*, 1985; *Пригожин, Стенгерс*, 1986; *Chaos...*, 1981; *Evolution...*, 1982; *Синергетика*, 1985; *Bak et al.*, 1987, 1988, 1989; *Bak, Tang*, 1989; *Бак, Чэн*, 1991; *Grebogi et al.*, 1987; и др.].

Теория *самоорганизованной критичности*, активно развиваемая в последние годы [*Bak et al.*, 1987; *Бак, Чэн*, 1991; *Huang et al*, 1992; *Nakanishi*, 1990, 1991], предлагает достаточно общую интерпретацию: шум мерцания является суперпозицией сигналов всех амплитуд и длительностей, возникающих в системе, находящейся в критическом состоянии, при которой в ней возникают цепные реакции всех амплитуд и длительностей.

Согласно представлениям, развиваемым П.Баком с коллегами [*Bak et al.*, 1987, 1988; *Бак, Чэн*, 1991], фликкер-шум отражает внутреннюю динамику самоорганизации нелинейных динамических систем с формирующимися и перестраивающимися в ходе их эволюции масштабно-инвариантными (самоподобными, фрактальными) метастабильными структурами. Это в свою очередь создает фрактальную структуру колебаний фликкер-шума, представляющих собой суперпозицию сигналов различных амплитуд и длительностей, величины которых определяются размерами и энергоемкостью фрактально масштабированных метастабильных структур в эволюционирующей от одного критического состояния к другому системе.

В отличие от белого, или случайного, шума, который означает отсутствие какой-либо связи между текущей динамикой системы и прошлыми событиями в ней, присутствие фликкер-шума указывает на то, что такая связь в системе существует [*Bak et al.*,1987; *Бак и Чэн*, 1991]. Согласно С.Ф.Тимашеву [1992а,б; 1993а], необходимое условие возникновения фликкер-шума в твердотельных средах – наличие структурно неравновесных фрагментов в “шумящей” среде, переход которых из одного метастабильного состояния в другое тесно связан с предысторией их эволюции.

Наблюдавшийся экспериментально в твердых телах *фликкер-шум* представлял из себя набор нерегулярных выбросов ("всплесков", "пиков") значений контролировавшихся динамических переменных $x(t)$ различной интенсивности и длительности на фоне малых стохастических вариаций этих значений [*Шустер*, 1988]. Эти выбросы интерпретировались как сильно неравновесные, достаточно интенсивные флуктуации, обусловленные бифуркационными переходами в системе. Последние в свою очередь понимались как порождение незначительных локальных перестроек множества метастабильных состояний структурно неравновесных фрагментов в твердотельной матрице системы [*Тимашев*, 1984; 1992а,б; 1993а]. Уровень "достаточности" таких флуктуаций для генерации шума мерцания определяется пороговым характером инициирования процессов "задержки" и "усиления" тепловых возбуждений в структурно неравновесных фрагментах твердофазной матрицы, являющихся для таких надпороговых возбуждений нелинейной средой.

Для понимания природы шума мерцания оказывается полезным привлечение представлений, развиваемых П.Гленсдорфом и И.Пригожиным [1973]. По мнению С.Ф.Тимашева [1992; 1993а], природе для решения своей "основной проблемы" – изменения действующих в системе термодинамических сил таким образом, чтобы в каждом из образующихся стационарных состояний реализовался локальный минимум возможного производства энтропии – выгоднее генерировать в структурно неравновесных системах не белый шум, характеризующийся независимостью спектральной плотности от частоты, а перемежающийся по уровню шум (интермиттанс) с редкими, но относительно большими по амплитуде всплесками на фоне малых по амплитуде стохастических флуктуаций. Большая величина наблюдаемых всплесков значений динамических параметров отражает тот факт, что в контролируемой системе возникают критические флуктуации достаточно большой мощности, обусловливающие возможность перестройки локальных неравновесных структур в системе.

С.Ф.Тимашев [1993а,б; 1996; 1997] предложил следующий подход к анализу модели интермиттанса. Пусть исследуется некоторая характеристика системы, изменяющаяся во времени по закону $x(t)$. Введем регулярную во всем интервале изменения t функцию $x^R(t)$, совпадающую с $x(t)$ в областях ламинарности, а в областях всплесков и пиков сопрягающую пограничные с этими областями значения $x(t)$ в смежных областях ламинарности. Если представить $x(t)$ в виде:

$$x(t)= x^R(t) + [x(t) - x^R(t)] \; , \tag{2.12}$$

то второе слагаемое в правой части отлично от нуля в областях нерегулярных всплесков динамической переменной, характерная длительность которых τ_0 много меньше характерной длительности τ ламинарных участков. В пределе $\tau_0 << \tau$ второе слагаемое можно представить в виде обобщенной функции с нулевым носителем, для которой можно выписать общее разложение по полной системе функций – δ-функции и ее временным производным $\delta^{(s)}(t)$ порядка s [*Владимиров*, 1967]:

$$x(t) - x^R(t)=\sum_{s,n} c_n^s \delta_n^s(t-t_n) \; , \tag{2.13}$$

где t_n – моменты времени ($-\infty < t_n < +\infty$), при которых реализуются всплески в ходе эволюции динамической переменной $x(t)$; c_n^s – коэффициенты разложения по указанной полной системе функций.

Определим автокорреляционную функцию процесса $x(t)$ как:

$$F(t, \tau)=<x_R(t)x(t+\tau)> , \tag{2.14}$$

где скобки <> означают усреднение по времени. Предполагая, что $F(t, \tau)$ не зависит от t, и преобразуя (2.14) по теореме Винера-Хинчина с учетом (2.12) и (2.13), можно показать, что в низкочастотном пределе ($f << 1/(2\pi f_0)$) спектр $S(f)$ процесса $x(t)$ представим в виде:

$$S(f)=S_R(f)+(\alpha_T/f)<x_R>^2 \tag{2.15}$$

$$\alpha_T = (2/\pi\tau \int_0^\infty a(\xi/2\pi f\tau)\rho(\xi)\cos\xi d\xi . \tag{2.16}$$

Здесь τ – характерное время между динамическими всплесками зависимости $x(t)$; a – нормированная амплитуда всплесков; $<x_R>$ – среднее значение динамической переменной $x(t)$ на участках малых амплитуд стохастического поведения шума; $S_R(f)$ – Фурье-компонента коррелятора переменной $x_R(t)$; $\rho(\xi)$ – функция плотности распределения всплесков.

Из полученных выражений следует, что асимптотика нормированной спектральной плотности

$$I(f)= (S(f) - S_R(f))/ <x_R>^2 \tag{2.17}$$

в пределе низких частот определяется скоростью затухания подынтегральной функции $\varphi(\xi) = a(\xi/2\pi f\tau)\rho(\xi)$. В общем случае $I(f)$ можно аппроксимировать выражением:

$$I(f)= a / (f_0{}^n+f^n) , \tag{2.18}$$

где a и f_0 – некоторые характерные параметры процесса, зависящие от вида функции $\varphi(\xi)$.

Некоторые конкретные аппроксимации функции $\varphi(\xi)$ и соответствующие им спектральные асимптотики рассмотрены в работе [*Тимашев*, 1996]. Здесь для нас наиболее интересен тот факт, что характерная для фликкер-шума степенная зависимость $I(f) \sim 1/f^n$ может наблюдаться в системе только в случае достаточно медленного, а именно степенного, затухания функции $\varphi(\xi)$. Появление “фликкер-шумовой” зависимости $S(f)$ для низкочастотной части спектров процессов с коррелированными выбросами динамических переменных $x(t)$ указывает на то, что в контролируемой системе существуют определенные внутренние взаимосвязи во времени. Иначе говоря, такая система “помнит” предысторию своей эволюции, причем “забывание” происходит не по обычному для классической термодинамики экспоненциальному закону, а в соответствии с более медленной степенной зависимостью.

Привлечение представлений о фликкер-шуме может оказаться полезным при анализе временной структуры геофизических полей. С.Ф.Тимашевым [1993а,б; 1996; 1997] сформулированы принципы фликкер-шумовой спектроскопии, позволяющей на основе анализа длительных рядов динамических переменных, характеризующих эволюцию сложных нелинейных систем, выявлять нестационарные элементы поведения таких систем взаимосвязей и отслеживать их изменения во времени.

Подобный анализ реализаций динамических переменных $x(t)$ возможен при их достаточной длительности, когда удается разбить их на отдельные достаточно протяженные участки, для каждого из которых можно с необходимой достоверностью получить низкочастотный спектр коррелятора

$$F(t, \tau) = \langle x_R(t) x(t+\tau) \rangle = \varphi(\xi) \ . \tag{2.19}$$

Нестационарность случайного процесса $x(t)$ в данном случае будет фиксироваться как изменение вида низкочастотного спектра для различных участков реализации динамической переменной $x(t)$. При динамическом характере взаимосвязей в системе, приводящих к интермиттансу с низкочастотным спектром коррелятора типа $1/f^{(1+\alpha)}$ ($\alpha \leq 0.1-0.3$), такое изменение может проявляться в сдвиге характерной частоты, при которой фликкер-шум превышает регулярное значение S_0, а также в изменении параметра α для различных участков реализации $x(t)$ [*Шустер*, 1988; *Тимашев*, 1993б; 1996; 1997]. Естественно, что физический смысл этих изменений должен анализироваться самостоятельно в каждом конкретном случае.

2.3. Пространственно-временная упорядоченность на фоне детерминированного хаоса

Возникает вопрос, возможен ли в принципе прогноз неустойчивых, случайных явлений, или "катастроф", в поведении сложных динамических систем, в частности прогноз катастрофических землетрясений. По этому поводу процитируем М.А.Садовского и В.Ф.Писаренко [1989, с.9]: "Общей чертой таких неустойчивостей вблизи критических точек является наличие самоподобных структур. Самоподобие имеет, по-видимому, весьма общий характер и находит аналогию в теории фазовых переходов 2-го рода. В таких переходах, как известно [*Ландау, Лифшиц*, 1976; *Паташинский, Покровский*, 1982], вблизи критических точек, системы приобретают самоподобную структуру, исчезают выделенные масштабы, что проявляется в реализации типичных для фрактальных объектов степенных зависимостей характеристик системы. Другими словами, в таких системах "*безгранично увеличивается радиус корреляции системы (радиус взаимодействия отдельностей), резко возрастают флуктуации в системе...*" Рассмотрим процесс подготовки тектонического землетрясения и само это землетрясение. Этот процесс, по современным сейсмологическим представлениям, типичен как пример неустойчивости, сопровождающейся многочисленными случайными явлениями. Прежде всего перед критическим моментом этого процесса – землетрясением – в период его подготовки наблюдаются значительные увеличения флуктуаций сейсмического и других полей".

Далее в цитируемой работе после перечисления примеров наблюдения флуктуаций следует: "Все это приводит к изучению прежде всего флуктуаций или огибающих наблюдаемого процесса, а не его текущих средних значений, которые могут меняться не так заметно. Об увеличении радиуса корреляции сейсмического поля свидетельствует известный долгосрочный предвестник землетрясений – так называемые *удаленные афтершоки* [*Кейлис-Борок, Ко-*

собоков, 1986], т.е. увеличение числа афтершоков выше среднего у землетрясений, достаточно удаленных от готовящегося очага" [*Садовский, Писаренко*, 1989, с.10]. Добавим также к этому такие долгосрочные предвестники землетрясений, как *сейсмическая брешь* и *сейсмическое затишье* [*Федотов*, 1968; *Mogi*, 1968, 1979, 1992; *Нерсесов и др.*, 1976; *Sykes*, 1983; *Нерсесов, Рулев*, 1986; *Гедакян, Багдасарян*, 1988; *Wyss, Haberman*, 1988], которые также могут рассматриваться как проявления эффекта увеличения радиуса корреляции сейсмического поля, предваряющего возникновение сильного землетрясения. Как видно, все эти подходы прямо вытекают из общей концепции прогноза катастроф в неравновесной нелинейной динамической системе – геофизической среде.

В рамках развиваемых представлений об иерархически структурированной и неравновесной геофизической среде процесс ее деформирования должен сопровождаться взаимным перераспределением энергии между отдельными элементами среды. В зависимости от условий обмена энергией (физическая природа которого пока остается неясной) может возникнуть потеря устойчивости в отдельных элементах среды (неравновесной системы) на различных иерархических уровнях. Одним из возможных последствий такой потери устойчивости являются землетрясения, интенсивность которых в данном случае определяется размером потерявшего устойчивость элемента структурированной среды [*Садовский и др.*, 1986; *Садовский*, 1987; *Садовский, Писаренко*, 1991].

В свою очередь, в рамках таких представлений сильное землетрясение можно понимать как конечный результат самоорганизации структурных элементов среды низшего ранга в структурные образования более крупного ранга – пространственно-временные структуры – с последующим их "разрушением" как единого структурного элемента среды в момент сильного землетрясения. В такой постановке представляется очевидной и взаимосвязь между выделившейся при землетрясении упругой энергией и размерами "разрушившегося" структурного элемента, установленная, например, в [*Садовский и др.*, 1983].

2.3.1. Самоорганизация, образование "диссипативных структур"

Развиваемые в последние годы брюссельской школой и их последователями представления о диссипативных структурах [*Гленсдорф, Пригожин*, 1973; *Николис, Пригожин*, 1979, 1990; *Пригожин*, 1985; *Пригожин, Стенгерс*, 1986; *Chaos...*, 1981; *Evolution...*, 1982; *Синергетика*, 1985; *Grebogi et al.*, 1983, 1987; *Thompson*, 1975; *Томпсон*, 1985; и др.] предполагают, что форма реально наблюдаемых структурных образований, имеющих место в среде на данный конкретный момент времени, определяется не столько внешними воздействиями на среду за длительные (в нашем случае – геологические) периоды времени, сколько способом распределения диссипированной энергии в среде. Иными словами, в зависимости от стечения различных обстоятельств при распределении энергии между элементами структурированной среды размер конкретной диссипативной структуры, уже существовавшей или вновь образованной (например, в процессе "подготовки" сильного землетрясения), будет определяться рангом иерархической структуры, "ответственной" за диссипацию такого количества энергии. Образование диссипативных структур в открытых неравновесных системах отражает появление нового типа динамического состояния системы по сравнению с предыдущим состоянием с другим характерным размером или пространственным распределением подобных структур в геофизической среде. При этом источником структурной эволюции в системе являются, как мы уже отмечали выше, флуктуации внутренних параметров системы, переводящие ее из одного неустойчивого состояния в другое с новым распределением в системе пространственно-временных (диссипативных) структур.

В качестве возможного набора таких вариабельных параметров обсуждаемой геофизической среды могут выступать: коэффициент трения ("сцепления") между отдельными элементами среды, их влаго- и флюидонасыщенность, мгновенная прочность, пластичность, электрическая проводимость, магнитная восприимчивость, интенсивность сейсмической и акустической эмиссии, скорость деформирования и т.д.; причем эффективные величины долговременных значений по крайней мере части из указанных параметров могут существенно различаться в зависимости от масштаба структуры. Последнее очень важно иметь в виду при попытках параметрического описания геофизической системы.

Надо отдавать себе отчет в том, что подобная трактовка пока находится лишь на стадии становления, и ее математическое оформление на языке теории катастроф и детерминированного хаоса еще далеко от завершенности. Вместе с тем открытие такого всеобъемлющего природного феномена, как фрактальность, проявляющегося как в самоподобно-структурированном устройстве различных сред и природных систем, так и в нестационарном развитии во времени самых различных природных процессов, в частности во всепроникающем присутствии фликкер-шума, вызвало живейший интерес к использованию подобного подхода к изучению самых различных явлений. Это позволяет надеяться на заметный прогресс в области исследований самоорганизации и самоподобия природных систем в самом ближайшем будущем.

Использование подобного подхода в геофизике позволяет расширить арсенал методологий анализа временных реализаций, что уже осуществляется в многочисленных исследованиях фрактальных свойств геофизической среды в последние годы. Есть основания надеяться, что именно в этом направлении возможен прогресс в изучении проблемы прогноза катастрофических землетрясений.

2.3.2. Примеры самоорганизации в геофизических системах

Все сказанное, по-видимому, в полной мере относится и к процессам, протекающим в твердой Земле, в частности в земной коре и литосфере. Выше уже обсуждалась принципиальная возможность моделирования литосферы Земли открытой неравновесной нелинейной диссипативной системой взаимодействующих между собой отдельностей. Обращаясь к рассмотрению такой наиболее интересующей нас характеристики геофизической системы, как динамика сейсмического режима, можно обнаружить во временных реализациях этой характеристики проявления обсуждаемого дуализма детерминированного хаоса. При общей кажущейся случайности, хаотичности большинства из этих реализаций в их спектральном разложении просматривается определенный набор экстремумов. Наиболее известный набор периодических (или квазипериодических) колебаний сейсмической активности выглядит как 0.5 года, 1 год, 2.5 года, 5 лет, 11 лет, 22 года [*Morgan et al.*, 1961; *Кропоткин, Люстих*, 1974; *Abe, Kanamori*, 1979; *Лукк, Юнга*, 1979а, 1983; *Лукк, Нерсесов*, 1982; *Нерсесов и др.*, 1986; *Нерсесов и Попандопуло*, 1988; *Лукк и др.*, 1991; *Дещеревский, Лукк*, 1994; *Сытинский*, 1982; *Журавлев*, 1982; *Гамбурцев и др.*, 1986, 1987, 1992; *Лурсманашвили и др.*, 1987; *Попандопуло и Нерсесов*, 1991]. В этом наборе можно усмотреть проявление режима каскадного удвоения периода. Режим каскадного удвоения периода отмечался и в преобладании характерных размеров геологической блочности среды в [*Хаврошкин и др.*, 1987].

На рис. 2.16 приведены геологические данные о размерах дискретных структур сейсмоактивного слоя земной коры [*Хаврошкин и др.*, 1987]. Особые участки (в основном пики) на сглаженном спектре размеров (рис. 2.16,*а*) помечены пунктиром. Между их характерными размерами прослеживается взаимосвязь в рамках сценария Фейгенбаума $R_0 \to 2R_0 \to 2(2R_0)$ и $3/2R_0 \to 2(3/2R_0)$. Выпадающие из этой закономерности участки $R_0+3/2R_0$ (или $4(2/3R_0)$) и $3/2R_0+2R_0$ (или $4R_0$) интерпретируются в [*Хаврошкин и др.*, 1987] как появление суммарных частот от R_0, $2R_0$ и $3/2R_0$ по аналогии с взаимодействием сейсмических волн в нелинейной среде, что характерно для поведения неравновесной нелинейной среды.

Несглаженный спектр распределения дискретных структур (рис. 2.16,*б*) также не вполне случаен. По оценкам О.Б.Хаврошкина и соавторов [1987], все приведенные на рис. 2.16,*б* изолированные пики, а также пики, превышающие значения $n \geq 3-4$, могут быть отнесены к одной из последовательностей, обозначенных как $R_0^{\mathrm{I}} \to 2R_0^{\mathrm{I}} \to 4R_0$; $R_0 \to 2R_0 \to 4R_0$; $R_0^{\mathrm{II}} \to 2R_0^{\mathrm{II}}$; $R_0^{\mathrm{III}} \to 2R_0^{\mathrm{III}}$, $R_0^{\mathrm{IV}} \to 2R_0^{\mathrm{IV}}$. Эти последовательности подчиняются сценарию Фейгенбаума (удвоению периода) с точностью 1–3%.

Наблюдаемые иногда в реализациях геофизических величин чередования участков хаотических и квазирегулярных колебаний могут быть поняты

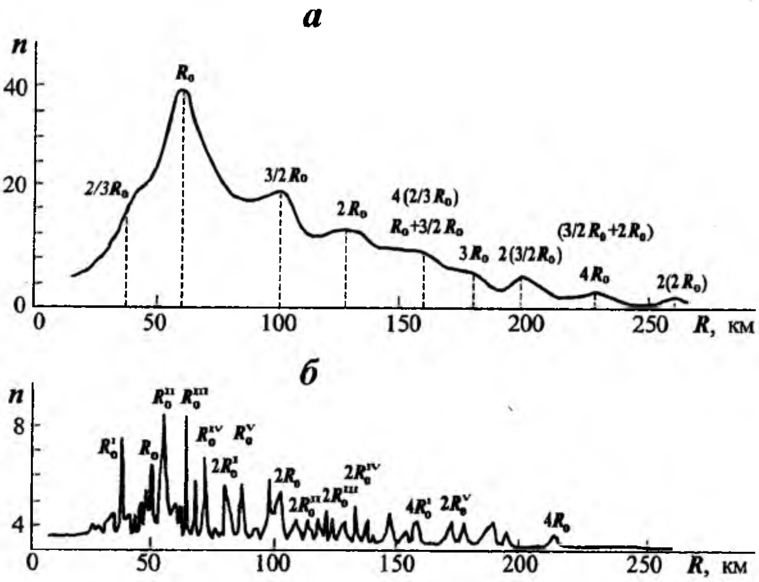


Рис. 2.16. Спектр геометрических размеров дискретных структур (блоков) сейсмоактивного слоя согласно [*Хаврошкин и др.*, 1987]

а – сглаженный спектр; *б* – несглаженный; n – число структур (блоков); R – радиус доминирующего по встречаемости блока хаотизации (откладывается по оси абсцисс); R_0 – первоначально доминирующий размер в структуре или начальный размер в развивающейся по сценарию Фейгенбаума последовательности размеров. Связанные между собой последовательности помечены одинаковыми индексами (римские цифры) или их отсутствием как проявление режима перемежаемости. К этому же классу процессов можно отнести и реализации с чередующимися периодами относительно малых и больших дисперсий некоторых геофизических величин, о чем имеется ряд сообщений в геофизической литературе (например, в [*Славина*, 1976; *Гамбурцев и др.*, 1986; *Slavina, Tagizade*, 1989; *Славина и др.*, 1993]).

Так, в [*Slavina, Tagizade*, 1989] использовалась характеристика $F(\sigma_\tau)=\sigma_\tau\delta\tau$, где σ_τ – среднеквадратичная погрешность определения отношения времен пробега упругих волн (τ) за достаточно длительный интервал времени вдоль определенной сейсмической трассы, а $\delta\tau$ – мера уклонения от этой величины в оцениваемом коротком интервале времени. Пример оценки этой характеристики на протяжении 6 лет по данным одной из сейсмических станций Копетдагского сейсмоактивного региона приведен на рис. 2.17. Если принять за спокойный ламинарный режим уровень $F(\sigma_\tau)=3$, то можно видеть, что довольно длительный "спокойный" участок расположен в интервале 1981–1982 гг. Он сменяется резким коротким выбросом значений величины F в январе-феврале 1983 г. Далее частота таких выбросов увеличивается, что в данном случае может быть понято как свидетельство перехода контролируемой таким образом геофизической системы к хаосу через перемежаемость.

В свою очередь, отмечаемое иногда появление противофазных или синфазных колебаний уровня сейсмической активности в соседних регионах [*Пономарев, Тейтельбаум*, 1974] на общем фоне крайне слабой скоррелированности между ними можно рассматривать как пример проявления режима кризисного перехода от детерминированного хаоса к упорядоченности в поведении геофизической системы. Тем самым есть основания считать, что представления детерминированного хаоса могут найти свое приложение к интерпретации вариаций во времени различных геофизических величин.

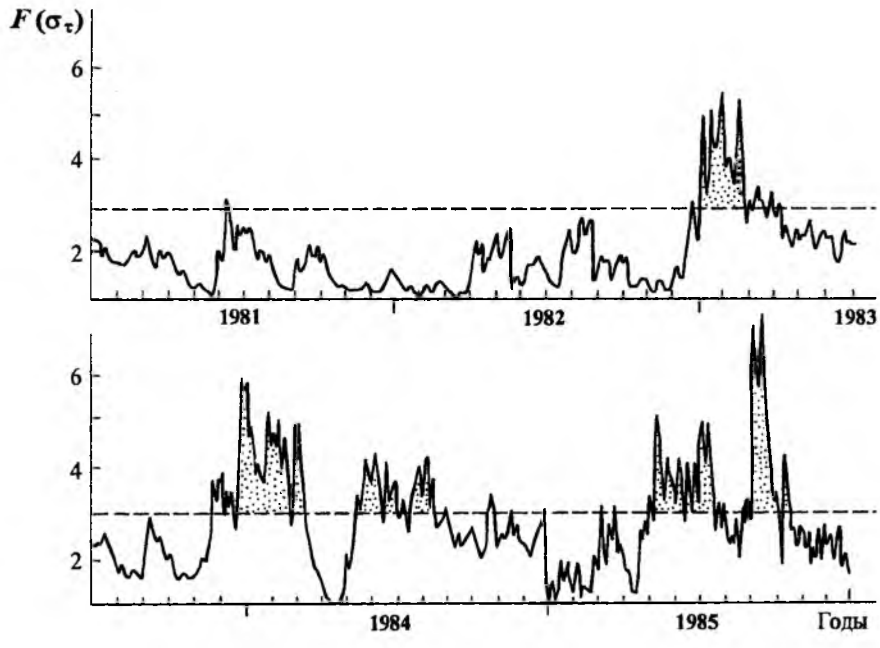


Рис. 2.17. Временной ряд величины $F(\sigma_\tau)$ по данным одной из сейсмических станций в Копетдагском сейсмоактивном регионе как возможный пример перехода к хаосу через перемежаемость. Горизонтальной линией помечен предельный ламинарный уровень величины F [*Slavina, Tagizade*, 1989]

Можно также указать на существование в геофизических полях аналогов когерентным структурам или сложным образованиям, последние из которых отражают пространственно-временную упорядоченность на фоне детерминированного хаоса в состоянии неравновесных диссипативных динамических систем. В качестве таковых в первую очередь следует указать *сейсмические бреши* (или области *сейсмического затишья*), выделяемые в виде упорядоченных пространственно-временных областей заметного ослабления сейсмичности на остальном, более высоком по уровню, фоне [*Федотов*, 1968; *Mogi*, 1968, 1979, 1992; *Sykes*, 1983; *Нерсесов и др.*, 1976; *Нерсесов, Рулев*, 1986; *Гедакян, Багдасарян*, 1988; *Wyss, Habermann*, 1988].

Увеличение в отдельные моменты времени радиуса корреляции сейсмического поля подтверждает эффект заметного увеличения числа афтершоков у землетрясений средней силы, окружающих на достаточном удалении будущий очаг катастрофического землетрясения [*Кейлис-Борок, Кособоков*, 1986]. На возможность образования пространственно-временных сингулярностей в виде каустик в сейсмических полях на дневной поверхности указывается в [*Хаврошкин, Цыплаков*, 1988]. Интерес в этом отношении представляет также правильная сетка связанных в пространстве и времени последовательностей эпицентров землетрясений ("цепочек" землетрясений), выделявшаяся в отдельные моменты на остальном, рассеянном фоне высокоактивной сейсмичности в пределах Гармского геофизического полигона [*Лукк*, 1978, 1991].

Подчеркнем, что процесс самоорганизации среды наблюдался на самых разных масштабных уровнях: в распределении акустической эмиссии образцов горных пород в лабораторных экспериментах [*Lockner et al.*, 1991, 1992; *Lockner, Byerlee*, 1992; *Сидорин*, 1994; *Смирнов и др.*, 1995], в иерархии структур в горных выработках [*Смирнов и др.*, 1992], в сейсмичности [*Смирнов*, 1993] (в том числе в афтершоковых последовательностях землетрясений [*Смирнов, Люсина*, 1990]), в глобальной упорядоченности сейсмогеодинамических структур [*Уломов*, 1993], а также в искусственных массивах [*Курленя и др.*, 1992]. Для оценки степени упорядоченности потока землетрясений и ее изменений во времени может использоваться функция информационной энтропии [*Zhu*, 1988; *Zhu, Wang*, 1988].

Глава 3

МЕТОДЫ ФРАКТАЛЬНЫХ МНОЖЕСТВ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ В ГЕОФИЗИКЕ

«И малую песчинку она (природа. – Авт.) создает не иначе, чем создала Млечный путь: мировая гармония одинаково царит как в том, так и в другом...»

Анатоль Франс

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал в области структурной геологии и трещиноватости горных пород, а также результаты исследований характера разрушения образцов в лабораторных экспериментах и пространственного распределения сейсмичности выявили такое общее свойство реальных сред, как их структурированность на различных масштабных уровнях: от земной коры в целом до отдельных образцов горных пород. Распределения числа отдельностей горных пород по их размерам, а также количества землетрясений по их энергиям в широком диапазоне значений описываются нецелочисленными степенными зависимостями, что является характерной особенностью иерархически структурированных, самоподобных структур.

Иерархическая структурированность, самоподобие зачастую выступают в качестве неотъемлемого свойства пространственной структуры различных природных систем. Известны многочисленные тому примеры в живой и неживой природе. Сошлемся лишь на некоторые примеры из геофизики. В качестве таковых можно указать следующие работы: [*Садовский и др.*, 1984; *Садовский*, 1987; *Гейликман, Писаренко*, 1989; *Гейликман и др.*, 1990; *Голубева и др.*, 1993; *Nakanishi et al.*, 1993; *Sahimi et al.*, 1993; *Robertson et al.*, 1995], где демонстрируются самоподобие и иерархичность в пространственном распределении эпицентров землетрясений; [*Рыкунов и др.*, 1986, 1987], в которых рассмотрены самоподобие и иерархические свойства сейсмического излучения во времени; [*Okubo, Aki*, 1983; *Sammis et al.*, 1986, 1987; *Turcotte*, 1986, 1989a; *Huang, Turcotte*, 1990a,b; *Hirata et al.*, 1987; *Гольдштейн, Осипенко*, 1978, 1992], где убедительно показаны фрактальные свойства распределений в пространстве трещиноватости и разрывных нарушений в горной породе; [*Ord*, 1994], в которой исследуется фрактальная геометрия микроструктурных образований деформированных горных пород: квазипериодического пространственного распределения осей линейных микроскладок на начальной стадии их деформирования, а также пигматитовых включений и сложной складчатости при дальнейшем развитии процесса деформирования; [*Wu and Aki*, 1985], где изучается фрактальное распределение трехмерных неоднородностей в литосфере Гиндукуша на основе анализа спектров рассеяния сейсмических волн; [*Sornette et al.*, 1990], в которой обсуждается возможность описания возникающих в литосфере структур как проявления феномена самоорганизованной критичности; [*Smalley et al.*, 1987], где дана количественная оценка сейсмической кластеризации, основанная на концепции фрактальности или масштабно-инвариантной кластеризации и т.д.

Обнаруженные свойства иерархического самоподобия сейсмического процесса и разрушения горных пород потребовали привлечения математического аппарата, адекватно описывающего характер разрушения материала под действием приложенных напряжений. Таким удобным аппаратом оказалась теория фрактальных и мультифрактальных множеств, позволяющая численно описывать структуру реальных сред и протекающих в них процессов. Наиболее широко методы фрактальных множеств применяются при изучении: характера разрушения горных пород под действием тектонической деформации [*Fractals...*, 1994; *Fracture...*,1989; *Hirata et al.*, 1987; *Hirata*, 1989a; *Okubo, Aki*, 1987; *Sammis et al.*, 1987; *Turcotte*, 1986, 1989a; *Merceron, Velde*, 1991; *Velde et al.*, 1990, 1991; и др.], образования, структуры и распределения минералов в горной породе [*Fractals...*, 1994], самоподобных фрактальных свойств сейсмического процесса [*Fractals...*, 1994; *Садовский и др.*, 1984; *Садовский*, 1987; *Гейликман и др.*, 1990; *Гейликман, Писаренко*, 1989; *Голубева и др.*, 1993; *Смирнов*, 1993; *Hirata*, 1989b; и др.]; при интерпретации экспериментально наблюдаемых трехмерных пространственных распределений сейсмичности на основе перколяционных моделей, которые становятся все более пригодными по мере улучшения локации землетрясений, когда величина фрактальной размерности существенно уменьшается по сравнению с топологической размерностью вмещающего пространства [*Robertson et al.*, 1995]; а также при численном моделировании пространственной иерархической структуры мелкой складчатости (плойчатости) горных пород в процессе их деформирования [*Ord*, 1994] и математическом моделировании масштабно-инвариантных трещинных структур [*Louis, Guineva*, 1987, 1989; *Herrmann*, 1990] и т.д.

Прежде чем переходить к существу вопроса, напомним основные представления о сути фрактальности.

3.1. Фрактальность

Одно из многочисленных определений *фрактала*, данное Б.Мандельбротом [*Mandelbrot*, 1967, 1977, 1982], трактует фрактал как “структуру, состоящую из частей, которые в каком-то смысле подобны целому”. Самоподобная иерархическая структура фрактальных множеств есть их основное и наиболее интересное свойство. Масштабная инвариантность геологических проявлений считается общепризнанным фактом. Так, например, фотографии скалистой береговой линии или горного хребта, сделанные с различных высот, оказываются в ряде случаев практически не различимыми, пока не показан масштаб; самоподобие хорошо проявляется и в складчатой деформации горных пород практически во всем доступном рассмотрению диапазоне масштабов складок. Существует множество геофизических данных и фактов (полученных как в полевых, так и в лабораторных условиях), свидетельствующих о фрактальном строении геофизической среды. Среди них результаты измерения фрактальных размерностей распределений микротрещин в образцах горных пород, деформируемых на лабораторном прессе [*Hirata et al.*, 1987; *Hirata*, 1989a], фрактальный рельеф поверхностей, образующихся при разрушении горных пород [*Avnir et al.*, 1984; *Li, Xu*, 1993; *Fracture...*, 1989], фрактальное устройство гауч-зоны, представляющей собой зону дробления горной породы в пределах плоского слоя крупных тектонических разломов [*Aviles et al.*, 1987], фрактальные свойства различных систем разломов [*Scholz, Aviles*, 1986; *Okubo, Aki*, 1983, 1987; *Hirata*, 1989a], фрактальность линии скалистого побережья и периметров топографических структур (которые могут быть в принципе рассмотрены как большие поверхности горной породы [*Hirata et al.*, 1987]) [*Mandelbrot*, 1967, 1977, 1982; *Федер*, 1991], фрактальные свойства распределений земных форм, гидросети, структуры почв, вариаций климата [*Burrough*, 1984, 1987]. Кроме геометрических характеристик трещинообразования, строение горной породы обнаруживает фрактальные распределения и многих иных своих параметров. Так, Х.Бэйль и П.Шмидт [*Bale, Schmidt*, 1984], а также А.Катц и А.Томпсон [*Katz, Thompson*, 1985] пришли к выводу, что пористость горных пород геометрически самоподобна в широком диапазоне масштабов.

До сих пор не существует общепризнанного объяснения причин, по которым самоподобная структура оказывается характерной для столь многих объектов и явлений в природе. Возможно, это связано с тем, что процессы, определяющие самоподобное структурирование среды на различных ступенях иерархии, сами обладают свойством масштабной инвариантности. По-видимому, такая инвариантность является одним из фундаментальных законов природы. Применительно к геофизической среде важную роль могут играть еще до конца не понятые общие закономерности накопления и диссипации энергии в массивах горных пород [*Садовский и др.*, 1984; *Hirata*, 1989a].

Следует ожидать, что отмеченные свойства геофизической среды будут отражаться и на происходящих в ней процессах, и в частности сейсмическом процессе, который тоже должен нести в себе свойства иерархического самоподобия. Действительно, фрактальность сейсмического процесса установлена в очень больших диапазонах по пространству, времени и энергии [*Aki*, 1981; *Садовский и др.*, 1984, 1987; *Smalley et al.*, 1987; *Hirata*, 1989b; *Turcotte*, 1989; *Смирнов*, 1993; *Смирнов, Исполинова*, 1993 и др.]. Замечателен факт, что иерархическая структура геологических блоков и пространственное распределение гипоцентров землетрясений имеют приблизительно одинаковые параметры самоподобия, что свидетельствует об их структурном и динамическом единстве. Это дает основания изучать структуру среды по структуре происходящего в ней сейсмического процесса.

Подобие процессов разрушения в различных масштабах открывает большие возможности для моделирования сейсмических явлений на лабораторных образцах. Однако, как указывается в [*Садовский*, 1989; *Садовский, Писаренко*, 1991], для того чтобы моделирование было более приближенным к реальности, необходимо сохранить иерархическую структуру и для масштабов используемых образцов, т.е. составлять образцы из отдельных кусков горной породы. Хотя эксперименты в этом направлении только начинаются, хорошее согласие полученных результатов с реальным сейсмическим процессом [*Садовский*, 1989; *Садовский, Писаренко*, 1991] дает основания ожидать значительных успехов в этом направлении.

Использование концепции фракталов позволило по-новому взглянуть и на давно известные в сейсмологии факты. Как пример можно привести эмпирический закон Гутенберга–Рихтера, утверждающий, что число землетрясений с магнитудой, большей m, определяется соотношением

$$\lg N = -bm + a\,. \tag{3.1}$$

Здесь N – число землетрясений в единицу времени в изучаемом регионе с магнитудами m, a и b константы, причем величина коэффициента b, согласно многочисленным экспериментальным измерениям, заключена в диапазоне $0.7<b<1.1$. Соотношение (3.1) означает, что на каждое землетрясение с магнитудой m приходится примерно одно и то же число землетрясений с магнитудой, меньшей на 1, вне зависимости от величины m. Это и составляет, в определенном смысле, суть самоподобия в распределении землетрясений по энергиям или размерам разрывов, причем самоподобие распространяется до масштабов микротрещин на лабораторных образцах [*Садовский и др.*, 1984; *Hirata et al.*, 1987; *Scholz*, 1988].

Соотношение (3.1) по своему виду оказывается эквивалентным независимо установленному степенному соотношению между частотой возникновения землетрясений (N) и длиной разрывного нарушения (L) [*Aki*, 1981]:

$$N=CL^{-d}\,. \tag{3.2}$$

Эта характеристика универсальна для регионов с совершенно различными тектоническими режимами. Тем самым приходится признать, что самоподобие – характерное свойство сейсмичности. Тем не менее остается неясным, почему фрактальное распределение выдерживается практически постоянным в столь разнообразных в тектоническом отношении регионах, если только не предположить, что это постоянство отражает фундаментальный закон дробления материала.

Совместность соотношений (3.1) и (3.2) может свидетельствовать о том, что фрактальное распределение энергии землетрясений определяется фрактальным распределением размеров разрывных нарушений. Вместе с тем совсем не очевидно, что вид распределений для землетрясений и соответствующих тектонических разрывных нарушений должен быть одним и тем же, поскольку для этого нужно, чтобы каждое тектоническое разрывное нарушение независимо от его размера "сработало" одинаковое число раз.

К.Аки [*Aki*, 1981] показал, что соотношение (3.1) эквивалентно фрактальному распределению (3.2), если магнитуду выразить через сейсмический момент M землетрясения, а последний, в свою очередь, через линейный размер L плоскости разрыва при землетрясении соответствующей магнитуды. В итоге выражение (3.1) удается свести к выражению

$$\lg N = -2b\lg L + \beta\,, \tag{3.3}$$

где β постоянная, которая может быть выражена функционально через значения a и b из соотношения (3.1). Отсюда уже легко перейти к степенной зависимости для числа землетрясений в виде

$$N = \beta\, r^{-2b}\,. \tag{3.4}$$

Сравнивая с определением фрактального распределения (3.2), получаем

$$d = 2b\,. \tag{3.5}$$

Правомочность этого соотношения дискутируется в литературе [*Hirata*, 1989b; *Frankel*, 1991], но это не отражается существенным образом на признании фрактального характера распределения числа землетрясений по их энергии.

Фрактальность – мощное средство описания геометрии, имеющей самоподобную структуру. Геометрия фракталов есть некоторая альтернативная модель реального мира. Фрактальные структуры несводимы к идеализированным геометрическим объектам Евклида – прямым, сферам, конусам и т.д. Как пишет Б. Мандельброт [*Mandelbrot*, 1982], "Облака – это не сферы, горы – это не конусы, линии берега – это не окружности, и кора не является гладкой, и молния не распространяется по прямой даже в нулевом приближении... Природа демонстрирует нам не просто более высокую степень, а совсем другой уровень сложности. Число различных масштабов длин в структурах всегда бесконечно".

Однако фрактальные объекты вовсе не хаотичны. В модели хаоса отсутствует всякая возможность характеристики объектов, кроме полного перечисления всех составляющих эти объекты точек, т.е. отсутствуют понятия высоты и глубины (в результате возвышенности рельефа неотличимы от впадин), длины и площади (в результате реки неотличимы от морей и океанов, острова от континентов) и т.д.

Напротив, точки, составляющие фрактальный объект, занимают в евклидовом пространстве вовсе не случайное положение. Упорядоченность элементов фрактальных структур подчиняется мощным и красивым законам самоподобия. Даже если бы эти удивительные объекты, в каком-то смысле промежуточные между идеальными геометрическими объектами Евклида и хаотическими множествами точек, были лишь плодами игры воображения, они заслуживали бы нашего самого пристального внимания. Однако во многих ситуациях именно фрактальный подход к описанию реальных природных объектов оказывается наиболее адекватным и плодотворным.

В геометрии фракталов форма различных объектов характеризуется всего лишь одним числом – фрактальной размерностью. Тем не менее "...поразительно, как многого удается достичь, используя только масштабно-инвариантные фракталы, поэтому тщательное исследование их свойств – задача весьма благодарная" [*Федер*, 1991].

3.2. Фрактальная размерность

3.2.1. Определение фрактальной размерности

В настоящее время в литературе используется несколько определений фрактальной размерности [*Федер*, 1991]. В связи с тем, что первоначально Б.Мандельброт [1982] определил фрактал как *множество, у которого размерность Хаусдорфа-Безиковича нецелочисленна*, наиболее часто для характеристики фрактальных объектов используется размерность Хаусдорфа-Безиковича. Ее смысл можно пояснить следующим образом[1].

Разделим все пространство на гипершары с радиусом не более δ и подсчитаем минимальное количество гипершаров N, необходимое для покрытия изучаемого множества. Ясно, что при $\delta \to 0$ N будет неограниченно возрастать. Однако априори неясно, как быстро будет происходить это увеличение.

Чтобы оценить его скорость (которая и характеризует изучаемый объект), рассмотрим величину (меру) $M_d = CN(\delta)\delta^d$, где C – некоторый геометрический коэффициент. По определению, размерность Хаусдорфа-Безиковича

[1] Более строгое определение и многочисленные примеры можно найти в работе [*Федер*, 1991].

D есть такое "критическое" значение, что при $d<D$ предел $M_d(\delta)$ при $\delta \to 0$ равен ∞, в то время как при $d>D$ этот же предел равен 0.

Другими словами, если выбрать $d>D$ (например, покрывать плоскую фигуру шарами), то при $\delta \to 0$ число требуемых для покрытия шаров N растет как δ^2, в то же время объем каждого шара уменьшается как δ^{-3}. В результате мера M_d оказывается равной 0.

Если же, наоборот, взять $d<D$, то при уменьшении δ "гиперобъем" каждого покрывающего множество гипершара будет "использоваться" все менее эффективно, т.е. внутри гипершара будет оставаться все больше "пустого" места. В результате суммарный "гиперобъем" покрывающих множество гипершаров при $\delta \to 0$ будет расти до бесконечности.

Часто (хотя и не всегда) оказывается, что при стремлении радиуса гипершара δ к 0 количество N необходимых для покрытия объекта элементарных гипершаров возрастает так, что $\delta^d N$ = const. Очевидно, в этом случае показатель степени d соответствует размерности Хаусдорфа-Безиковича анализируемого множества.

Иногда удобнее оказывается использовать другие характеристики фрактальной размерности. Так, например, к понятию *размерности подобия* можно прийти, отталкиваясь от степенного распределения вида (3.2), которое мы здесь перепишем в следующей форме:

$$N_i = C\, r_i^{-d} \,. \tag{3.6}$$

Это уравнение описывает зависимость числа объектов N_i заданного размера r_i от величины характерного линейного размера объекта r_i. Для того чтобы определить размерность подобия анализируемого самоподобного множества, нужно подобрать математическую функцию, описывающую зависимость числа объектов N_i заданного размера r_i от величины линейного размера объекта r_i. Если эта зависимость может быть представлена в форме степенного распределения (3.6), и если окажется, что показатель степени d имеет дробное, нецелочисленное значение, то можно утверждать, что анализируемое множество есть фрактал и что его размерность характеризуется величиной d.

Последнее определение весьма близко по духу к современной трактовке понятия фрактала как структуры, состоящей из частей, которые в каком-то смысле подобны целому [*Mandelbrot*, 1967, 1977, 1982; *Федер*, 1991]. Для самоподобных фракталов размерность подобия совпадает с размерностью Хаусдорфа-Безиковича [*Федер*, 1991].

На рис. 3.1 приведены наглядные примеры фрактальных множеств в виде "снежинки" Коха (рис. 3.1,*а*), отрезки периметра которой выступают в данном случае в качестве сплошного, непрерывного множества, и в виде трех дискретных множеств – канторовой "пыли" (рис. 3.1,*б*), "коврика" Серпинского (рис. 3.1,*в*) и "губки" Менгора, или "кубика" Серпинского (рис. 3.1,*г*), – для различных случаев топологической евклидовой размерности D вмещающего эти множества пространства.

Для примера рассмотрим, как можно вычислить фрактальную размерность (точнее, размерность подобия) "снежинки" Коха. Замечая, что на каж-

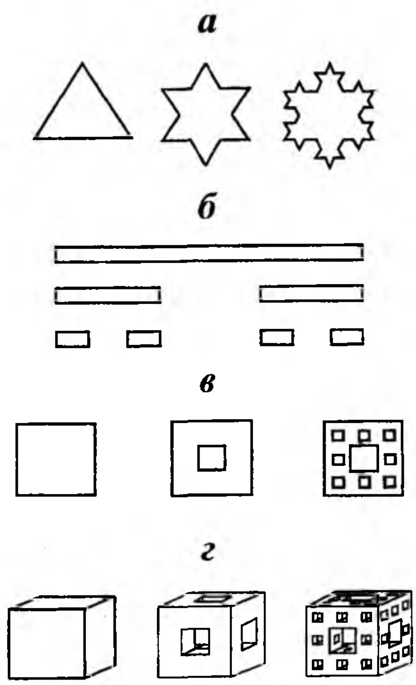


Рис. 3.1. Примеры различных фрактальных множеств

а – "снежинка" Коха, отрезки периметра которой выступают в данном случае в качестве сплошного, непрерывного множества; *б–г* — три дискретных множества для различных случаев топологической Евклидовой размерности D вмещающего пространства: *б* – канторова "пыль" ; *в* – "коврик" Серпинского; *г* – "губка" Менгора, или "кубик" Серпинского

дом следующем шаге N_{i+1} растет как $4N_i$, а r_{i+1} – как $1/3r_i$, непосредственно из (3.6) получаем:

$$N_i \cdot r_i{}^d = \text{const} = N_{i+1} \cdot r_{i+1}{}^d = 4\ N_i \cdot (r_i/3)^d, \tag{3.7}$$

откуда после логарифмирования сразу следует:

$$d \cdot \lg 3 = \lg 4\ , \tag{3.8}$$

Таким образом, величина фрактальной размерности периметра "снежинки" Коха d=lg4/lg3=1.2618. Как видим, эта размерность дробная и превосходит топологическую размерность линии D=1. Это означает, что сплошная линия периметра "снежинки" Коха является "шероховатой" и недифференцируемой.

Фрактальная размерность d канторовой пыли (рис. 3.1,б), как уже отмечалось в предыдущем разделе, имеет промежуточную величину между величинами топологической размерности линии (D=1) и точки (D=0). Рассмотрим более подробно на примере этого множества, как оценивается его фрактальная размерность (в данном примере – размерность Хаусдорфа-Безиковича), используя прекрасно выполненное описание в [*Николис, Пригожин*, 1979].

Как формулируется то обстоятельство, что кусок бумаги, на котором мы пишем, является двухмерным или что пространство, в котором мы движемся, трехмерно? Обозначим посредством T любое интересующее нас множество и попытаемся закрыть его отрезками (в одномерном случае), или квадратиками (в двухмерном), или кубами (в трехмерном) со стороной, равной r. Устремляя величину r к 0, можно записать более строгое соотношение для определения размерности d всех известных "топологических" многообразий:

$$d = \lim_{r \to 0} (\lg N(r) / \lg(1/r))\ . \tag{3.9}$$

Это соотношение можно пояснить следующим образом. Разобьем множество T на ячейки со стороной r и сосчитаем минимальное число таких ячеек, необходимых для покрытия этого множества. Далее разделим логарифм этого числа на логарифм $1/r$, перейдем к пределу при очень малых r и в результате получим искомую размерность d.

Применим эти соображения к плоскости, точнее – к квадрату со стороной 1. Для того чтобы закрыть этот квадрат, необходимо $(1/r)^2$ квадратиков со стороной r. Подставляя в (3.9) вместо $N(r)$ выражение $(1/r)^2$ для числа таких квадратиков, немедленно получаем, как и ожидалось, d=2, что соответствует топологической размерности плоскости.

Что же получается, если распространить эти представления на фрактальные множества, и в частности на множество Кантора? При первом разбиении на три отрезка и удалении одного из них для того, чтобы покрыть два оставшихся подмножества, достаточно двух отрезков длиной 1/3. При втором разбиении нужно уже 4 отрезка длиной 1/9, и вообще, при n-ом разбиении нужно иметь 2^n отрезков длиной $(1/3)^n$. Итак, $\lg N(r)/\lg(1/3) = \lg 2^n/\lg 3^n = (n\lg 2)/(n\lg 3)$, или $d = \lg 2/\lg 3 = 0.6309...$ Таким образом, в этом плане множество Кантора – промежуточное между точкой (d=0) и линией (d=1), т.е. это фрактал.

Двухмерный аналог канторовой пыли – "коврик" Серпинского (рис. 3.1,*в*), следуя той же идеологии, имеет фрактальную размерность d=ln8/ln3=1.8928, поскольку инвариантной величиной являются 8 остающихся квадратиков со стороной r=1/3. Фрактальная размерность заключена между 1 (D=1 для линии) и 2 (D=2 для площади), т.е. $1<d<2$.

Трехмерный аналог канторовой пыли – "кубик" Серпинского (рис. 3.1,*г*) – имеет фрактальную размерность d=ln20/ln3=2.7268, промежуточную по величине между 2 (для площади) и 3 (для объема), т.е. $2<d<3$.

Приведем еще один пример трехмерного фрактального множества, образующегося при делении единичного куба на части таким образом, что при каждом последующем делении ребер кубов пополам два диагонально противоположных кубика остаются каждый раз неделимыми, а остальные делятся дальше. В этом случае при первом делении единичного куба останутся неделимыми два кубика с размером ребер r=1/2 и 12 кубиков с размером ребер r=1/4. Каждая поверхность грани такого кубика представляет собой фрактальное множество с размерностью d=ln3/ln2=1.585. Соответственно, фрактальная размерность такого множества может быть оценена как d=ln6/ln2=2.585. Этот пример (рис. 3.2) интересен тем, что полученное значение фрактальной размерности наиболее часто встречается в природе. Как показал Д.Туркотт [*Turcotte*, 1986], для многих экспериментально изученных

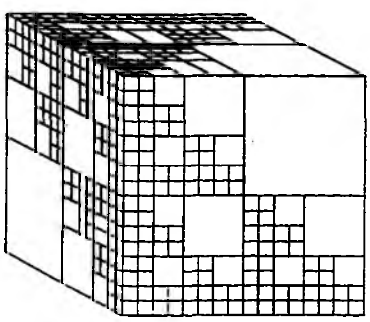


Рис. 3.2. Возможная модель разрушения кубического образца [*Turcotte*, 1994]

Диагонально расположенные блоки остаются каждый раз неделимыми. Множество имеет фрактальную размерность d=ln6/ln2=2.585. Поверхность блоков имеет фрактальную размерность d=ln3/ln2=1.585

природных объектов при дроблении зависимость числа отдельностей от размера подчиняется степенному закону с показателем степени, близким к d=2.5.

При исследовании разрушения образцов в лабораторных условиях Т.Хирата и др. [*Hirata et al.*, 1987] обнаружили наличие фрактальной структуры в пространственном распределении микроразрывов, лоцируемых в экспериментах путем регистрации акустической эмиссии. В зависимости от стадии разрушения образцов гранита величина фрактальной размерности варьировала от d=2.75 на начальной до d=2.25 на конечной стадии разрушения. Соответственно, для поля эпицентров этих микроразрывов величина d варьировала от 1.25 до 1.75. С.Бартон и П.Хсих [*Barton, Hsieh*, 1989], изучая распределение разрывов и трещиноватости на поверхности в горах Юкка в штате Невада, показали, что оно фрактально с размерностью d=1.6. В обоих случаях оценки фрактальной размерности d оказываются близкими к величине d=1.585 для поверхности куба на рис. 3.2.

Близкие к этой величине значения размерности d наблюдались и при изучении пространственной структуры сейсмичности. Так, в работе [*Садовский и др.*, 1984] установлено, что пространственная структура эпицентров землетрясений Вахшского района в Таджикистане может быть описана фрактальным множеством с размерностью d=1.4, а поле эпицентров Земли в целом характеризуется величиной d=1.6. Примерно в этом же диапазоне колебалась величина d ($1.2<d<1.6$) при исследовании Я.Каганом и Л.Кноповым [*Kagan, Knopoff*, 1981] синтетических каталогов землетрясений. Численный анализ кластеров активных разломов Кавказа и зоны сочленения Памира и Тянь-Шаня, выполненный Т.П.Белоусовым и И.Р.Стаховским [1993], показал, что величина d заключена в диапазоне $1.39<d<1.65$.

Таким образом, можно утверждать, что фрактальное распределение характерно как для микротрещин в образце горной породы, разрушаемом в лабораторных условиях, так и для тектонической трещиноватости в широком диапазоне. При этом показатель фрактальной размерности d меняется в относительно узких пределах вне зависимости от внутреннего строения материала и масштабов рассмотрения, т.е. фрактальность есть неотъемлемое свойство пространственной структуры горных масс.

Объекты, которые могут быть описаны сплошной, но “шероховатой” или недифференцируемой функцией (примером может служить периметр “снежинки” Коха), характеризуются дробной размерностью d, величина которой всегда больше, чем у “гладкой”, не фрактальной модели объекта, такой, как линия или поверхность. В качестве реальных примеров подобных множеств можно указать периметры топографических объектов, конфигурацию гидросети, связную систему последовательно уменьшающихся в размере оперяющих трещин в горной породе, шероховатую поверхность разрушения горных пород и т.д. Напротив, дискретные, дробные множества, примеры которых можно видеть на рис. 3.1,*б-г*, характеризуются размерностью d, всегда меньшей размерности “сплошного” аналога. Реальными примерами таких множеств могут служить кластеры коллоидных частиц [*Федер*, 1991], распределения чисел фрагментов материала при его разрушении в зависимости от их линейных размеров, распределение числа землетрясений по их магнитудам, а также распределение эпицентров землетрясений на плоскости или их гипоцентров в трехмерном пространстве и т.д.

В некоторых ситуациях полезным оказывается понятие вероятности принадлежности объекта к анализируемому множеству. Как показал Д. Туркотт [*Turcotte*, 1989a], для различных аналогов канторовой пыли (рис. 3.1,*б-г*) вероятность P_i принадлежности отрезка, квадрата или кубика к соответствующему фрактальному множеству можно выразить как

$$P_i = N_i r_i^D \ , \tag{3.10}$$

где D – евклидова размерность пространства (D=1, 2, 3), соответствующего данному фрактальному множеству. В соответствии с выражением (3.6) можно записать:

$$P_i = C\ r_i^{D-d} \ . \tag{3.11}$$

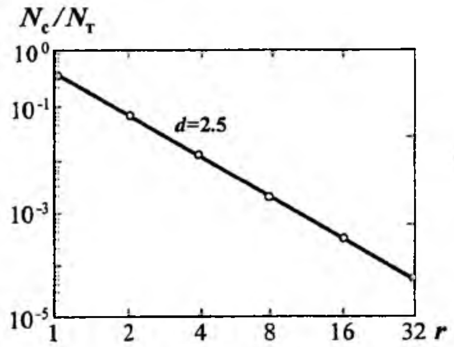
Заметим, что выражения (3.10) и (3.11) подобно выражениям (3.2) и (3.6) также имеют характерную для фрактальных объектов степенную форму.

На практике для оценки фрактальной размерности анализируемых множеств используют обычно технику клеточной [*Федер*, 1991] или корреляционной [*Шустер*, 1988] размерности (примеры приведены в разделе 3.2). Клеточная размерность требует значительной статистической представительности событий [*Hirata et al.*, 1987; *Садовский, Писаренко*, 1991] и используется, как правило, лишь для статистических оценок средних величин фрактальной размерности. При решении таких задач, как исследование неоднородной фрактальной структуры реальных геофизических множеств (например, сейсмичности, и в особенности при изучении ее эволюции во времени) оценка клеточной размерности в большинстве случаев оказывается невозможной. В такой ситуации предпочтение отдается оценке корреляционной размерности, что может быть сделано по выборкам сравнительно небольшого объема [*Шустер*, 1988; *Нелинейные...*, 1989].

3.2.2. Клеточная размерность

Для оценки фрактальной размерности методом клеточной размерности вмещающее пространство разбивается на все более мелкие элементарные объемы (отрезки - в случае линейных объектов, квадраты или круги - в плоском случае, кубики или сферы - в трехмерном случае). Минимальные размеры ячеек устремляются по возможности к 0. На практике минимальный линейный размер ячейки r ограничивается точностью измерения положения объектов анализируемого множества – он должен быть заметно больше величины погрешности, чтобы избежать существенного влияния последней на оценку величины фрактальной размерности.

Затем подсчитывается число элементарных объемов N_i с линейными размерами r_i, в которые попадает хотя бы один элемент или каким-либо образом отнормированное количество элементов анализируемого множества. Например, это может быть величина средней плотности элементов множества в ячейке данного масштаба или величина, близкая к максимальному числу элементов в ней. Если при этом N_r растет асимптотически степенным образом, т.е. выполняется соотношение (3.2), то анализируемому множеству приписывается фрактальная размерность d. Величина размерности при этом определяется из рассмотренного выше соотношения (3.9).



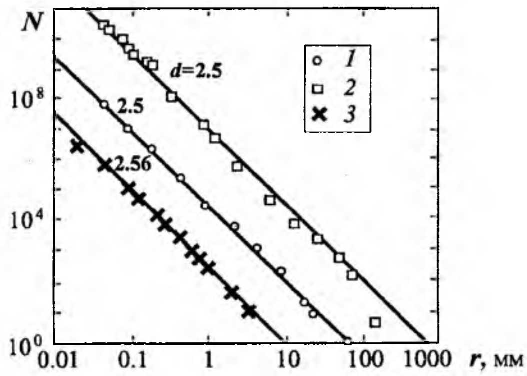


Рис. 3.3. Кумулятивное распределение числа подвижек по их размерам в эксперименте Д.Туркотта [*Turcotte*, 1994]

Число подвижек N_c в ячейках с размерами r или меньше делится на общее число подвижек N_T и откладывается в функции размера r. Степенное распределение описывается выражением (3.9)

Рис. 3.4. Число фрагментов N с характерными линейными размерами больше чем $r=V^{1/3}$ как функция размера r

1 – уголь; *2* – гранит; *3* – базальт

Геометрический смысл размерности d состоит в асимптотическом наклоне графика $N(r)$ в двойном логарифмическом масштабе при неограниченном уменьшении размера r ячейки разбиения. Именно таким образом оценивалась размерность различных фрактальных множеств в разделе 3.2.1.

На рис. 3.3 показан пример графического определения фрактальной размерности для последовательности подвижек в процессе деформирования иерархической системы блоков, взаимосвязанных между собой согласно схеме фрактального множества, изображенного на рис. 3.2. Полученная величина фрактальной размерности d=2.5 оказывается довольно близкой к фрактальной размерности d=2.585 модельного множества, изображенного на рис. 3.2.

На рис. 3.4 приведены заимствованные у Д.Туркотта [*Turcotte*, 1989a] примеры реальных распределений по размерам фрагментов, образующихся в процессе разрушения различных горных пород. Все они также показывают значения фрактальной размерности, близкие к d=2.5 и заметно отличающиеся от размерности D=3 вмещающего евклидова пространства.

3.2.3. Корреляционная размерность

Введем понятие корреляционного интеграла, в качестве которого выступает функция $C(\rho)$, для каждого ρ равная нормированному числу пар точек множества, расстояние между которыми меньше ρ [*Шустер*, 1988]:

$$C(\rho)=\lim_{n\to\infty}(1/n^2)\sum_{ij}\theta\left[\rho-\left|a_i-a_j\right|\right], \tag{3.12}$$

где a_i – элементы рассматриваемой структуры; $|a_i - a_j|$ – модуль расстояния между двумя элементами структуры; θ – функция Хевисайда:

$$\theta(x)=\begin{cases}1, & x\geq 0,\\ 0, & x<0.\end{cases}$$

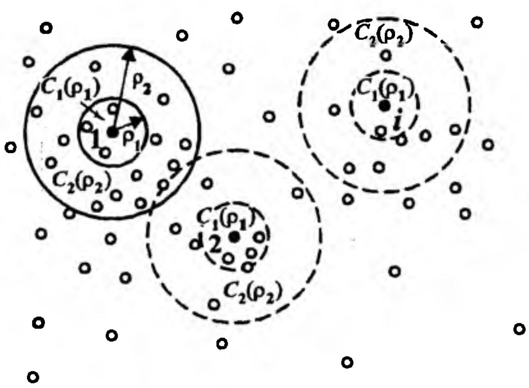


Рис. 3.5. Схема оценки корреляционной размерности

Корреляционная размерность определяется пределом

$$d_C = \lim_{\rho \to 0} (\ln C(\rho) / \ln \rho \ , \tag{3.13}$$

а на практике – как угловой коэффициент зависимости $C(\rho)$ в двойном логарифмическом масштабе.

Заметим, что выражение (3.13) требует отыскания пределов при $\rho \to 0$, что невыполнимо при анализе эмпирических данных. Поэтому при построении оценок фрактальной размерности d_C вводится понятие *области скейлинга* – диапазона значений ρ, внутри которого зависимость $\ln C(\rho)$ от $\ln(\rho)$ допускает прямолинейную аппроксимацию. Область скейлинга может быть ограничена точностью исходных данных (снизу), размером рассматриваемой области (сверху) или реальными изменениями структуры рассматриваемого множества. В последнем случае будут наблюдаться "изломы" зависимости $\ln C(\rho) = F\{\ln(\rho)\}$.

При вычислении корреляционного интеграла каждая точка множества (в задачах сейсмологии это может быть, например, гипоцентр землетрясения) окружается последовательно сферами радиусом ρ_1, ρ_2, ..., ρ_m (рис. 3.5) и подсчитывается число точек $C_i(\rho_1)$, $C_i(\rho_2)$, ..., $C_i(\rho_m)$ внутри каждой сферы (i – номер точки).

Показатель $d_C^{(i)}$ зависимости $C_i \sim \rho^{d_C(i)}$, таким образом, имеет смысл размерности кластера в i-й точке множества [*Федер*, 1991]. Если фрактальное множество неоднородно (состоит из вложенных подмножеств с разной размерностью [*Шустер*, 1988; *Mandelbrot*, 1989; *Hirata, Imoto*, 1991; *Садовский, Писаренко*, 1991; *Федер*, 1991]), то значения $d_C^{(i)}$ при различных i, вообще говоря, не совпадают, а определяемое через корреляционный интеграл значение корреляционной размерности дает некоторую усредненную характеристику самоподобия множества, зависящую от неоднородности фрактальной структуры.

3.3. Устойчивость оценки фрактальной размерности

Отметим, что, хотя использование концепции фракталов позволило добиться значительных успехов, существует множество заблуждений и ошибок, связанных с ее практическим применением [*Hong Shiz, Hong Shim*, 1992]. Особенно большое значение имеет тот факт, что до настоящего времени фактически не разработан аппарат определения достоверности оценки фрактальных характеристик. Ниже предложен и опробован на модельных фрактальных множествах возможный подход к решению этой задачи.

3.3.1. Корреляционная размерность неоднородного фрактала

Легко видеть, что, если точкам множества приписать некоторую массу, корреляционную размерность можно ассоциировать с размерностью массы или размерностью кластера, усредненной по всему множеству [*Федер*, 1991]. Поэтому при исследовании вариаций корреляционной размерности следует отдавать себе отчет в том, что эти вариации могут быть обусловлены не только изменением структуры множества как целого, но и изменением степени однородности фрактала. В связи с этим интерес представляет задача оценки *изменчивости корреляционной размерности* за счет неоднородности фрактала, например, моделирующего неоднородную фрактальную структуру сейсмичности. Предлагаемая фрактальная характеристика впервые рассмотрена И.А.Сидориным и В.Б.Смирновым [1994, 1995].

В качестве модельного фрактального множества использовались точки траектории странного аттрактора Лоренца с фрактальной размерностью d=2.06 (рис. 2.10). Соответствующие дифференциальные уравнения, описывающие эволюцию нелинейной динамической системы Лоренца, представлены системой уравнений (2.8).

Исследуем фрактальную структуру этого множества. На рис. 3.6 приведены примеры гистограмм распределений значений $C_i(\rho_j)$ для трех различных величин ρ_j. Как видно, распределения сильно отличаются от нормального, поэтому для их характеристики использованы квантильные оценки, более устойчивые, чем среднее и дисперсия [*Тьюки*, 1981; *Мостеллер, Тьюки*, 1982].

В качестве "наилучшей оценки" $\breve{C}$ при некотором ρ разумно использовать медиану

$$\breve{C}_i(\rho_j)=\text{med}\,\{C_i(\rho_j)\}, \qquad (3.14)$$

а в качестве доверительного интервала – сумму размахов между 15%-ным квантилем и медианой ($\sigma_{\text{л}j}^{\text{кв}}$) и между медианой и 85%-ным квантилем ($\sigma_{\text{п}j}^{\text{кв}}$).

В результате расчетов получался набор пар точек $(\rho_j, \breve{C}(\rho_j))$ с несимметричными и различными по величине доверительными интервалами для $\breve{C}(\rho_j)$: $\sigma_{\text{л}j}^{\text{кв}}$, $\sigma_{\text{п}j}^{\text{кв}}$. Далее задача сводилась к выделению области скейлинга (участка

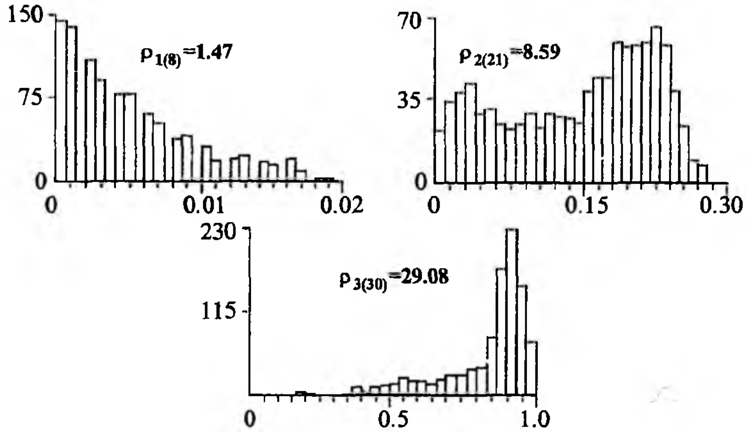


Рис. 3.6. Гистограммы распределения $C_i(\rho_j)$ для аттрактора Лоренца при различных значениях ρ_j ($\rho_1<\rho_2<\rho_3$).

Для расчета использовалась выборка из 1000 точек траектории аттрактора Лоренца

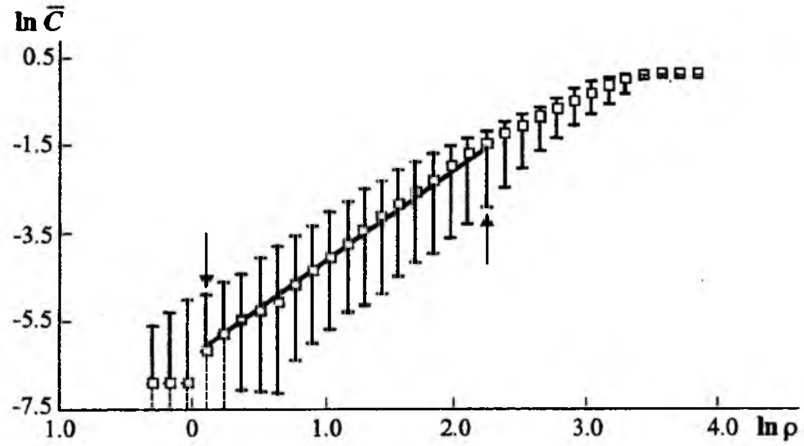


Рис. 3.7. Результаты расчета корреляционного интеграла

Доверительные интервалы, отмеченные пунктиром, соответствуют условию $\breve{C}=\sigma_{\text{пj}}^{\text{кв}}$, т.е. уходят в бесконечность. Стрелками указаны границы области скейлинга. Аппроксимирующая прямая рассчитана по регрессионной схеме Монте-Карло

прямолинейности зависимости $\ln\{\breve{C}(\ln\rho)\}$ и расчету на нем параметров регрессии с учетом полученных доверительных интервалов (рис. 3.7).

3.3.2. Регрессионная модель Монте-Карло

Рассмотрим использовавшуюся для расчетов регрессионную модель.

Классическая модель линейной регрессии [*Дрейпер, Смит*, 1986] позволяет оценить параметры линейной зависимости $y=b_0+b_1x$ между двумя величинами x и y по имеющемуся набору пар значений (x_j,y_j), $j=1, ..., k$, причем значения y_j известны с некоторой погрешностью ε_j, т.е. $y_j=b_0+b_1x_j+\varepsilon_j$. Однако предполагается, что остатки ε_j удовлетворяют следующим условиям: а) остаток ε_j есть нормально распределенная случайная величина со средним, равным нулю, и дисперсией σ^2 (обычно неизвестной), т.е. $\varepsilon_j \sim N(0, \sigma^2)$; б) остатки ε_j и ε_l независимы при $j \neq l$, так что $\text{cov}(\varepsilon_j,\varepsilon_l)=0$; поэтому $\text{E}(y_j)=b_0+b_1x_j$, $\overline{V}(y_j)=\sigma^2$.

Оценка параметров регрессии в такой схеме основывается на минимизации суммы квадратов отклонений от прямой:

$$s^2=\sum_{j=1}^{k}(y_j-\breve{y}_j)^2, \tag{3.15}$$

где $\breve{y}_j$ – предсказанные значения y_j при определенных b_1 и b_0.

В нашем случае при выборе регрессионной модели нужно иметь в виду следующее. Во-первых, нам известны значения доверительных интервалов (по принципу построения их можно считать 70%-ными) для зависимой переменной. Во-вторых, эти интервалы несимметричны, различны для разных точек, и распределение величин уклонений на них сильно ненормально. Вследствие этого классическая модель регрессии в данном случае малоэффективна. Подобные задачи могут решаться конфлюэнтным анализом [*Айвазян и др.*, 1985], однако его аппарат достаточно сложен, и для наших целей желательно построить некоторую упрощенную модель.

После выделения области скейлинга и изменения нумерации точек (так, чтобы первый номер имела первая точка в выделенной области) получим k

пар значений $(\rho_j, \breve{C}(\rho_j))$, j=1, ..., k. Будем считать, что ρ_j известны точно, значения же $C(\rho_j)$ являются выборочными из интервалов

$$\breve{C}(\rho_j) - \sigma_{\text{л}j}^{\text{кв}} < C(\rho_j) < \breve{C}(\rho_j) + \sigma_{\text{п}j}^{\text{кв}} \tag{3.16}$$

По этим данным необходимо оценить наклон в двойном логарифмическом масштабе графика $C(\rho)$. Воспользуемся для этого методом Монте-Карло, т.е. будем генерировать случайные множества точек, попадающих в интервалы $[\breve{C}(\rho_j) - \sigma_{\text{л}j}^{\text{кв}},\ \breve{C}(\rho_j) + \sigma_{\text{п}j}^{\text{кв}}]$, проводить по ним прямые (в двойном логарифмическом масштабе) и оценивать изменчивость их наклона.

Первая трудность возникает при взятии логарифма от $C(\rho_j)$. Дело в том, что при построении оценки $\breve{C}$ использована медиана (3.14), в результате чего при некоторых ρ_j возможны нулевые значения $\breve{C}(\rho_j)$. Как правило, это свидетельствует о том, что данные значения ρ_j лежат либо за пределами нижнего размера области масштабной инвариантности, либо очень близко к ним (более половины значений $C_i(\rho_j)$ – нули). Это также может означать, что количество элементов множества, по которым производится оценка, не обеспечивает ее статистической значимости.

Простейшее решение заключается в том, чтобы исключить подобные точки из регрессионного анализа. Однако не стоит забывать, что данные точки представляют собой всего лишь некоторые выборочные значения из интервалов (3.16). Построенная иначе наилучшая оценка $\breve{C}(\rho_j)$ для этих интервалов может быть и ненулевой. Исключая точки с малыми значениями ρ_j, мы лишаемся некоторой информации об исследуемой системе, тем более важной, поскольку она отражает детальную структуру системы. По-видимому, исключать из рассмотрения стоит лишь те точки $(\rho_j, C(\rho_j))$, для которых $\sigma_{\text{п}j}^{\text{кв}}=0$, т.е. имеется более 85%-ых нулевых значений $C_i(\rho_j)$.

Итоговая процедура выглядит следующим образом. Задав некоторую плотность вероятности, выберем случайные значения $C_1^{\text{выб}}(\rho_j)$, j=1, ..., k из интервалов $(\breve{C}(\rho_j) - \sigma_{\text{л}j}^{\text{кв}}) < C_1^{\text{выб}}(\rho_j) < (\breve{C}(\rho_j) + \sigma_{\text{п}j}^{\text{кв}})$ и оценим по точкам $(\rho_j, C_1^{\text{выб}}(\rho_j))$ параметры регрессии b_{11} и b_{01} а также их дисперсии $\bar{V}(b_{11})$ и $\bar{V}(b_{01})$. После этого, пользуясь тем же видом распределения, сгенерируем новый набор значений $C_2^{\text{выб}}(\rho_j)$ и т.д. Повторяя эту процедуру N раз, получим набор значений b_{1i}, b_{0i}, $\bar{V}(b_{1i})$ и $\bar{V}(b_{0i})$, i=1, ..., N.

Из характера распределений на рис. 3.6 следует, что относительная погрешность оценки корреляционного интеграла $\breve{C}$ достаточна велика и станет еще большей после взятия логарифмов. Как известно, описанная выше классическая схема регрессии очень неустойчива по отношению к сильным отклонениям точек от прямой. Поэтому для наших целей предпочтительнее использовать алгоритм итерационной робастной регрессии [*Тьюки*, 1981; *Мостеллер, Тьюки*, 1982; *Айвазян и др.*, 1985].

Смысл робастной регрессии состоит в том, что вместо обычной суммы квадратов отклонений от прямой (3.15) минимизируется взвешенная сумма:

$$s_\omega^2 = \sum_{j=1}^{k} \omega_j (y_j - \breve{y}_j)^2 \tag{3.17}$$

Подбор прямой наилучшего приближения выполняется за несколько итераций. На каждом шаге веса ω_j точек (ρ_j, $C_l^{\text{выб}}(\rho_j)$) выбираются в соответствии со степенью отклонения их от прямой, проведенной на предыдущей итерации, а на первой итерации – со степенью надежности оценки $\breve{C}(\rho_j)$. Процедура выбора начальных весов неоднозначна, и существует множество различных алгоритмов. Мы поступали следующим образом.

Для каждого j выбирался вес $\omega_{0j} = (\sigma_{\text{л}j}{}^{\text{кв}} + \sigma_{\text{п}j}{}^{\text{кв}})^{-2}$. Как показано ниже, погрешность определения параметров регрессии (в особенности углового коэффициента b_1) сильно зависит от числа точек k (степеней свободы). Использованная схема особенно чувствительна к добавлению – отбрасыванию точек при малых значениях k; при $k \cong 3 \div 5$ оценка b_1 неустойчива. В [*Мостеллер, Тьюки*, 1982] подчеркивается, что придание больших весов точкам не только связано с вычислительными трудностями, но и бессмысленно со статистической точки зрения. Поскольку задание очень малого веса практически исключает точку из рассмотрения, а присваивание чрезмерно большого веса приводит к сильному уменьшению относительного веса других точек (т.е. в конечном счете снова к исключению точек), необходимо каким-то образом блокировать эти две экстремальные ситуации. Особенно неприятны чрезмерно большие веса, поскольку, как следует из рис. 3.7, значения $\sigma_{\text{л}j}{}^{\text{кв}} + \sigma_{\text{п}j}{}^{\text{кв}}$ конечны и малы. Поэтому веса вычислялись по следующему правилу:

$$\omega_{0j} = \left| \begin{array}{ll} (\sigma_{\text{л}j}{}^{\text{кв}} + \sigma_{\text{п}j}{}^{\text{кв}})^{-2}, & \text{если } \sigma_{\text{л}j}{}^{\text{кв}} + \sigma_{\text{п}j}{}^{\text{кв}} \geq \sigma_0, \\ \omega_{0\max}, & \text{если } \sigma_{\text{л}j}{}^{\text{кв}} + \sigma_{\text{п}j}{}^{\text{кв}} < \sigma_0 \end{array} \right|, \tag{3.18}$$

где

$$\omega_{0\max} = \max_{j:\ \sigma_{\text{л}j}{}^{\text{кв}} + \sigma_{\text{п}j}{}^{\text{кв}} \geq \sigma_0} \{\omega_{0j}\}, \tag{3.19}$$

а σ_0 – выбираемый параметр (обычно мы полагали $\sigma_0 \cong 10^{-4} \div 10^{-3}$).

После выбора начальных весов и приближений оценивались параметры взвешенной регрессии. После уточнения оценок $b_1^{(1)}$ и $b_0^{(1)}$ рассчитывались новые значения весов w_{1j} и вычислялись следующие оценки параметров регрессии. Процесс продолжался заданное число итераций (обычно 30) или до тех пор, пока разность двух последовательных оценок $b_1^{(i)}$ и $b_1^{(i-1)}$ не уменьшалась до заданного значения (10^{-9} в наших вычислениях).

Остановимся чуть подробнее на нескольких технических вопросах. Как уже отмечалось, исключение точек с нулевыми значениями $C(\rho_j)$ при анализе нежелательно. Кроме потери информации о структуре системы на масштабах, соответствующих таким ρ_j, при отбрасывании точек уменьшается число степеней свободы, что влечет за собой сильное увеличение погрешности. Поэтому имеет смысл логарифм нулевых значений заменять достаточно большим отрицательным числом. Как предложили Ф.Мостеллер и Дж.Тьюки [1982], в качестве такого числа можно выбрать $L = \lg p/(1- p)$, где p – доля нулей среди $C_l^{\text{выб}}(\rho_j)$. Согласно их рекомендации, если все элементы – нули (что практически невероятно), p следует рассчитывать так, как будто один элемент – не нуль.

Рассмотрим теперь вопрос о выборе плотности распределения для генерации случайных $C_l^{\text{выб}}(\rho_j)$ из интервалов (3.17). Из гистограмм (см. рис. 3.6) видно, что, во-первых, распределения резко отличаются от нормального и, во-вторых, для различных значений ρ_j они сильно различаются между собой. Поэтому, вообще говоря, следовало бы выбирать свое распределение для каждого ρ_j. Однако ясно, что вид этих распределений сильно зависит от степени и характера неоднородности фрактала, т.е. для каждого конкретного фрактала необходимо подбирать свой набор распределений. Понятно, что это достаточно трудоемкая задача, а нам хотелось бы иметь модель, относительно просто настраиваемую на конкретную систему.

В качестве разумного компромисса можно попытаться использовать некоторую модельную плотность распределения, достаточно простую, но тем не менее отражающую основные особенности реального распределения. Стандартный прием в таких случаях − замена конкретного сложного распределения некоторым набором нормальных или равномерных распределений. В данной работе для простоты мы ограничились лишь двумя. С вероятностью 1/2 генерировалось равномерно распределенное число ξ_j либо из интервала $-\sigma_{лj}^{кв} \le \xi_j \le 0$, либо из интервала $0 \le \xi_j \le \sigma_{пj}^{кв}$, и в качестве $C_l^{выб}(\rho_j)$ бралось $\breve{C}(\rho_j) + \xi_j$. Такая модель достаточно проста, но в то же время согласуется с построением интервалов (3.16) и сохраняет некоторую информацию о ненормальности и несимметричности исходного распределения.

После N-кратного применения описанной процедуры были получены N значений b_{1l}, оценивающих коэффициент наклона l-й прямой, и их дисперсии $\bar{V}(b_{1l})$. В качестве итоговой оценки корреляционной размерности d_C использовалось среднее арифметическое значений b_{1l}, l=1, ..., N. Как видно из рис. 3.8, распределение b_{1l} имеет форму, достаточно близкую к нормальной.

Важное преимущество предложенной схемы − возможность, помимо прочего, получить параметр ε_{het}, характеризующий степень неоднородности фрактального множества:

$$\varepsilon_{het} = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{N} \bar{V}(b_{1l}) \right\}^{1/2} . \tag{3.20}$$

Оценку этой величины можно получить также из вычисленных значений b_{1l}:

$$\hat{\varepsilon}_{het} = \left\{ \frac{1}{N-1} \sum_{l=1}^{N} (b_{1l} - \hat{b}_1)^2 \right\}^{1/2} , \tag{3.21}$$

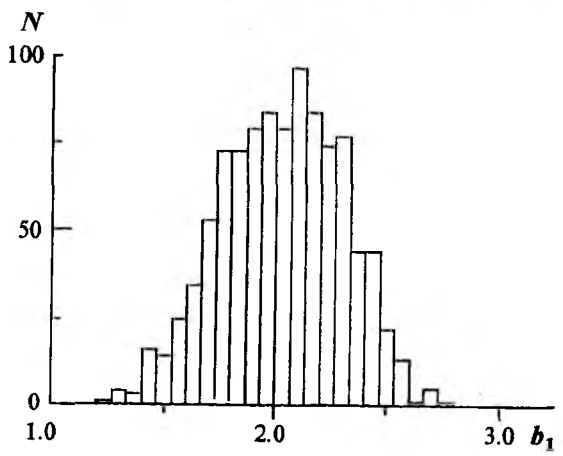


Рис. 3.8. Гистограмма распределения значений b_{1l}, вычисленных по схеме Монте-Карло для выборки объемом 1000 точек траектории аттрактора Лоренца

где $\hat{b}_1$ – среднее b_{1l}, l=1, ..., N. В ходе проведенных исследований наблюдалось достаточно хорошее согласие значения параметра ε_{het}, вычисленного по формуле (3.20), с его оценкой, получаемой по формуле (3.21). В большинстве случаев расхождение не превышало 20 %.

3.3.3. Тестирование алгоритма оценки корреляционной размерности

Для оценки эффективности и контрольного тестирования построенного алгоритма был выполнен расчет корреляционной размерности модельного фрактального множества, состоящего из 1000 точек траектории аттрактора Лоренца.

На рис. 3.7 показаны точки $\ln\rho_j$, $\ln\breve{C}(\rho_j)$ с доверительными интервалами, и на выделенной области скейлинга проведена прямая, рассчитанная по регрессионной модели Монте-Карло. Построенная регрессионная схема дает для корреляционной размерности оценку d_C=2.02, а для параметра ε_{het} – значение ε_{het} =0.32.

На рис. 3.9 представлены зависимости усредненных угловых коэффициентов b_1 и значений параметра ε_{het} от количества использованных для их оценивания прямых N. Анализируя графики, можно заключить, что некоторая стабилизация оценок происходит при значениях N ~ (3–10)·10^2, поэтому имеет смысл при вычислениях использовать именно такие значения (в дальнейшем все расчеты производились при N=1000)

Для исследования корректности построенной модели полезно сравнить получаемые значения параметра ε_{het} с рассчитываемой аналитически среднеквадратичной погрешностью углового коэффициента в частном случае.

Пусть имеется двухмерная нормальная случайная величина (x, y), компоненты которой наблюдаются со случайными ошибками ε_x и ε_y [*Айвазян и др.*,

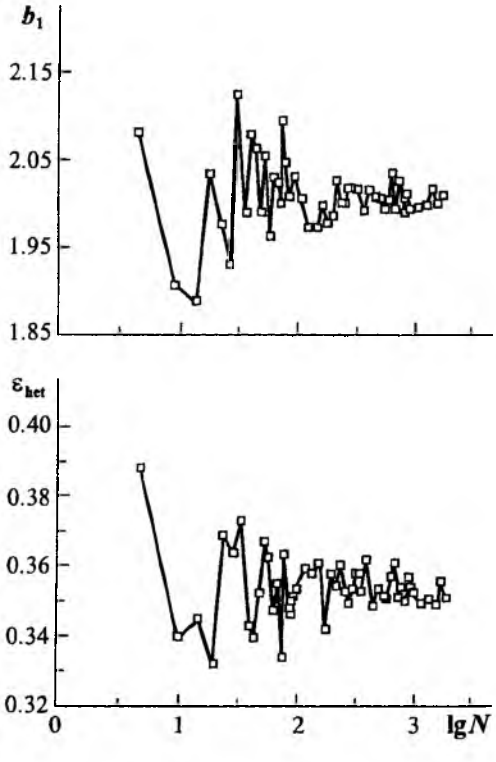


Рис. 3.9. Зависимость параметра ε_{het} и теоретического значения погрешности оценки углового коэффициента b_1 от числа точек для случая с постоянной дисперсией

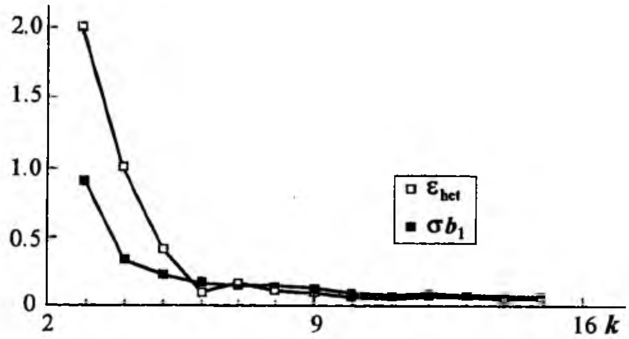


Рис. 3.10. Результаты оценки сходимости схемы Монте-Карло

1985]. Известны пары значений (x_j,y_j), j=1, ..., k, являющиеся выборочными значениями искаженной случайной величины (x',y'), где $x'=x+\varepsilon_x$ и $y'=y+\varepsilon_y$. Требуется построить оценки параметров регрессии. Как обычно, значения x полагаются известными точно, т.е. $\varepsilon_x=0$. Ошибка ε_y считается не зависящей от x, нормально распределенной, имеющей нулевое математическое ожидание и конечную дисперсию $\sigma_y{}^2$. В этом случае дисперсия $S_y'^2$ значений y' определяется суммой $S_y'^2=S_y{}^2+\sigma_y{}^2$, где $S_y{}^2=1/(k-1)\Sigma^k{}_{j=1}(y_j-\bar{y}_j)^2$.

Тогда можно показать, что среднеквадратичная погрешность оценки углового коэффициента дается выражением

$$\sigma_{b1}=\left\{\frac{S_y^2 \;+\; \sigma_y^2 \;-\; b_1^2S_x^2}{(k-2)S_x^2}\right\}^{1/2} . \qquad (3.22)$$

Зададим некоторую прямую (для простоты $y=x$) и будем выбирать искаженные шумом точки на этой прямой, причем возмущения сделаем нормальными с дисперсией $\sigma_y{}^2$. Для различного количества точек k был проведен расчет углового коэффициента и параметра ε_{het} по схеме Монте-Карло. Параллельно вычислялись теоретические значения среднеквадратичной погрешности σ_{b1} углового коэффициента по формуле (3.21). Результаты представлены на рис. 3.10.

Как видно, погрешность схемы Монте-Карло достаточно хорошо согласуется с теоретическим значением при $k \geq 6$, что свидетельствует о корректности предложенной регрессионной модели. Однако при малых значениях k погрешность схемы Монте-Карло несколько выше, что, вероятно, является результатом ненормальности распределения возмущений. Очевидно, что регрессия по малому числу точек неустойчива и дает неудовлетворительную точность. По-видимому, модель целесообразно использовать лишь при числе точек шесть или более.

3.3.4. Изменчивость корреляционной размерности

Из возможных факторов, в той или иной мере определяющих значение параметра ε_{het}, наряду со степенью неоднородности структуры рассматривались конечность выборки и ограниченность выборки в пространстве.

Для исследования зависимости ε_{het} от объема выборки были выполнены расчеты по схеме Монте-Карло для множеств, состоящих из различного числа точек траектории аттрактора Лоренца. Как видно из рис. 3.11, зависимости ε_{het} от объема выборки не наблюдается.

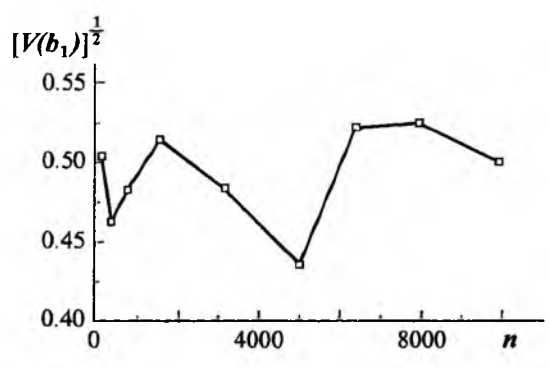
Кроме этого, была построена большая (10^5 точек) выборка по траектории аттрактора Лоренца, из которой последовательно 50 раз случайным образом выбиралось по 1000 элементов. Для каждой такой "подвыборки" по описанной выше регрессионной схеме Монте-Карло вычислялись корреляционная размерность d_C=b_1 и квадрат параметра ε_{het}, после чего эти величины были усреднены по всем 50 выборкам и получены значения $\overline{b_1}$ и $\overline{\varepsilon^2_{het}}$, а также дисперсия $V(b_1)$ =1/49 $\Sigma^{50}_{i=1}(b_1^{(i)} - \overline{b_1})^2$:

$$\overline{b_1}=2.08 \text{ ;}$$
$$V(b_1)=2.5\cdot10^{-3} \text{ ;}$$
$$\overline{\varepsilon^2_{het}} =1.09\cdot10^{-1} \text{ .}$$

Как видно, $\overline{\varepsilon^2_{het}}$ более чем на порядок превышает сериальную дисперсию $V(b_1)$. Это также свидетельствует о том, что величина параметра ε_{het} не имеет явной связи с объемом выборки.

Для изучения зависимости вычисляемого параметра ε_{het} от объема вмещающего пространства, в котором локализовано множество, из траектории аттрактора Лоренца случайным образом выбиралось по 1000 точек внутри сфер различного радиуса, и для них производились расчеты по схеме Монте-Карло. Полученная зависимость представлена на рис. 3.12.

Несколько меньшие значения параметра ε_{het} при малых значениях r обусловлены, по-видимому, тем, что для малых объемов влияние неоднородности невелико (структура мало меняется на небольших расстояниях), а по мере увеличения объема неоднородность сказывается все сильнее и величина ε_{het} возрастает. При некотором значении объема рост прекращается, и значение ε_{het} в дальнейшем остается практически неизменным. Это объясняется тем, что при больших значениях r осреднение характеристик множества происходит по значительным объемам, в результате чего пространственные вариации "плотности структуры" в значительной мере сглаживаются. Таким образом, при достаточно больших значениях объема величина ε_{het} практически не зависит от него.



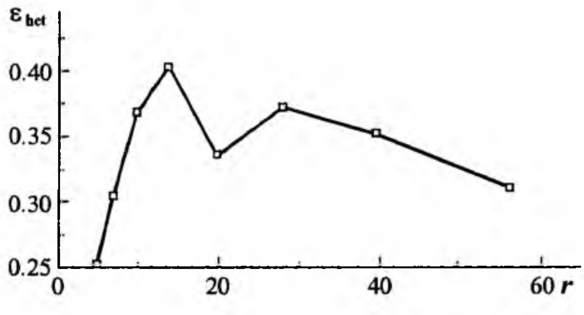


Рис. 3.11. Зависимость параметра ε_{het} от объема выборки

Рис. 3.12. Зависимость параметра ε_{het} от радиуса r сферы, ограничивающей множество из 1000 точек траектории аттрактора Лоренца

3.3.5. Физический смысл величины изменчивости корреляционной размерности

Итак, мы убедились, что параметр ε_{het} существенно не зависит ни от каких рассмотренных факторов, кроме неоднородности структуры множества. Таким образом, введенный параметр и его вариации наряду с параметром корреляционной размерности могут использоваться для изучения динамики процессов, сопровождающихся изменением пространственной структуры во времени, например сейсмического процесса или акустической эмиссии. Как отмечалось, корреляционная размерность – это интегральная характеристика самоподобия структуры, малочувствительная к перераспределению неоднородностей. Напротив, введенный выше параметр ε_{het} более чувствителен к изменению фрактальной структуры в пространстве и времени.

Параметр ε_{het} можно рассматривать как некоторую характеристику неопределенности корреляционной размерности, связанную с тем, что сложная, неоднородная структура описывается всего одним числом. Чем неоднороднее структура, тем больше значение ε_{het} и тем больше неопределенность "однопараметрического" описания. Трудно сказать, можно ли использовать ε_{het} в качестве самостоятельного параметра – для этого необходимо исследовать его изменчивость по данным реальных каталогов сейсмичности или каких-либо других реальных множеств. Однако, видимо, его следует использовать совместно с корреляционной или любой другой размерностью в качестве индикатора степени неоднородности структуры.

Понятно, что описание сильно неоднородной структуры единственным числом – фрактальной размерностью – будет весьма неполным. В таких случаях необходимо пользоваться аппаратом мультифрактальных мер и рассчитывать ряд обобщенных размерностей [*Шустер*, 1988; *Mandelbrot*, 1989; *Садовский, Писаренко*, 1991; *Федер*, 1991]. По мнению К. Моги [*Mogi*, 1992], именно структурная неоднородность среды определяет характер проявления предвестников землетрясений. Это дает основания считать, что предложенный параметр ε_{het} может оказаться полезным средством мониторинга состояния геофизической среды и прогноза сейсмических катастроф.

3.3.6. Изменчивость корреляционной размерности пространственно-временной структуры акустической эмиссии

Результаты, полученные выше на примере абстрактного модельного фрактала – аттрактора Лоренца, – нельзя, конечно, слепо переносить на другие фрактальные множества. Однако ясно, что и для любых других неоднородных фракталов оценки их корреляционной размерности будут обладать изменчивостью рассмотренной природы. В настоящем разделе эффективность предложенного метода оценки влияния неоднородности фрактала на погрешность определения фрактальной размерности через корреляционный интеграл проверялась на реальных экспериментальных данных [*Сидорин*, 1994]. В частности, изучалось, претерпевает ли корреляционная размерность структуры акустической эмиссии значимые изменения в процессе нагружения контролируемого образца. Особый интерес представляли изменения величины корреляционной размерности непосредственно перед моментами резкой активизации акустической эмиссии. Тем самым исследовалась возможность наблюдения "предвестников" перед такими "сильными событиями".

Описание эксперимента и методики обработки данных

Анализировались данные акустической эмиссии, полученные в лаборатории Геологической службы США (USGS) под руководством Д.Локнера [*Lockner et al.*, 1991, 1992]. В ходе этого эксперимента по разрушению гранитного цилиндрического образца под давлением 50.0 ± 0.2 МПа было зарегистрировано около 40 000 событий. Для каждого имелись значения координат, времени и амплитуда. Взяв логарифм от квадрата амплитуды, можно ввести магнитуду события m, которая и используется ниже.

Данные были проверены на дублирование и ошибки, выполнено их редактирование и адаптация. Важным элементом работы стало исследование обсуждаемого каталога на представительность. Оно показало, что надежно регистрируются события с $m \geq 2$, поэтому изучение вариаций корреляционной размерности было ограничено этим диапазоном магнитуд.

Корреляционный интеграл по пространству рассчитывался для 30 значений ρ от 1.0 (чуть меньше погрешности определения координат событий) до 160.0 (используемый в эксперименте цилиндрический образец имел диаметр 76.2 мм и длину 190.5 мм), а по времени – для 35 значений τ в диапазоне, определяемом точностью измерений и протяженностью "окна" во времени. В последнем случае d_{CS} и d_{CT} вычислялись в "скользящем окне" размером 1000 событий со сдвигом на 500 событий. Полученные величины "привязывались" к среднему времени событий в "окне".

Далее по алгоритму, описанному в работе [*Динамическая...*, 1991], выделялась область скейлинга. При этом в выделенной области оказывалось не менее шести точек $(\rho_j, \breve{C})$ или $(\tau_j, \breve{C})$, что обеспечивало удовлетворительную точность оценки углового коэффициента по регрессионной схеме Монте-Карло. После оценки всех параметров исследовались пространственные и временные изменения корреляционной размерности $d_{CS} \equiv b_1$ и ее среднеквадратичного отклонения $\sigma_{d_{CS}} \equiv [\bar{V}(b_1)]^{1/2}$.

Полученные результаты

На рис. 3.13 приведена гистограмма распределения событий во времени – число событий за последовательные интервалы времени длительностью 250 с. Эта зависимость характеризует активность акустической эмиссии. На рис. 3.14 представлены "умеренные" и "сильные" ($m \geq 4$) события за рассматриваемый промежуток времени.

Как показывает анализ вариаций величин d_{CS} и d_{CT} и их среднеквадратичных отклонений, говорить о росте или уменьшении корреляционных размерностей можно лишь в смысле некоторой тенденции или тренда. Из рис. 3.14 следует, что такие изменения лежат в пределах ошибок и их вряд ли можно считать значимыми.

Тем не менее на приведенных кривых легко заметить две особенности. Первая соответствует моментам времени 32 000–34 000 с, а вторая – 42 000–

45 000 с. Как видно, осредненные кривые d_{CS} , d_{CT} и $\sigma_{d_{CT}}(t)$, проведенные по точкам, полученным в результате сглаживания “скользящими медианами”, имеют локальные экстремумы в отмеченных областях. Сглаживание зависимости $\sigma_{d_{CT}}(t)$намеренно не проводилось, поскольку медианный фильтр исключил бы все выпадающие точки, в то время как на фоне общего гладкого хода кривой имеются резкие всплески, попадающие как раз на рассматриваемые области аномальности. При этом указанным областям соответствуют максимальные значения активности и, кроме того, в первую область попадают три сильнейших события (t=32456.06, m=4.52; t=32458.31, m=4.52; t=32532.62, m=4.54). Интересно, что уменьшение d_{CT} начинается за некоторое время (~1000 с) до сильнейших событий. Начало спада значений d_{CS} по времени примерно совпадает с наиболее сильными событиями в первой области, что соответствует результатам, полученным в [*Lockner, Byerlee*, 1992].

Рассматривая поведение среднеквадратичных отклонений $\sigma_{d_{CS}}(t)$ и $\sigma_{d_{CT}}(t)$, нельзя, однако, не обратить внимание на то, что большинству экстремумов на сглаженных кривых $d_{CS}(t)$ и $d_{CT}(t)$ соответствуют наибольшие возмущения кривых $\sigma_{d_{CS}}(t)$ и $\sigma_{d_{CT}}(t)$. Кроме того, интересно отметить, что начало заметных (если обращать внимание лишь на разброс точек, без учета их погрешности) изменений значений $\sigma_{d_{CS}}(t)$ и $\sigma_{d_{CT}}(t)$ несколько опережает по времени появление максимумов активности. В связи с этим логично допустить, что вариации корреляционной размерности отражают не столько изменение самой структуры процесса акустической эмиссии (в пространстве или во времени), сколько степени ее неоднородности. Впрочем, без оценки дисперсии среднеквадратичных отклонений такой вывод неправомерен. Столь же неправомерно говорить о том, что вариации корреляционной размерности отражают изменение структуры процесса (размерности Хаусдорфа-Безиковича).

Полученные результаты могут свидетельствовать о том, что степень неоднородности структуры (пространственной и временной) акустической эмиссии претерпевает существенные вариации во времени, которые, возможно, сами по себе могут использоваться для прогноза сильных событий. Имеется

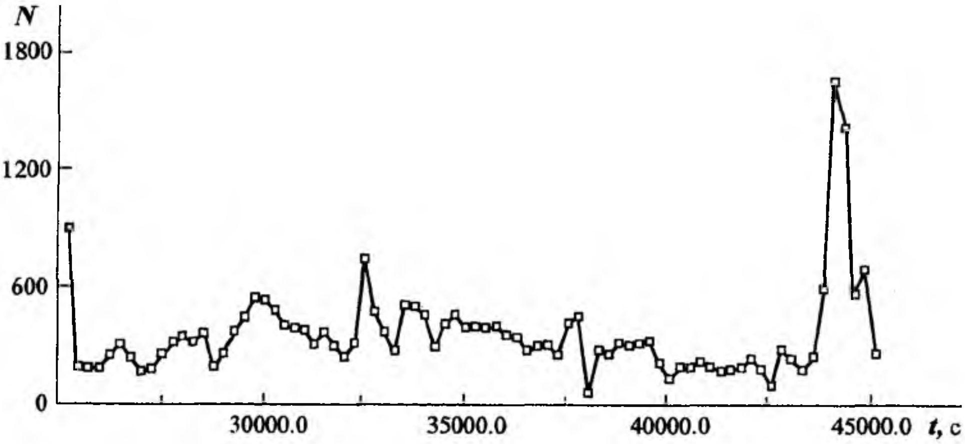


Рис. 3.13. Число событий акустической эмиссии за 250-секундные интервалы

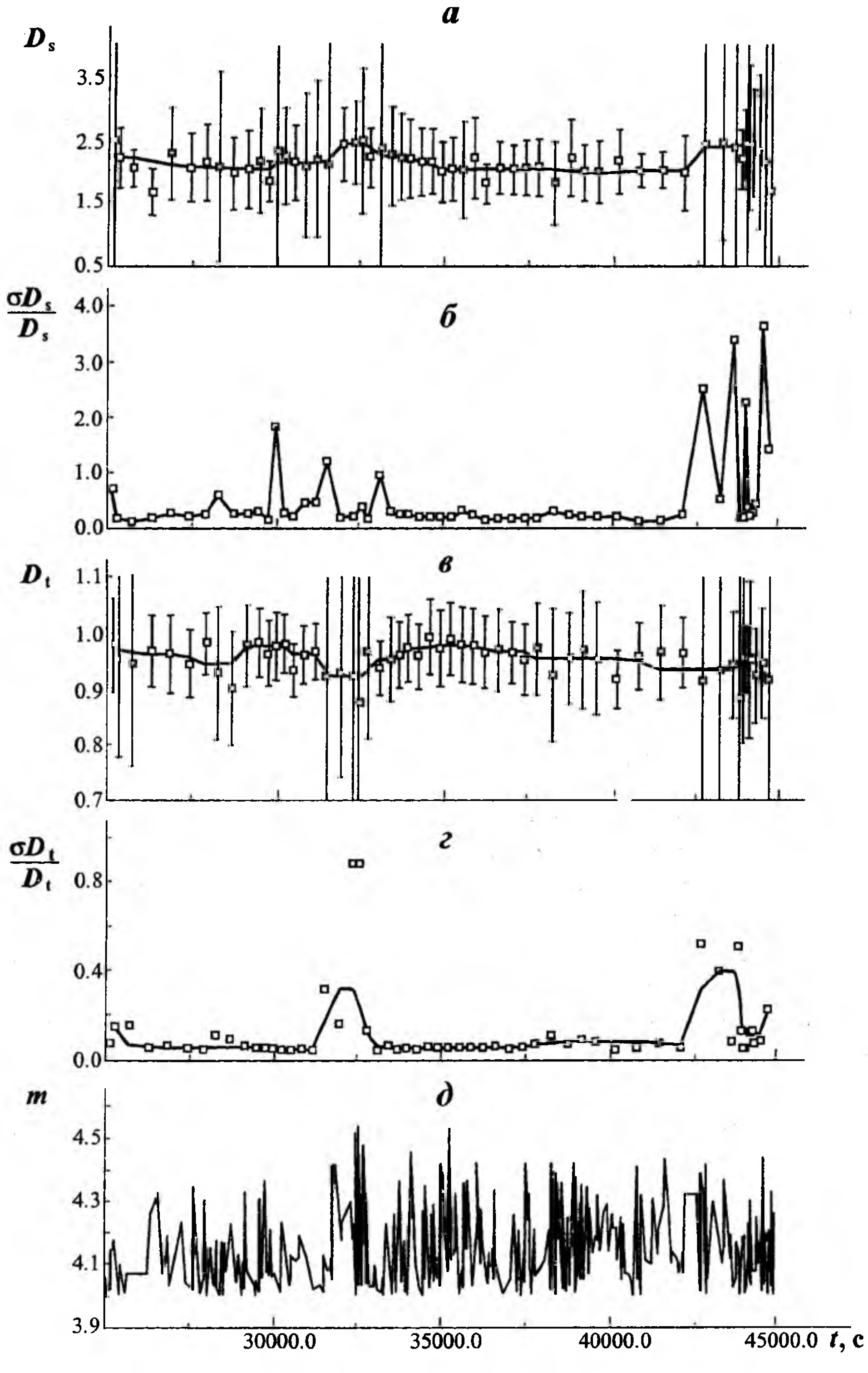


Рис. 3.14. Временные вариации характеристик акустической эмиссии

а, в – корреляционная размерность по пространству (*а*) и времени (*в*); *б, г* – погрешность размерности по пространству (*б*) и времени (*г*); *д* – магнитуда событий с $m \geq 4$

определенное соответствие наиболее ярко выраженных экстремумов корреляционных размерностей и максимумов возмущений соответствующих погрешностей, отражающих степень неоднородности. Это говорит либо о том, что по каким-то причинам изменение структуры (фрактальной размерности) сопровождается связанным с ним изменением однородности (частоты "посещения" ячеек), либо о том, что изменения размерности Хаусдорфа-Безиковича являются просто незначительными на фоне сильных вариаций степени однородности.

Вероятнее, однако, что изменения структуры и степени неоднородности мало связаны между собой непосредственно, но могут иметь общие тенденции изменения под действием увеличивающегося напряжения в образце и процессе формирования трещин.

Мы не отрицаем того, что размерность Хаусдорфа-Безиковича (т.е. степень кластеризации) при этом также может меняться. Однако ясно, что корреляционная размерность не может служить оценкой фрактальной размерности в подобных задачах, так как приближение однородности здесь является слишком грубым. Более того, полученные результаты показывают, что использование даже клеточной размерности для характеристики структуры в подобных задачах является некорректным. Структура настолько неоднородна, что характеризовать ее всего одним числом бессмысленно. В связи с этим естественно возникает задача о расчете ряда обобщенных размерностей, т.е. по существу использования вместо одного числа (клеточной, корреляционной или любой другой размерности) функции $d_q(q)$ − бесконечного ряда обобщенных размерностей.

При оценке монофрактальной размерности множества важно иметь полную ясность, насколько адекватно это множество может быть описано единственным коэффициентом фрактальной, например корреляционной, размерности. Введенная нами характеристика ε_{het} позволяет осуществить такую проверку и установить влияние степени неоднородности фрактала на точность, с которой структура фрактального множества описывается корреляционной размерностью. Выполненные исследования показали, что предложенная модель вполне корректна. Это позволяет рекомендовать статистику ε_{het} для практического использования.

Полученные для акустической эмиссии результаты свидетельствуют, что временные вариации степени неоднородности множества событий (как во времени, так и в пространстве) существенны и что пренебрегать их вкладом в общее изменение корреляционной размерности нельзя. Главный вывод из проделанной работы состоит в том, что для характеристики фрактальной структуры акустической эмиссии необходимо использовать не одну, а как минимум несколько обобщенных размерностей более высокого (q>2) порядка. Хотя соответствующие исследования пока не проведены, естественно ожидать, что структура сейсмического процесса не менее сложна. Поэтому выводы из данной работы можно считать справедливыми и для него.

Удалось также показать, что характер изменения корреляционной размерности во времени примерно соответствует характеру изменения степени неоднородности. В связи с этим возникает вопрос о разделении вкладов в вариацию корреляционной размерности от изменения собственно фрактальной размерности множества и степени его неоднородности.

Полученные результаты указывают на возможное наличие “предвестниковых” тенденций в характере изменения неоднородности, однако прежде чем делать окончательные выводы необходимо провести подобные исследования для других данных. В частности, необходимо исследовать вопрос о погрешности среднеквадратичных отклонений корреляционной размерности для оценки значимости их вариаций.

В целом же можно считать, что предложенная модель оценки изменчивости корреляционной размерности неоднородного фрактала достаточно эффективна и вполне может использоваться на практике для оценки степени неоднородности пространственно-временной структуры изучаемых объектов.

3.4. Мультифрактальный анализ самоподобных свойств сейсмичности и тектонической структуры разрывных нарушений

Применение техники фрактальных множеств и таких характеристик, как фрактальная размерность, для исследования пространственной структуры геофизических полей адекватно лишь при условии пространственной однородности оцениваемого множества измеренных величин. Реальные геофизические поля лишь с большой степенью условности могут быть отнесены к пространственно однородным образованиям. Так, например, детальные исследования пространственной структуры сейсмических полей в различных сейсмоактивных регионах мира показывают повсеместное присутствие резких изменений плотности гипоцентров землетрясений в различных участках исследуемых территорий. Таким же свойством обладают пространственные распределения тектонических разрывных нарушений и трещиноватости горных пород. В таком случае локальная фрактальная размерность этих множеств может заметно меняться от места к месту, в результате чего основанная на предположении о пространственной однородности оцениваемого множества техника вычислений будет приводить к ошибочным результатам.

В разделе 3.3 было указано на возможность учета неоднородности пространственной структуры анализируемого множества путем построения зависимости величины изменчивости корреляционной размерности от радиуса сферы, ограничивающей фиксированное число событий, принадлежащих анализируемому множеству. Кроме того, была показана возможность использования этой величины для оценки пространственно-временной структуры изучаемых объектов.

Для оценки самоподобных свойств неоднородных иерархически структурированных реальных множеств обычно используется аппарат мультифрактальных мер, позволяющий рассчитывать полный спектр обобщенных размерностей таких множеств.

Продемонстрируем открывающиеся при этом возможности на примерах анализа сейсмичности и полей разрывных тектонических нарушений, выполненного с применением аппарата мультифракталей в работах [*Гейликман и др.*, 1990] для Кавказа (сейсмичность) и [*Белоусов, Стаховский*, 1993] для хр. Петра Первого с его ближайшим окружением в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня (разрывные нарушения).

М.Б.Гейликман и соавторы [1990] рассматривали очаги землетрясений в виде двухмерного множества точек (эпицентров) на плоскости. Использовались лишь наиболее представительные землетрясения в диапазоне энергетических классов K=7−8 (M_L=1.5−2.5). В свою очередь, Т.П.Белоусов и И.Р.Стаховский [1993] представляли двухмерное множество тектонических разрывных нарушений в виде достаточно гладких отрезков, длину которых можно измерить путем выбора соответствующей масштабной единицы измерения. Плоские отображения анализируемых объектов (эпицентров землетрясений и тектонических разрывов) последовательно разбивались на квадратные ячейки со стороной r, изменяющейся в широком диапазоне величин. Минимальный размер ячейки составлял r=7 км при оценке сейсмичности и r=156 м при оценке разломной тектоники. Максимальные размеры анализируемых областей составляли соответственно первые сотни и первые десятки километров.

В качестве выборочных оценок вероятностей $p_i(r)$ попадания событий в ячейку r_i использовались вероятности $p_i(r)=N_i(r)/N$, где $N_i(r)$ – число событий, попавших в i-й квадрат, а N – полное число анализируемых событий. Множество событий в том и другом случаях характеризовалось мерой

$$M(q,r)=\sum_i p_i^q r^{d(q)}. \tag{3.23}$$

Здесь q – целочисленный параметр обобщенной q-энтропии Реньи [*Гейликман и др.*, 1990], называемый также порядком момента, значения которого в принципе могут изменяться в диапазоне $-\infty<q<+\infty$, а $d_q(q)$ – обобщенная размерность анализируемого множества, совпадающая с монофрактальной размерностью множества при q=0. Реально при расчетах величина q менялась в диапазоне $-100<q<+100$.

Обобщенная размерность $d_q(q)$ меры $M(q, r)$ представляется функцией, определяемой выражением

$$d_q(q)=\frac{1}{q-1}\lim_{r\to 0}\frac{\ln(\sum_i p_i^q)}{\ln(1/r)}. \tag{3.24}$$

Величину $d_q(q)$ иногда также называют спектром фрактальных размерностей для фрактальной меры рассматриваемого множества. С помощью преобразования Лежандра осуществляется переход от переменных q и $d_q(q)$ к новым переменным, определяемым уравнениями:

$$a_q = d/dq\ ((q-1)d_q(q))\ , \tag{3.25}$$

$$f(a_q)=qa_q-(q-1)d_q(q)\ . \tag{3.26}$$

Переменная a_q (*индекс сингулярности*) и неотрицательная функция $f(a_q)$ (*спектр сингулярностей*) дают представление о мультифрактальном поле, полностью эквивалентное его представлению через величины q и $d_q(q)$. Тангенс угла наклона касательной к графику $f(a_q)$ с осью абсцисс численно равен величине q, а значение в точке пересечения этой касательной с осью ординат соответствует величине обобщенной размерности $d_q(q)$. Экстремум спектра сингулярностей (функции $f(a_q)$) соответствует монофрактальной размерности d анализируемого множества. В этой точке касательная параллельна оси абсцисс, ее тангенс наклона q=0, а пересечение с осью ординат дает значение обобщенной размерности $d_q(q)$, равное в данном случае величине d (см. рис. 3.15).

Результаты расчетов спектров сингулярностей выполненные в цитируемых работах, сведены в табл. 3.1 и представлены в графическом виде на рис. 3.15. Поясним статистический смысл используемых характеристик мультифрактальности. Значение a_0 соответствует величине индекса сингулярности, наиболее часто встречающегося в различных ячейках при $r\to 0$. Значение $f(a_0)$

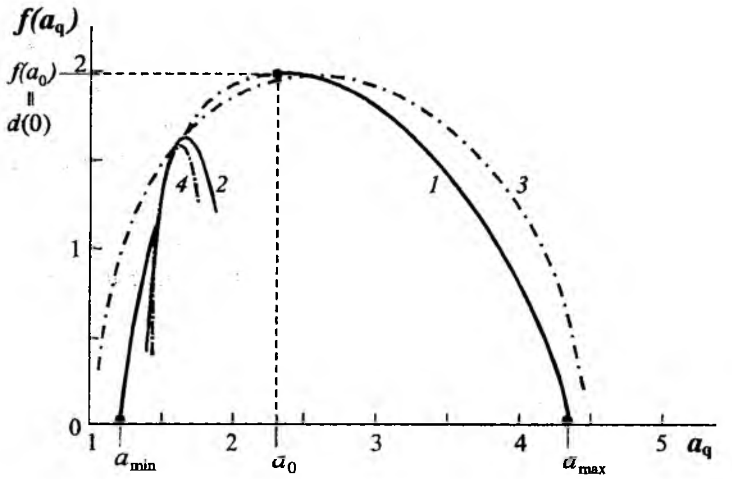


Рис. 3.15. Спектры сингулярностей для пространственной структуры сейсмичности и тектонической трещиноватости двух регионов

Сейсмичность: *1* – Гарма; *2* – Кавказа; тектоническая трещиноватость: *3* – Гарма; *4* – Кавказа

Таблица 3.1. Параметры спектров сингулярностей для оценки характеристик мультифрактальности двух множеств – сейсмичности (1, 3) и тектонической трещиноватости (2, 4) Гармского района и Кавказа

Район	Множество	a_0	$f(a_0)$	$a_{\min}$	$f(a_{\min})$	$a_{\max}$	$f(a_{\max})$
Гарм	1	2.27	1.99	1.18	0.00	4.32	0.02
	2	1.63	1.61	1.41	0.39	1.84	1.22
Кавказ	3	2.52	1.96	1.04	0.29	4.42	0.15
	4	1.60	1.57	1.38	0.40	1.75	1.24

равно $d_q(0)$ – монофрактальной размерности анализируемого множества. Смысл значений a_{max}, $f(a_{max})$ и a_{min}, $f(a_{min})$ можно пояснить следующими выражениями [*Гейликман и др.*, 1990]:

$$
\begin{aligned}
a_{max} &\cong \ln(N_{max}/N) \ / \ \ln r \ , \\
a_{min} &\cong \ln(N_{min}/N) \ / \ \ln r \ , \\
f(a_{max}) &\cong \ln(n_0) \ / \ \ln(1/r) \ , \\
f(a_{min}) &\cong \ln(n_1) \ / \ \ln(1/r) \ ,
\end{aligned}
\tag{3.27}
$$

где n_0 – число ячеек с $N_i{=}N_{min}$; n_1 – число ячеек с $N_i{=}N_{max}$. Здесь N_{min} и N_{max} – соответственно минимальное и максимальное число событий в одной ячейке при минимальном значении r. Таким образом, если n_1 (или n_0) равно 1, то $f(a_{min})$ (или $f(a_{max})$) равняется 0. В случае, если n_1 значительно больше 1 и при этом $|\ln r|$ не очень велико, $f(a_{min})$ может заметно отличаться от 0, что означает наличие большого числа ячеек, в пределах которых плотность точек анализируемого множества близка к максимальной по всей анализируемой области. Аналогичные условия для случая n_0 приводят к тому, что $f(a_{max})$ будет заметно отличаться от 0. Это означает, что близкая к минимальной плотность точек анализируемого множества наблюдается в значительном числе ячеек. Величина разности $(a_{max} - a_{min})$ характеризует “контрастность” вероятностей наблюдения точек множества в различных ячейках. Чем больше эта величина, тем шире спектр возможных значений индекса сингулярности a_q и, следовательно, тем больше разброс фрактальных свойств анализируемого множества в разных точках. Применительно к рассматриваемым множествам структуры сейсмичности и полей разрывных тектонических нарушений увеличение разности ($a_{max} - a_{min}$) может означать менее контрастное их размещение в пространстве.

Возвращаясь к рис. 3.15 и табл. 3.1, видим, что спектры сингулярностей фрактальных мер сейсмического и тектонического множеств оказываются резко различными для обоих рассматриваемых регионов. Ширина этих спектров для множеств тектонических нарушений оказывается существенно меньшей по сравнению с множествами эпицентров землетрясений. Значения экстремумов спектров множеств тектонических разломов, соответствующие значениям монофрактальной размерности, занимают промежуточное положение между топологической размерностью гладкой линии (D=1) и гладкой поверхности (D=2). Вместе с тем аналогичные значения экстремумов спектров сейсмичности лишь незначительно меньше топологической размерности плоскости (D=2). Оба эти отличия могут быть поняты как свидетельство более резких проявлений фрактальных свойств для рассматриваемых множеств тектонических разрывных нарушений по сравнению с сейсмичностью. Далее, тот факт, что величина a_0 заметно выше для сейсмических множеств, может быть понят таким образом, что преобладающий размер сейсмических образований (кластеров) оказывается большим по сравнению с кластерами разрывных нарушений.

С одной стороны, полученный результат можно интерпретировать как свидетельство большей "размазанности" сейсмичности в объеме среды по сравнению с сеткой разрывных нарушений в исследуемом регионе. Этот результат согласуется с представлениями о том, что гипоцентры землетрясений не только не покрывают полностью плоскость сейсмически активного разрывного нарушения, но и образуют довольно широкий ареал рассеяния по разные стороны от нее. С другой стороны, различия в форме спектра сингулярностей могут всего лишь отражать факт невертикальности плоскостей разрывных тектонических нарушений, не учитываемый при подобной методике анализа. Однозначное решение поставленного вопроса имеет важное значение для установления физической сути пространственного соотношения сетки разрывных нарушений и сейсмичности.

В работе [*Гейликман и др.*, 1990] делается попытка интерпретации более тонких различий величин параметров мультифрактальности сопоставляемых сейсмических множеств. Так, некоторое преобладание величины a_0 множества эпицентров землетрясений Кавказа над аналогичной величиной для хр. Петра Первого интерпретируется как указание на увеличение преобладающих размерностей и повышенную кластеризацию эпицентров землетрясений на Кавказе. Отмечается также, что, поскольку величина $a_{\min}$ для хр. Петра Первого выше, чем для Кавказа, то в хр. Петра Первого выше концентрация сейсмичности, т.е. более многочисленны рои землетрясений и последовательности афтершоков землетрясений. Наконец, поскольку величина $a_{\max}$ несколько выше на Кавказе, то это может означать, что здесь более часто встречаются места пониженной сейсмической активности по сравнению с хр. Петра Первого. Все это означает, что эпицентры землетрясений более равномерно распределены по площади в хр. Петра Первого по сравнению с Кавказом.

Таким образом, оцениваемые параметры мультифрактальности анализируемых множеств могут служить достаточно адекватными их характеристиками, поскольку они оказываются довольно тесно связанными с такими свойствами реальных множеств, как их “пятнистость”, перемежаемость, степень концентрации на отдельных площадках, контрастность в соседних ячейках и т.п. Все эти свойства в свою очередь непосредственно связаны с иерархической, блоковой структурой геофизической среды. Использование техники аппарата мультифракталей в приложении к решению геофизических задач может способствовать продвижению в понимании устройства реальной геофизической среды.

Глава 4

ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

«Или и впрямь есть некий темный дух, именуемый случаем, со злодейской, деспотической необузданностию нарушающий те соразмерные вечным началам природы ритмические колебания, кои, по-видимому, суть условия всяческого бытия?»

Эрнст Теодор Амадей Гофман

4.1. Фрактальные броуновские функции

В предыдущей главе мы рассмотрели применение методов фрактальных множеств для описания геометрии различных природных объектов, непредставимых сплошными, гладкими образами. Временные ряды, отражающие динамику различных природных процессов, зачастую также не могут быть описаны гладкими, дифференцируемыми функциями. Б.Мандельброт [*Mandelbrot*, 1977] наглядно показал суть этой проблемы на примере рассмотрения броуновского шума, обладающего некоторой памятью о направленности процесса (и известного под названием процесса Винера–Леви), который может выступать в качестве простейшей модели случайного процесса, обладающего нестационарными свойствами.

4.1.1. Процесс Винера-Леви

Определим [*Burrough*, 1987] вариацию броуновской функции $Z(t)$ через

$$V(r)=\langle[Z(t+r) - Z(t)]^2\rangle \ , \qquad (4.1)$$

где скобки $\langle\rangle$ означают среднее по всему множеству значений (реализаций) функции, определяемой в точках t_i, $(-\infty < t_i < +\infty)$, а r – расстояние в пространстве или во времени между этими точками. Если приращения броуновской функции $[Z(t+dt) - Z(t)]$ представляют собой нормально распределенный гауссов процесс с нулевым средним и единичной дисперсией, то вариация броуновской функции может быть выражена соотношением

$$V(r) \sim r \equiv r^{2h} \ , \qquad (4.2)$$

где r – интервал отсчета, а h – некоторый скейлинговый параметр, в данном случае тождественно равный 1/2.

Как видно из выражения (4.2), процесс Винера–Леви обладает определенными признаками самоподобия, проявляющимися в сохранении пропорциональности вариаций броуновской функции $V(r)$ длине интервала измерений r при изменении последнего.

4.1.2. Обобщенное броуновское движение

Б.Мандельброт [*Mandelbrot*, *Van Ness*, 1968; *Mandelbrot*, 1977, 1982] обобщил понятие броуновского движения на случай иных значений скейлингового параметра h. Позволяя величине h варьировать в диапазоне $0<h<1$, он получил целое семейство статистически самоподобных функций $B_h(t)$, перекрывающих весь диапазон от гладких дифференцируемых кривых (при $h=1$) до "белого" шума при $h=0$. Ясно, что дисперсия приращений для таких процессов будет пропорциональна $|t-t_0|^{2h}$:

$$<[B_h(t) - B_h(t_0)]^2> \sim |t-t_0|^{2h} . \tag{4.3}$$

Как видно, и для обычного, и для обобщенного броуновского процесса дисперсия приращений неограниченно растет со временем.

Полагая в (4.3) $t=t_0+1$, а затем $t=t_0+2$ и рассматривая соотношение между последовательными приращениями $\Delta B_{2\text{-}1}$ и $\Delta B_{1\text{-}0}$, где

$$\Delta B_{2\text{-}1}=B_h(t_0+2)-B_h(t_0+1) = \Delta B_{2\text{-}0}-\Delta B_{1\text{-}0} \quad \text{и}$$
$$\Delta B_{1\text{-}0}=B_h(t_0+1)-B_h(t_0) , \tag{4.4}$$

легко заметить, что в случае $h>1/2$ корреляция между прошлыми и будущими значениями приращений дробного броуновского шума положительна и растет по мере приближения h к 1 (что соответствует возрастанию памяти о длиннопериодных изменениях или направленности процесса).

Когда $h=1/2$, корреляция между последовательными значениями приращений отсутствует, что соответствует случайному распределению памяти о длиннопериодных направленных и короткопериодных хаотических изменениях. В этом смысле можно говорить о существовании у чисто броуновского движения некоторой памяти о предыстории процесса, а именно памяти о "накопленном" к текущему моменту абсолютном значении случайной функции. Именно этот промежуточный режим с $h \approx 1/2$ наиболее типичен для фликкер-шума, столь широко распространенного во временных реализациях природных процессов.

В диапазоне $0<h<1/2$ корреляция между прошлыми и будущими значениями приращений функции $B_h(t)$ становится отрицательной. Это означает, что положительные и отрицательные значения приращений стремятся все чаще сменять друг друга, и память о направленности процесса становится все меньше по мере стремления h к нулю.

На рис. 4.1, заимствованном из работы [*Burrough*, 1987], хорошо видно, как меняется характер обобщенной броуновской функции при изменении значения скейлингового параметра h. Автор этой работы выражает связь между скейлинговым параметром h и фрактальной размерностью временного ряда d формулой:

$$d=D-h , \tag{4.5}$$

где D, очевидно, есть топологическая размерность вмещающего пространства, в данном случае равная 2. Однако в указанной работе [*Burrough*, 1987], к сожалению, не уточняется смысл размерности d. Как будет ясно из дальнейшего (раздел 4.2), это принципиальный момент, без решения которого говорить о фрактальной размерности временного ряда бессмысленно. Тем не менее приведенный рисунок дает основания для некоторых качественных выводов, согласующихся с обычными представлениями о фрактальных свойствах расположенных на плоскости множеств.

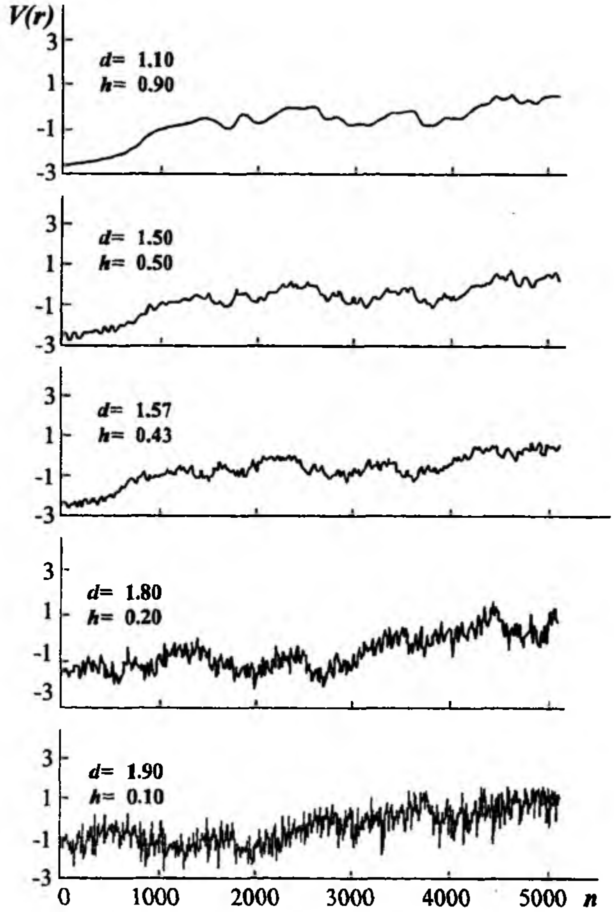


Рис. 4.1. Изменения формы дробной броуновской функции в зависимости от ее фрактальной размерности [*Burrough*, 1987]

Для генерации всех реализаций использовалась одна и та же последовательность случайных чисел

Большие значения h ($h > 0.5$) приводят к функциям со сглаженными вариациями, в которых доминируют длиннопериодные флуктуации. В пределе при $h \to 1$ функция становится гладкой и дифференцируемой, так что ее размерность приближается к размерности обычной гладкой линии. Малые значения h ($h < 0.5$) порождают функции с преобладанием короткопериодных флуктуаций. При $h \to 0$ дробный броуновский шум становится идентичным гауссовому процессу с нулевым средним, т.е. обычному "белому" шуму, *график* которого столь плотно заполняет плоскость, что его размерность приближается к размерности плоской фигуры.

4.1.3. R/S-анализ

Отметим, что не следует отождествлять введенный выше скейлинговый параметр h с так называемым показателем Херста H. Этот показатель[2] был введен в практику эмпирического анализа временных рядов Х.Е.Херстом, который в 60-х годах нашего века установил, что для многих экспериментальных реализаций величина R/S (где R – "размах", а S – корень из дисперсии ряда) закономерно, по степенному закону, растет с ростом длины ряда L:

$$(R_L/S_L) \; / \; L^H \sim \mathrm{const}(L) \,. \tag{4.6}$$

[2] Подробное изложение основных идей Херст- , или R/S-анализа на русском языке можно найти в работе [*Федер*, 1991, с.154].

"Размах" R_L временного ряда Y_t заданного на интервале t=1, 2, 3, ... L, определяется как разность наибольшего и наименьшего значения выражения $SS(k)$ при всех k от 1 до L:

$$R_L = \max(SS(k)|_{k=1..L}) - \min(SS(k)|_{k=1..L}) \ , \tag{4.7}$$

где $SS(k)$ есть сумма отклонений значений Y_t исходного ряда от текущего среднего Y_0, определенного на интервале от 1 до L:

$$SS(k)=(Y_1 - Y_0) + (Y_2 - Y_0) + (Y_3 - Y_0) + ...+ (Y_k - Y_0) \ , \tag{4.8}$$

Для оценки величины показателя H обычно анализируется зависимость отношения R/S от длины "элементарного" участка ряда L. Исходным материалом для такого анализа служит таблица значений отношения R/S при разных L. Для оценки величины отношения R/S при заданном L исходный ряд Y_t, t=1...N, делится на участки по L точек каждый. Для каждого участка оцениваются стандартное отклонение S и размах R. Когда L<<N, количество "элементарных" участков может быть довольно большим, что позволяет не только оценить среднее по всем участкам значение $R/S(L)$, но и найти его погрешность.

Причина удивительной универсальности закона (4.6), которому подчиняются весьма разнообразные экспериментальные ряды, до сих пор неясна. Тем не менее обнаруженная Е.Херстом закономерность послужила основанием для широкого использования H-статистики для характеристики свойств различных реализаций.

Из приведенного описания совершенно ясно следует, что введенный выше скейлинговый параметр h и показатель Херста есть две абсолютно разные статистики. Действительно, как следует из определения, значение показателя Херста H=1/2 имеет место лишь для белого шума, для которого h=0. Напротив, для броуновского шума, для которого h=1/2, значение H будет приближаться к 1. Тем не менее, в отдельных работах (в частности, в известной книге Е.Федера [1991]) не делается различия между этими статистиками или даже прямо утверждается их тождество. Более того, как следует из анализа приведенных в 9-й главе книги Е.Федера рисунков 9.5 и 9.10 [1991, с.176 и 181], в этой работе одной и той же буквой H обозначены, помимо собственно показателя Херста, еще, как минимум, два *различных* скейлинговых параметра. По-видимому, доля ответственности за данное недоразумение должна лежать и на Б.Мандельброте, использовавшем в своих ранних статьях [1968–1982 гг.] одну и ту же букву для обозначения нескольких совершенно разных параметров.

4.2. Оценка фрактальной размерности самоаффинной функции

Является ли самоаффинная функция фракталом?

В третьей главе мы подробно рассматривали понятия самоподобия, фрактальности, фрактальной размерности и т.д. Эти понятия использовались для описания свойств некоторых множеств, таких как, например, кривые на плоскости или поверхности в пространстве.

Б.Мандельброт и Д.Ван Несс [*Mandelbrot, Van Ness,* 1968; *Mandelbrot,* 1977] заметили, что для некоторых временных зависимостей (функций), к числу которых можно отнести, например, обычное или обобщенное (дробное) броуновское движение, имеют место свойства, типичные для фрактальных объектов. Однако временная зависимость отличается от множества точек тем, что в случае временных рядов координаты по различным осям (условимся обозначать их Y и t) неравноправны, из-за чего возникают трудности с определением понятия *расстояния* между точками. Поэтому даже такая простая операция, как измерение длины негладкой линии, изображающей график временного ряда, а тем более определение закона увеличения этой длины по мере уменьшения размера линейки, уже не может быть выполнена привычным способом.

Одно из возможных решений состоит в том, что в случае временного ряда вместо обычного самоподобия с единственным коэффициентом подобия вводятся два коэффициента, отвечающие преобразованию масштаба отдельно для каждой из осей. Именно такой смысл имеет, в частности, выражение (4.3), в котором значения t и $B_h(t)$ измеряются в разных единицах. Функции, некоторые свойства которых подчиняются законам пропорциональности, подобным зависимости (4.3), принято называть *статистически самоаффинными.*

Для того чтобы охарактеризовать свойства негладкой самоаффинной кривой единственным коэффициентом фрактальной (т.е. нецелочисленной) размерности, требуются определенные дополнительные допущения. В зависимости от подхода, соответствующий коэффициент можно ввести различными способами, причем выбор "наилучшего" способа существенно зависит от того, какие свойства рассматриваемой самоаффинной кривой интересуют нас в первую очередь.

Подчеркнем, что, говоря о фрактальной размерности самоаффинной функции, мы должны ясно отдавать отчет в том, что такая функция не является фракталом (в математическом смысле этого слова) ни в каком приближении. Тем не менее очевидная аналогия между негладкими функциями и обычными фракталами (а равно и методами исследования их *фрактальных* свойств) позволяет считать оправданным использование соответствующей терминологии и при анализе свойств временных вариаций различных параметров. Поскольку из контекста всегда ясно, о каком именно объекте (обычном фрактале или временном ряде) идет речь, такое расширение сферы использования терминологии не может вызвать недоразумений.

Фрактальная размерность самоаффинной функции

Е.Федер [1991, гл.10] рассматривает две характеристики фрактальной размерности самоаффинной кривой: *клеточную* (отождествляя ее с размерностью Хаусдорфа-Безиковича) и *внутреннюю*, рассчитываемую путем измерения *длины* кривой. В обоих случаях до введения соответствующей характеристики необходимо решить вопрос о соотношении "временного" и "физического" масштабов (координат t и Y).

Так, при расчете клеточной размерности самоаффинной кривой вместо единственного характерного масштаба δ Е.Федер вводит два единичных масштаба βa и βt, т.е. единичные клетки становятся прямоугольниками. Если теперь по аналогии с самоподобным случаем попытаться определить фрактальную размерность d_B самоаффинной кривой условием $N(\beta,a,t)\beta^{d_B}$=const, то окажется, что при некотором значении масштаба a, близком к характерной амплитуде вариаций функции за время t, самоаффинная кривая становится неотличимой от линии, вытянутой вдоль оси времени и имеющей, естественно, размерность 1. Напротив, в пределе малых a (напомним, имеется в виду малость по сравнению с вариацией функции за время t) размерность покрытия становится, по оценкам Е.Федера, равной $2-h$, где h – скейлинговый параметр обобщенной броуновской функции. Для идентификации последних двух случаев Е.Федер [1991, гл.10] предложил различать *глобальную* (равную 1) и *локальную* (равную $2-h$) клеточные размерности.

То же самое происходит при измерении длины кривой линейкой, укладываемой вдоль *графика* функции $Y(t)$. Комментируя этот факт, Е.Федер замечает, что "вряд ли разумно вводить линейку, размерность которой совпадает с размерностью времени, когда она ориентирована вдоль оси t, и *длины*, когда она ориентирована вдоль оси Y".

Чтобы избежать этой коллизии, Е.Федер предлагает "перевести график функции на миллиметровку". Понятно, что такая операция фиксирует некоторое соотношение масштабов по осям Y и t. Однако при этом результат становится очевидно зависимым от выбора этого начального соотношения. Тем не менее, в отличие от предыдущего случая, в пределе бесконечно малых a фрактальная размерность *графика* функции (названная Е.Федером *внутренней* фрактальной размерностью) оказывается равной $1/h$.

Таким образом, в отличие от обычных фракталов, для которых введенные различными способами фрактальные размерности, как правило, совпадают[3], величина фрактальной размерности временного ряда существенно зависит от способа ее измерения.

Нельзя не признать, что оба предложенных Е.Федером определения кажутся довольно искусственными. По существу, в обоих случаях анализируемый ряд сначала сводится к некоторому множеству точек, после чего применяются некоторые аналоги обычных инструментов оценки фрактальной размерности. Проблема заключается в том, что операция сведения временного ряда к множеству точек может быть выполнена различными способами (и нет очевидного критерия, какой из них "наилучший"), а результат существенно зависит от того, какой способ выбран.

Более естественный подход к оценке фрактальной размерности самоаффинной функции предложен в работах [*Hardy, Czerny*, 1987; *Милованов и др.*, 1996]. На наш взгляд, важным достоинством этого подхода является отказ от попыток сведения временного ряда к фрактальному множеству. Вместо этого сразу строится алгоритм, изначально учитывающий априори заданное неравноправие координат Y и t.

Фактически рассматривается одномерная задача, т.е. *длина* кривой считается равной сумме приращений ординаты $|Y_i - Y_{i-1}|$. Таким образом, "вклад" временной координаты в общую длину кривой не учитывается, а время t заменяется номером точки, который и служит естественной мерой масштаба.

Для измерения длины кривой выбирается некоторый временной масштаб δt, после чего суммируются абсолютные значения приращений анализируемого процесса, "измеренного" с этим шагом. Очевидно, что для гладких

[3] Случаи, когда это не так, трудно назвать типичными.

функций (таких как $Y \sim t$) их полная длина (в пределах некоторого доступного изучению участка) не будет зависеть от масштаба δt. В то же время для негладких функций (например, дробных броуновских шумов) по мере уменьшения δt мы будем "обнаруживать" все более мелкие особенности функции, из-за чего длина кривой будет неограниченно возрастать. Для самоаффинных кривых это увеличение длины при $\delta t \to 0$, можно выразить следующей зависимостью [*Милованов и др.*, 1996]:

$$L(\delta t) = L_0(\delta t)^{-d}\,, \tag{4.9}$$

где $L(\delta t)$ – измеренная "длина" кривой, а L_0 – некоторая константа.

Легко видеть, что величина показателя d в формуле (4.9) будет варьировать от 0 для гладких кривых до 1 в случае белого шума. Действительно, для гладкой всюду дифференцируемой кривой в пределе бесконечно малых δt ее "длина" (выражаемая суммой приращений ординаты) асимптотически перестает зависеть от величины шага (это можно показать, например, раскладывая функцию в ряд Тейлора), откуда следует $(\delta t)^{-d}$=const и d=0. Для белого шума, напротив, в силу некоррелированности любой пары точек "длина" кривой будет прямо пропорциональна количеству отсчетов (растущему с увеличением детальности рассмотрения), откуда $(\delta t)^{-d} \sim 1/\delta t$ и d=1.

Как известно, в случае обычных фракталов негладкие линии, например кривая Коха, характеризуются значениями фрактальной размерности от 1 до 2. Выше уже отмечалось, что самоаффинная функция не есть геометрическое множество точек, поэтому нет ничего удивительного в том, что размерность такой функции, измеряемая приращениями одной лишь *ординаты*, варьирует в диапазоне, характерном для "одномерных" фракталов, таких, например, как канторова пыль. Однако из соображений удобства предпочтительнее было бы скорректировать величину d так, чтобы размерность самоаффинной функции хотя бы формально соответствовала размерности негладкой линии. Действительно, для нас гораздо привычнее считать, что такая функция *напоминает* нечто промежуточное между *линией* и *плоскостью*, нежели разреженное множество точек. Поэтому в качестве окончательного определения коэффициента фрактальной размерности самоаффинной функции разумным кажется вместо изменяющейся от 0 до 1 величины d выбрать варьирующую в диапазоне [1, 2] величину d_L=d+1, как это и сделали А.В.Милованов с коллегами. Впрочем, их аргументация выбора именно величины d_L, а не d, основана на других соображениях.

Близкое по смыслу определение фрактальной размерности функции d_r (отличающееся от d_L на единицу, $d_r = d_L - 1$) предложено в работе [*Hardy, Czerny*, 1987]:

$$L(\tau) = 1/\tau \int_0^T |Y(t+\tau) - Y(t)|\,dt \sim \tau^{d_r}\,. \tag{4.10}$$

Понятно, что для любого реального ряда, который всегда известен лишь с некоторой дискретностью во времени, выражение (4.10) не может быть использовано напрямую, так что интегрирование придется заменить суммированием, как это и сделали А.В.Милованов с коллегами.

При практической реализации алгоритма возможны варианты, отличающиеся тем, как именно рассчитывается длина кривой $L(\tau)$. В первом случае для каждого τ расчет $L(\tau)$ выполняется m раз, где $m=\tau/t$, t – шаг дискретизации ряда во времени. При этом длина кривой сначала рассчитывается по точкам, относящимся к моментам $0, \tau, 2\tau, 3\tau, ...$; затем – $1, \tau+1, 2\tau+1, 3\tau+1, ...$; и так далее, пока начальное смещение не сравняется с τ, с последующим осреднением полученных значений $L(\tau)$. Во втором случае расчет длины $L(\tau)$ для каждого τ выполняется только один раз, при этом в качестве значений функции Y в момент времени τ используется ее среднее значение на интервале $[t-\tau/2, t+\tau/2]$ или даже (третий вариант алгоритма) просто само значение $Y(t)$. Понятно, что первый из этих алгоритмов требует наибольших, а последний – наименьших вычислений; однако для регулярных функций второй и особенно третий варианты могут давать систематические ошибки, зависящие от случайного выбора момента начала наблюдений (начала отсчета) $t=0$. Все же можно предположить, что для не слишком экзотических (достаточно случайных) реализаций с выраженными фрактальными свойствами все алгоритмы будут давать близкие оценки, в силу чего предпочтительным может оказаться использование последнего алгоритма, как наиболее экономного в вычислительном отношении.

Как видно из смысла определений, описанная мера фрактальной размерности временного ряда d_L по существу совпадает с используемой Е.Федером *локальной* фрактальной размерностью функции в пределе бесконечного растяжения оси Y. Единственное, что вызывает серьезные возражения, это отождествление А.В.Миловановым с коллегами [1996] и цитируемым ими М.В.Берри [*Berry*, 1978] фрактальной размерности временного ряда d_L с размерностью Хаусдорфа-Безиковича d_H. По-видимому, такое отождествление основывается на наблюдении [*Berry*, 1978], что при $d_L=1$ мы имеем “вырожденный” фрактал (почти всюду гладкая функция); при $d_L=1.5$ – обычный “броуновский” фрактал (с приращениями, пропорциональными корню из времени); при $d_L=2$ – “экстремальную” фрактальную функцию, заполняющую собой плоскость. Очевидна аналогия с обычными плоскими фрактальными кривыми, размерность которых также меняется от 1 до 2 (хотя для плоских фракталов вполне допустимы и значения $d_H<1$, невозможные для d_L). Однако, несмотря на эту аналогию, необходимо подчеркнуть, что размерности d_L и d_H определены на несопоставимых объектах (временной ряд не есть геометрическое множество точек!). Таким образом, это абсолютно разные характеристики, и их необходимо различать.

Статистический смысл самоподобия

Как уже отмечалось в гл. 3, характерное свойство “правильных” фракталов – самоподобие: любая часть фрактала строго подобна целому. Природные фракталы (такие, как, например, береговая линия) не самоподобны в буквальном смысле этого слова, однако часто говорят о самоподобии их статистических свойств, подразумевая под этим независимость этих свойств от масштабного уровня. По существу, это означает, что у фрактала отсутствует выделенный размер, который можно было бы использовать в качестве естественного эталона длины, и при переходе к иному масштабному уровню все безразмерные геометрические характеристики остаются без изменений.

Понятно, что говорить о фрактальности реальных тел можно лишь с определенными оговорками – ведь для них не наблюдается ни строгого самоподобия, ни полной инвариантности масштабных уровней. Тем не менее очень часто геометрия реальных физических объектов обнаруживает те свойства, которые мы привыкли считать отличительными особенностями фракталов. По-видимому, это дает достаточные основания использовать соответствующий математический и понятийный аппарат в геофизических исследованиях, говорить о *самоподобных*, *фрактальных* свойствах различных структур или полей, оценивать их *фрактальную* размерность и т.д.

Хотя указанная методология уже нашла широкое применение в геофизической практике [*Mandelbrot*, 1967, 1977, 1982; *Aki*, 1981; *Okubo, Aki*, 1983, 1987; *Avnir et al.*, 1984, 1987; *Bale, Schmidt*, 1984; *Burrough*, 1984, 1987; *Садовский и др.*, 1984; *Садовский*, 1987; *Katz, Thompson*, 1985; *Scholz, Aviles*, 1986; *Smalley et al.*, 1987; *Turcotte*, 1989 a,b; *Fractals...*, 1994; *Гейликман, Писаренко*, 1989; *Гейликман и др.*, 1990; *Fracture...*, 1989; *Li, Xu*, 1993; *Голубева и др.*, 1993; *Смирнов*, 1993; *Смирнов, Исполинова*, 1993; *Сидорин, Смирнов*, 1995; *Hirata et al.*, 1987; *Hirata*, 1989a; *Hirata*, 1989b; *Федер*, 1991; *Милованов и др.*, 1996; *Giordano et al.*, 1996; *Stakhovsky, Belousov*, 1996, и др.], она тем не менее иногда вызывает возражения со стороны "чистых" математиков, указывающих, что среди реальных тел нет и не может быть точных фракталов или что "бессмысленно говорить о двух фрактальных размерностях некоторого объекта, одна из которых наблюдается на меньших, а другая – на больших масштабах". На наш взгляд, эти возражения не имеют под собой достаточных оснований – ведь не только фракталы, но и любые другие геометрические объекты, такие, как прямые или сферы, тоже являются всего лишь идеализацией, никогда не встречающейся в природе!

Таким образом, хотя реальные геофизические объекты не удовлетворяют условию строгого самоподобия, это не мешает нам говорить о них как о фракталах, изучать статистическое самоподобие их свойств и т.д. Точно так же и реальные экспериментальные функции не являются строго самоаффинными в точном понимании этого термина. Ясно, что в силу их стохастичности и дискретности никакое преобразование подобия, пусть даже и с неодинаковыми масштабными коэффициентами по осям t и Y, не переведет такую функцию или ее статистики в себя же. Тем не менее в литературе, особенно англоязычной, уже сложилась практика использования этого определения, и это вполне оправдано. Во-первых, характеризуя некоторую функцию как самоаффинную, мы сразу же постулируем самоаффиность некоторых ее статистик, разумеется, осознавая, что последняя имеет место только в определенном диапазоне масштабов. Во-вторых, определение "самоаффинная функция" подчеркивает, что речь идет именно о временном ряде с априори заданным неравноправием координат t и Y, что отличает его от обычного фрактального множества.

Выше уже отмечалось, что введенные в работах [*Hardy, Czerny*, 1987; *Милованов и др.*, 1996] из соображений здравого смысла характеристики фрактальной размерности самоаффинной функций d_r и d (d=d_L−1) варьируют в диапазоне от 0 до 1, характерном для "одномерных" фракталов, подобных, например, канторовой пыли. В этой связи нам кажется необходимым еще раз подчеркнуть отличие самоаффинных функций не только от фракталов вообще, но и от "одномерных" фракталов в частности. Бесспорно, что свойства "одномерных" фракталов полностью определяются тем, как именно точки множества заполняют отрезок (или линию), и сам вопрос об очередности их нанесения на отрезок представляется абсурдным. В случае фрактальных функций, напротив, наибольший интерес представляет именно временная упорядоченность значений функции. В отличие от обычных стационарных процессов (которые могут изучаться, например, средствами спектрального, корреляционного или авторегрессионного анализа), для фрактальных функций наиболее лаконичное описание их свойств достигается благодаря использованию единственного коэффициента фрактальной размерности, показывающего, как меняется средний модуль приращений функции при увеличении или уменьшении временного масштаба. Понятно, что возможность такого описания обусловлена независимостью соответствующих свойств от величины временного масштаба. Именно в этом смысле можно говорить о самоподобии вариаций такой функции.

В заключение остановимся на вопросе о типичности самоаффинных функций. Вообще говоря, функции с такими свойствами должны встречаться среди произвольных функций достаточно редко, не чаще, чем, например, прямые среди всевозможных гладких кривых. Однако, как ни странно, оказывается, что довольно многие реальные природные процессы могут эффективно моделироваться подобными масштабно-инвариантными зависимостями. Именно это дает нам основание использовать описанный аппарат, в частности характеристику фрактальной размерности временного ряда d_L, для описания статистических свойств экспериментальных рядов. Как ясно из вышеизложенного, при этом подразумевается, что: 1) анализируемый ряд обладает некоторой формой самоподобия (что проверяется линейностью, в билогарифмических координатах, зависимости $L = L(\delta t)$); и 2) устанавливается величина углового коэффициента этой зависимости.

4.3. Спектральные свойства самоаффинной функции

Естественно предположить, что самоподобный степенной закон изменения среднестатистической амплитуды приращений процесса $B_h(t)$ (4.3) должен приводить к определенному виду спектров, а именно: к степенной же зависимости спектральной мощности от частоты (периода). Попробуем понять характер этой зависимости [*Flandrin*, 1989].

Как видно из выражения (4.3), характерной особенностью процесса $B_h(t)$ является его нестационарность. Оценка спектра для процессов с выраженной нестационарностью не может быть выполнена обычным образом, поскольку классический интеграл Фурье:

$$S(\omega) = \int_{+\infty}^{-\infty} B_h(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \ , \tag{4.11}$$

где $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$, для таких функций не определен (расходится)[4].

Поэтому вместо выражения (4.11) следует рассмотреть интеграл Вигнера-Вилля, естественным образом обобщающий понятие спектра на процессы с выраженными нестационарными свойствами:

$$W(t,\omega) = \int_{+\infty}^{-\infty} r_B\left(t+\frac{\tau}{2}; t-\frac{\tau}{2}\right)e^{-i\omega t}d\tau\,, \qquad \text{где} \tag{4.12}$$

$$r_B(t_1;t_2) = E[B_h(t_1)\cdot B_h(t_2)] \tag{4.13}$$

– автоковариационная функция процесса $B_h(t)$. Используя определение дробной броуновской функции в форме, предложенной Б.Мандельбротом и Д.Ван Нессом [*Mandelbrot, Van Ness*, 1968]:

$$B_h(t) = \frac{1}{\Gamma(h+\frac{1}{2})}\int_{-\infty}^{0}\left(|t-s|^{h-1/2} - |s|^{h-1/2}\right)dB(s) + \int_{0}^{t}\left(|t-s|^{h-1/2}\right)dB(s)\,, \tag{4.14}$$

Р.Бартон и Х.Пур [*Barton, Poor*, 1988] получили для функции $r_B(t_1;t_2)$ явное выражение:

$$r_{Bh}(t_1;t_2) = \frac{1}{2}\Gamma(1-2h)\frac{\cos(\pi h)}{\pi h}\left[|t_1|^{2h} + |t_2|^{2h} - |t_1 - t_2|^{2h}\right]. \tag{4.15}$$

Подставляя (4.15) в (4.12), окончательно получаем:

$$W_{Bh}(t,\omega) = \left(1 - 2^{(1-2h)}\cos(2\omega t)\right)\frac{1}{|\omega|^{2h+1}}\,. \tag{4.16}$$

Выражение 4.16 явно зависит не только от частоты, но и от времени. Для того чтобы построить не зависящую от времени спектральную характеристику, введем, следуя [*Flandrin*, 1989], понятие *среднего* за время T спектра процесса $B_h(t)$:

$$S_{Bh;T}(\omega) = \frac{1}{T}\int_0^T W_{Bh}(t,\omega)dt\,. \tag{4.17}$$

Из (4.16) и (4.17) в пределе больших T (достаточная величина T определяется условием $T \gg 1/\omega$) непосредственно получаем:

$$S_{Bh}(\omega) \sim \omega^{-2h-1} = \omega^{-\beta}\,, \tag{4.18}$$

где $\beta=2h+1$.

Как и следовало ожидать, для обычного броуновского шума ($h=1/2$) имеем $\beta=2$. Однако формула (4.18), по-видимому, применима лишь в ограниченном диапазоне значений параметра h (или β). Так, при $h=0$ (случай белого шума) из (4.18) получается $\beta=1$, хотя спектр такого процесса по определению

---

[4] Обычно для сходимости интеграла Фурье требуют, чтобы подынтегральная функция была абсолютно интегрируема на интервале $-\infty<t<+\infty$ [*Корн, Корн*, 1984], что заведомо не выполняется в нашем случае.

"плоский", т.е. β должно быть равно 0. И наоборот, при вполне допустимых значениях $\beta<1$ или $\beta>3$ значения параметра h выходят из постулированного диапазона [0;1]. К сожалению, в оригинальной работе [*Flandrin*, 1989] отмеченные обстоятельства никак не комментируются. Более того, выражением (4.18), полученным на основе рассмотренных или подобных им рассуждений, некоторые авторы [см., например, *Berry*, 1979; *Burrough*, 1987; *Turcotte*, 1989; *Милованов и др.*, 1996 и др.] аргументируют зависимость (4.19), получаемую из выражений (4.18) и (4.5) при D=2:

$$d=(5-\beta)/2\ . \tag{4.19}$$

Однако последнее выражение, устанавливающее связь между "фрактальной размерностью" временного ряда d и показателем спектра мощности β, явно неприемлемо как в случае процессов близких к белому шуму (при $\beta\cong0$ получается $d>2$), так и для процессов типа дважды проинтегрированного белого шума (при $\beta\cong4$ получается $d<1$). И наоборот, для предельных случаев $h\cong0$ и $h\cong1$ получаются сомнительные значения β. Кроме того, как уже отмечалось выше, все упомянутые авторы, за исключением А.В.Милованова с коллегами, недостаточно четко определяют смысл размерности d.

Впрочем, для "промежуточного" случая обычного броуновского шума и близких к нему процессов ($h\cong1/2$, $\beta\cong2$) выражение (4.19) кажется вполне приемлемым. Таким образом, несмотря на все высказанные замечания, речь может идти не об "опровержении" зависимости (4.19), а лишь об уточнении ее области применимости. Для выполнения такого исследования мы решили использовать метод численного моделирования. Построив достаточное количество модельных реализаций с различными фрактальными свойствами и оценив по ним значения β и d, можно оценить вид связи между этими переменными.

4.4. Моделирование обобщенного броуновского движения

4.4.1. Методика построения модельных реализаций (алгоритм Фосса)

Для построения массива модельных реализаций с различными фрактальными свойствами использовался итеративный алгоритм Фосса, предусматривающий последовательное деление отрезка пополам [*Voss*, 1985a,b]. На первом шаге определяются значения функции на концах отрезка; для этого генерируются два нормально распределенных случайных числа с дисперсией σ_0. Затем отрезок делится пополам, значение в средней точке рассчитывается путем линейной интерполяции двух соседних значений и после этого в каждой из трех точек к значению функции добавляется случайное число с дисперсией $\sigma_1=(1/2)^{2h}\sigma_0$. На следующем шаге каждая половина отрезка вновь делится пополам и т.д.; дисперсия прибавляемых случайных чисел на k-м шаге равна $\sigma_1=(1/2)^{2hk}\sigma_0$.

По мнению автора алгоритма [*Voss*, 1985a,b], построенная таким образом функция будет обладать свойством масштабной инвариантности приращений. Это предположение допускает апостериорную проверку. Оценка значений спектрального параметра β и фрактальной размерности d_L выполняется путем построения регрессии некоторой статистики на логарифм масштаба.

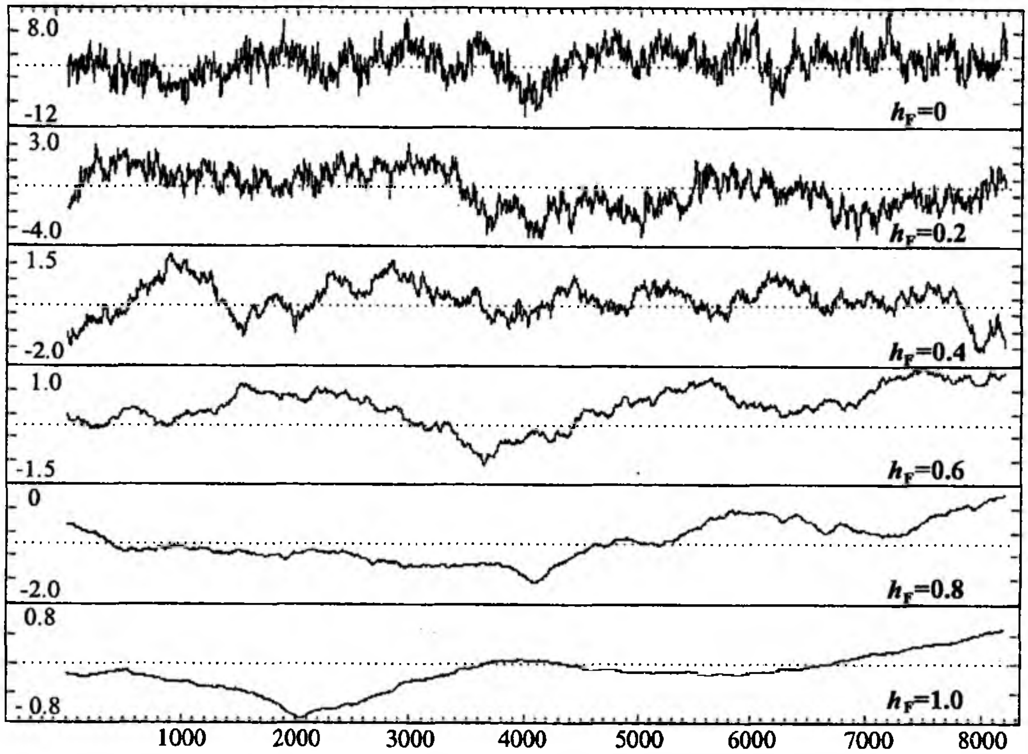


Рис. 4.2. Модельные реализации, построенные по алгоритму Фосса

Только в том случае, если вид зависимости близок к линейному, можно говорить, что анализируемая характеристика обладает свойством масштабной инвариантности и, следовательно, ее использование для описания свойств ряда оправданно.

Как показал анализ, для всех построенных по методу Фосса модельных реализаций (примеры см. на рис. 4.2), а также рядов их приращений, масштабная инвариантность действительно наблюдается, что хорошо видно на рис. 4.3 и рис. 4.4.

Единственным управляющим параметром описанного алгоритма является параметр h в показателе степени, определяющий быстроту уменьшения дисперсии прибавляемых случайных чисел по мере перехода ко все меньшим масштабам. Заметим, что в наиболее известном русскоязычном описании алгоритма Фосса [*Федер*, 1991, с.179] утверждается, что этот параметр тождественно равен показателю Херста, т.е. оценка показателя Херста для построенного по алгоритму Фосса ряда должна совпадать с h. Однако, как было показано выше, это неверно. В данной работе во избежание недоразумений мы будем обозначать скейлинговый параметр алгоритма Фосса как h_F.

Другой способ построения самоаффинных временных рядов, основанный на прямом расчете дискретных приращений, удовлетворяющих скейлинговым зависимостям, был предложен Б.Мандельбротом и Д.Ван Нессом [*Mandelbrot, Van Ness*, 1968]. По существу он основан на прямом использовании выражения (4.14). В данной работе мы не стали его применять ввиду чрезмерно большого объема необходимых вычислений.

Для выполнения исследования был построен набор из 63 модельных реализаций длиной по 8192 точки каждый. Управляющий параметр алгоритма Фосса h_F менялся от 0.00 до 1.00 с шагом 0.05 (всего 21 значение). Для каждого

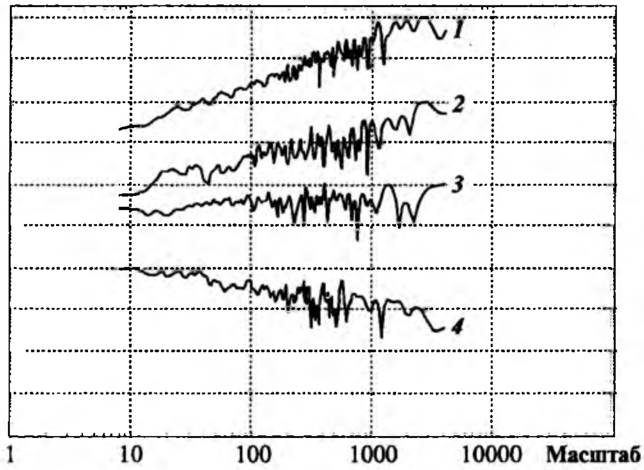


Рис. 4.3. Спектры модельных реализаций, построенных по алгоритму Фосса: h_F=0.8 (*1*), h_F=0.2 (*2*), и рядов приращений модельных реализаций: h_F=0.5 (*3*), h_F=0.0 (*4*)

На рисунке показана *амплитуда* спектра мощности, т.е. величина, пропорциональная квадратному корню из дисперсии ряда

значения параметра h_F генерировалось по 3 реализации, примеры которых показаны на рис. 4.2. Заметим, что в отличие от рис. 4.1, в нашем случае для получения каждой следующей модельной реализации использовалась новая последовательность случайных чисел. Именно этим объясняется отсутствие сходства длиннопериодных составляющих приведенных на рис. 4.2 кривых.

Оценки параметров β и d_L выполнялись по каждой модельной реализации в целом, а также отдельно по ее первой и второй половине. Затем простым осреднением по 6 значениям рассчитывались средние оценки параметров β и d_L при каждом значении управляющего параметра h_F (правая половина табл. 4.1).

Как видно из табл. 4.1 и рис. 4.2, все построенные реализации обладают выраженными персистентными свойствами, т.е. любые тенденции изменения значений функции самоподдерживаются. Другими словами, если в какой-то момент времени значения функции уменьшаются, то скорее всего эта тенденция сохранится и в будущем, и наоборот. Такое поведение построенных функций неудивительно, если принять во внимание, что, согласно использованному алгоритму, по мере перехода к более мелким масштабам дисперсия приращений во всех случаях убывает (это было бы не так только при отрицательных h_F), так что вклад оставшихся от более крупных масштабов линейных трендов, коррелированных на значительных задержках, остается преобладающим.

Для целей настоящего исследования интерес представляют также и функции, обладающие антиперсистентными свойствами. В отличие от предыдущего случая, их последовательные приращения антикоррелированны. Для того, чтобы “охватить” и область антиперсистентности (которой соответствуют меньшие значения показателя β и большие значения d_L), по полученным реализациям были также рассчитаны ряды их приращений. Их характеристики приведены в левой половине табл. 4.1.

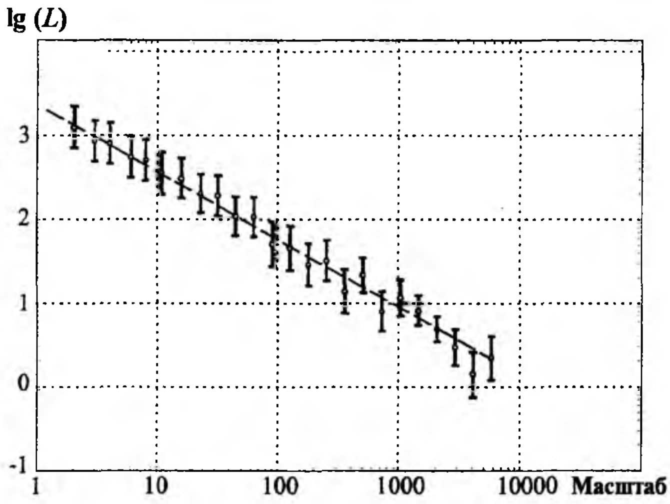


Рис. 4.4. Оценка фрактальной размерности. Модельный ряд с h_F=0.2

Таблица 4.1. Характеристики модельных рядов и рядов их приращений при разных значениях управляющего параметра h_F

№	Параметр Фосса h_F	d_L	$k = b/2$	№	Параметр Фосса h_F	d_L	$k = b/2$
Приращения модельных рядов				Модельные ряды			
1	0.00	2.05	-0.50	22	0.00	1.91	0.53
2	0.05	2.05	-0.42	23	0.05	1.87	0.56
3	0.10	2.00	-0.35	24	0.10	1.87	0.61
4	0.15	2.02	-0.37	25	0.15	1.81	0.63
5	0.20	2.04	-0.30	26	0.20	1.79	0.70
6	0.25	2.02	-0.23	27	0.25	1.73	0.77
7	0.30	2.05	-0.12	28	0.30	1.67	0.84
8	0.35	2.02	-0.10	29	0.35	1.67	0.90
9	0.40	2.02	-0.10	30	0.40	1.64	0.89
10	0.45	2.02	-0.16	31	0.45	1.55	0.84
11	0.50	2.04	0.03	32	0.50	1.51	1.03
12	0.55	2.07	0.06	33	0.55	1.48	1.06
13	0.60	2.03	0.10	34	0.60	1.45	1.10
14	0.65	2.04	0.18	35	0.65	1.40	1.13
15	0.70	2.06	0.26	36	0.70	1.34	1.18
16	0.75	2.03	0.22	37	0.75	1.28	1.25
17	0.80	2.02	0.32	38	0.80	1.27	1.29
18	0.85	2.00	0.32	39	0.85	1.24	1.32
19	0.90	1.98	0.30	40	0.90	1.24	1.30
20	0.95	1.96	0.48	41	0.95	1.14	1.48
21	1.00	1.90	0.48	42	1.00	1.12	1.48

4.4.2. Связь между фрактальной размерностью ряда и наклоном спектра

Обычно при оценке спектральных свойств экспериментальных реализаций расчет спектра выполняется методом БПФ. Как показано в работе [*Дещеревский, Журавлев*, 1996в], этот метод оценки спектра не всегда является оптимальным и может приводить к систематическому занижению показателя β при значениях $\beta>2$. При меньших значениях β результаты мало зависят от метода спектрального оценивания.

В данном разделе для оценки значения показателя β использована методика, предложенная в работе [*Дещеревский, Журавлев*, 1996в]; ее основные элементы описаны в разделе 5.1.3. В частности, для реализаций с $\beta\cong2$ и более сигнал предварительно дифференцировался и т.д.

Заметим, что оценка параметра β выполнялась по *амплитудному* спектру, т.е. значения спектральной кривой были пропорциональны амплитуде, а не *дисперсии* исходного сигнала. Фактически вместо параметра β зависимости (4.18) оценивался спектральный параметр k, равный $k=\beta/2$, что, естественно, совершенно не принципиально.

Для оценки значения параметра k рассчитывалась регрессия логарифма амплитуды спектра мощности на логарифм периода. В билогарифмическом масштабе зависимость (4.18) есть прямая линия, а параметр β (или k) является угловым коэффициентом наилучшей аппроксимирующей спектр прямой. Визуально (рис. 4.3) параметр β представляет собой просто *угол наклона спектра*, поэтому ниже для краткости мы будем использовать это не очень строгое выражение вместо точной формулировки.

Фрактальная размерность временного ряда d_L оценивалась по методике, описанной выше в разделе 4.2.1. Использовался третий вариант алгоритма, минимизирующий объем вычислений.

Как видно из рис. 4.2–4.3 и табл. 4.1, характеристики модельных рядов закономерно меняются по мере изменения значения управляющего параметра h_F. С ростом h_F высокочастотные флуктуации постепенно сменяются более плавными квазислучайными трендами. Одновременно можно заметить тесную связь между характеристиками β и d_L модельных рядов.

Общий вид полученной в результате обработки модельных рядов зависимости $d_L= d_L(\beta)$ приведен на рис. 4.5. Видно, что эта зависимость может считаться линейной лишь при $\beta > 0.5$. При меньших значениях β значение d_L остается практически неизменным и близким к 2 (оценки, незначительно превышающие 2.0, очевидно являются артефактами счета, возможно, связанными с погрешностями метода оценивания параметра d_L или недостатками задания начальных точек алгоритма Фосса). Как видно из рис. 4.6, в диапазоне значений $0.5 < \beta < 3.0$, $1 < d_L < 2$ характер зависимости можно в первом приближении описать следующей формулой (параметры регрессии оценены методом наименьших квадратов, ортогональная регрессия):

$$d_L = (2.28 \pm 0.01) - (0.38 \pm 0.01)\,\beta\,, \tag{4.20}$$

или, что эквивалентно:

$$\beta = (5.92 \pm 0.01) - (2.60 \pm 0.03)\,d_L\,. \tag{4.21}$$

Можно заметить, что полученная зависимость систематически расходится с выражением (4.19), хотя это расхождение становится заметным лишь при очень больших или очень малых значениях β, а в середине диапазона ($1.5 < \beta < 2.5$) разница почти незаметна.

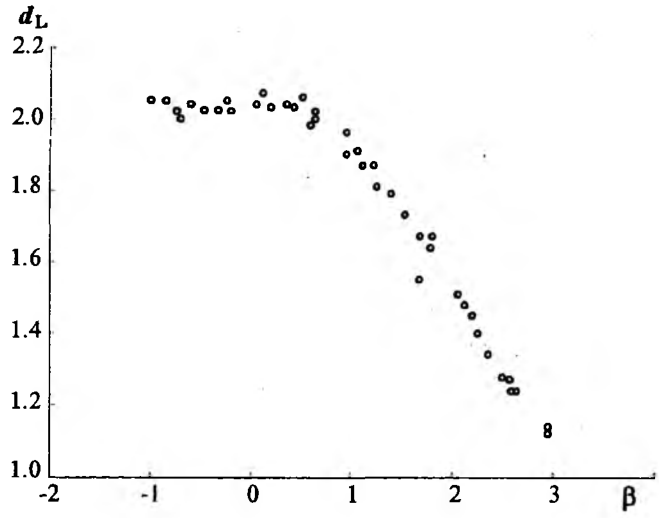


Рис. 4.5. Зависимость $d_L = d_L(\beta)$

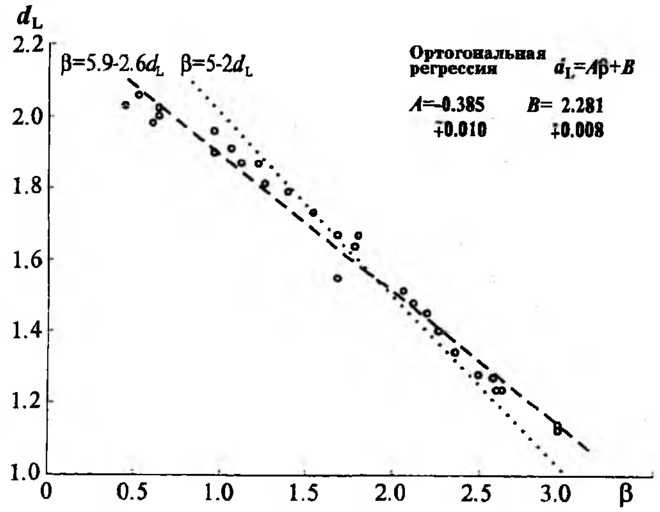


Рис. 4.6. Зависимость $d_L = d_L(\beta)$ при β>0.5 (модели №№ 15-42)

Крупным пунктиром показана наилучшая аппроксимация данных методом наименьших квадратов (линейная ортогональная регрессия), мелким пунктиром – зависимость (4.19)

Таким образом, в результате численного эксперимента для квазифрактальных рядов, сгенерированных по методу Фосса при разных значениях скейлингового параметра h_F, установлен вид связи между значением угла наклона спектра β и фрактальной размерностью временного ряда d_L. Параметры регрессии несколько отличаются от полученных из соображений теории. Не вполне ясно, определяется ли это какими-то существенными различиями между функцией $B_h(t)$, определяемой выражением (4.14), и модельными реализациями, сгенерированными по методу Фосса, или же она связано с ограниченной применимостью выражения (4.19).

Из полученных результатов видно, что спектральная характеристика β является более универсальной, чем показатель фрактальной размерности ряда d_L. Анализ табл. 4.1 показывает, что первая из этих характеристик позволила уверенно дифференцировать все модельные ряды, включая и ряды приращений, в то время как вторая оказалась бесполезной в области антиперсистентности ($\beta < 0.5$). Другими словами, для каждой из 42 рассмотренных моделей угол наклона спектра принимает определенное значение, закономерно меняющееся при изменении свойств ряда (значения скейлингового параметра h_F), в то время как для фрактальной размерности наблюдаемое соответствие не является взаимно однозначным при $\beta < 0.5$.

В то же время случайная погрешность оценки показателя β по единственной реализации длиной 4–8 тыс. точек заметно превосходит погрешность оценки параметра d_L. Как следует из анализа более полных (неосредненных) данных, абсолютная величина этих погрешностей, осредненная по всем рассмотренным реализациям, составляет 0.06 и 0.14 соответственно.

Таким образом, каждая из рассмотренных статистик обладает определенными достоинствами, существенными с точки зрения выбора той или иной методики анализа свойств экспериментальных реализаций. При обработке значительного количества рядов, статистические свойства которых варьируют в широких пределах, предпочтительнее использовать статистику β как более универсальную. Для целей сравнительного исследования реализаций, обладающих сходными статистическими свойствами, более полезной может оказаться статистика d_L, погрешность оценки которой по единственной реализации меньше. В последнем случае следует иметь в виду, что область применения статистики d_L ограничена процессами с выраженными персистентными свойствами ($0.5 < \beta < 3.0$).

В следующей главе мы будем изучать статистические свойства широкого набора экспериментальных реализаций различных геофизических параметров, полученных в результате длительных натурных наблюдений на Гармском полигоне. Поскольку эти свойства заранее неизвестны, и априори они могут варьировать в широких пределах, в качестве основного инструмента исследования будет использоваться β-статистика.

Глава 5

ФЛИККЕР-ШУМ ВО ВРЕМЕННЫХ РЕАЛИЗАЦИЯХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

«Из вечности музыка вдруг раздалась,
И в бесконечность она полилась,
И хаос она на пути захватила,-
И в бездне, как вихрь, закружились светила.»

Яков Полонский

Фрактальные свойства геофизической среды должны находить отражение в структуре временных вариаций различных геофизических полей. С.Ф.Тимашев [1984, 1992, 1993а,б], Г.Шустер [1988] и П.Бак [*Bak et al.*, 1987, 1988, 1989; *Бак, Чэн*, 1991], рассматривая различные механизмы влияния свойств фрактальной среды на характеристики происходящих в ней процессов, пришли к сходным выводам о том, что существенной особенностью подобных процессов может быть фликкер-шумовая структура временных вариаций значений контролируемых величин. В спектрах временных реализаций таких процессов должна наблюдаться близкая к линейной в двойном логарифмическом масштабе зависимость мощности спектра от частоты с наклоном аппроксимирующей прямой порядка 1. В дальнейшем для краткости будем называть такую особенность спектров фликкер-шумовой структурой спектра. Ее обнаружение в спектрах временных реализаций геофизических величин может указывать на наличие самоподобия в строении реальной геофизической среды и развивающихся в ней процессов.

Авторами установлено, что для многих разнородных реализаций геофизических временных рядов действительно наблюдается фликкер-шумовая структура спектра [*Дещеревский*, 1996; *Дещеревский и др.*, 1994б, 1996а, 1997а,б; *Дещеревский, Сидорин*, 1996]. Более ярко эта особенность проявляется при условии предварительной фильтрации вариаций определенного вида, имеющих сезонный характер [*Дещеревский и др.*, 1994а, 1995, 1996б]. Такая фильтрация позволяет подавить влияние экзогенных факторов на свойства анализируемых временных рядов и тем самым усилить те особенности, которые отражают самоподобный, фрактальный характер геофизической среды.

В настоящем разделе детально исследованы спектры большого количества экспериментальных временных рядов, полученных в результате многолетних наблюдений на Гармском полигоне. Выполнена проверка альтернативных, по отношению к фликкер-шумовой, гипотез о характере спектра экспериментальных реализаций. В качестве естественной альтернативы рассматривалась гипотеза о белошумовом характере спектра. Другая гипотеза предусматривала более сильную зависимость спектральной мощности от частоты, чем характерную для рядов типа фликкер-шума.

Для выбора оптимальной гипотезы, помимо исследования спектральных свойств рядов, выполнено их сопоставление со спектрами модельных реализаций. Изучено несколько моделей временных рядов, построенных в соответствии с изложенными в разд. 2.2.7 представлениями о фликкер-шуме. Делается попытка интерпретации построенных моделей в терминах реальных геофизических величин. Оценивается возможность адекватного описания свойств экспериментальных реализаций в рамках рассматриваемых моделей фликкер-шума.

5.1. Спектральные свойства экспериментальных рядов

5.1.1. Характеристика исходных данных

Анализировались временные ряды вариаций электрометрических, гидрометеорологических и сейсмологических параметров, долговременные наблюдения за которыми осуществлялись на Гармском геофизическом полигоне в течение 1979–1992 гг. для первых трех групп параметров и в течение 1962–1991 гг. для сейсмологических параметров. К электрометрическим характеристикам относились: кажущееся сопротивление ($\rho_к$), естественное электротеллурическое поле (потенциал электродной пары свинец–свинец, или ЭТП), электрохимический потенциал (электродной пары медь–свинец, или ЭХП) и электропроводность воды в роднике и карстовом источнике Хазор-Меч (ЭПВ).

Все электрометрические наблюдения выполнялись в центральной части полигона вблизи станции Хазор-Чашма и на трассе Хазор-Чашма – Гарм [*Сидорин*, 1990а,б]. Кажущееся сопротивление измерялось методами дипольного (ДЗ) и вертикального (ВЭЗ) электрического зондирования на более чем 60 разносах. В данном случае каждому разносу соответствует пара диполей – питающий и приемный (всего 4 электрода). В установке ВЭЗ разнос питающих электродов составлял от 6 до 3000 м. В установке ДЗ расстояние между 3-километровым питающим и 150-метровым приемным диполями составляло 17 км. Для измерений использовались специально разработанные прецизионные аппаратура и оборудование [*Осташевский, Сидорин*, 1985, 1990, 1991; *Сидорин, Осташевский*, 1996].

Электротеллурическое поле (ЭТП) наблюдалось на 11 разносах (диполях) с расстоянием между электродами от 1 до 500 м, электрохимическое (ЭХП) – на двух разносах, один из которых располагался в Хазор-Чашме, второй – вблизи обсерватории Гарм в 16 км от Хазор-Чашмы. Пробы воды для измерения электропроводности (ЭПВ) брались в источнике вблизи ст. Хазор-Чашма и в р. Хазор-Меч.

Под гидрометеорологическими характеристиками подразумевались: высота снежного покрова и температура грунта на глубине 20 см вблизи Хазор-Чашмы, температура воды в р. Хазор-Меч, уровень воды в р. Хазор-Меч, уровень грунтовых вод в скважине близ ст. Хазор-Чашма.

Все гидрометеорологические и электрометрические характеристики измерялись ежедневно в одно и то же время, в большинстве случаев вручную. Каждое измерение повторялось 2–3 раза, для последующей обработки принималось среднее значение. Интервал между повторными измерениями составлял от нескольких секунд до минут.

Некоторые виды наблюдений выполнялись с помощью специальной прецизионной аппаратуры. В этом случае каждое измерение автоматически повторялось 10 раз и более. Для последующей обработки также бралось среднее значение.

Продолжительность наблюдений большинства перечисленных электрометрических параметров составила около 12 лет. Наблюдения атмосферных параметров (температура воздуха, атмосферное давление и осадки) выполнялись через каждые 3 ч за исключением ночного срока (всего 7 наблюдений в сутки). Для обработки бралось среднее ("среднесуточное") значение.

В отличие от электрометрических и гидрометеорологических характеристик, сейсмологические характеристики не могут наблюдаться непосредственно, а должны рассчитываться на базе информации, получаемой в процессе анализа сейсмограмм. Чтобы оценить величину контролируемого параметра, необходимо обработать значительное число записей сейсмических событий (землетрясений различной силы), относительно равномерно распределенных в рассматриваемом временном интервале. Вследствие этого описанные ниже ряды принципиально не могут иметь столь же высокой частоты опроса, как в случае электрометрических или гидрометеорологических характеристик. Для получения единичной оценки конкретного сейсмологического параметра требовалось, как правило, 4–6 мес непрерывных стационарных наблюдений сетью из 8–15 сейсмических станций. Каждая такая оценка отражает усредненное состояние контролируемого параметра за соответствующий период времени. Для получения сглаженных реализаций сейсмологических параметров расчет повторялся по частично перекрывающимся интервалам времени с длительностью 4–6 мес и сдвигом каждого следующего интервала на 1–2 мес.

Из сейсмологических характеристик рассматривались следующие. Ряды параметра γ характеризовали наклон графика повторяемости всех представительных землетрясений (магнитуда $M \geq 1.0$), зарегистрированных в пределах центральной, наиболее сейсмически активной части полигона (хр. Петра Первого), а также раздельно для ее западной и восточной половин [*Сидорин*, 1990а,б]. Эти ряды имели частоту опроса 1 раз в 3 мес при временном окне статистической выборки 6 мес.

Далее, исследовались свойства временного ряда количества землетрясений с $M \geq 1.5$ (NN), происшедших в пределах полигона и зарегистрированных подавляющим числом станций полигона. В данное число включались только те землетрясения, для которых удалось, в силу качественной регистрации вступлений упругих колебаний достаточно большим числом станций, определить характер движения в их очагах (фокальный механизм). Тем самым данный ряд фактически показывает не только уровень сейсмической активности в пределах полигона, но и степень статистической представительности остальных сейсмологических характеристик, базирующихся на статистиках фокальных механизмов. Ряд NN имел частоту опроса данных 1 раз в месяц при временном окне статистической выборки 4 мес. Его продолжительность составила 28.5 лет.

Рассматривались также ряды характеристик напряженно-деформированного состояния (НДС) сейсмогенного слоя земной коры полигона. Оценка значений этих параметров может быть выполнена по данным о фокальных механизмах землетрясений, которые в свою очередь могут быть определены по результатам совместного анализа записей сейсмических волн на нескольких станциях, расположенных на разных направлениях от эпицентра землетрясения.

В качестве параметров НДС сейсмогенного объема земной коры, реконструируемого по совокупностям механизмов очагов многочисленных слабых землетрясений ([*Лукк, Юнга*, 1979б, 1988а]), рассматривались: 1) ряды коэффициента Лоде–Надаи (μ_M), характеризующего вид деформированного состояния, как для всего полигона в целом (для двух интервалов глубин — 0–15 км и 16–35 км), так и отдельно для хр. Петра Первого, а также для ячеек размером 25×25 км^2 в центральной и восточной частях последнего; 2) ряды значений величины относительной деформации в горизонтальной плоскости тензора деформированного состояния (компонента *XY*) для всего полигона, хр. Петра Первого и центральной части последнего; 3) ряд значений перерезывающей плоский горизонтальный слой компоненты напряженного состояния (ρ) для горного массива Кабудкрым (северная половина полигона). Все эти ряды имели периодичность наблюдений один раз в 1, 2 или 4 мес и ширину окна оценивания 4 или 6 мес. Длительность этих рядов составляла около 25 лет.

На рис. 5.1 приведены примеры исходных рядов данных некоторых электрометрических и гидрометеорологических параметров. Примеры рядов

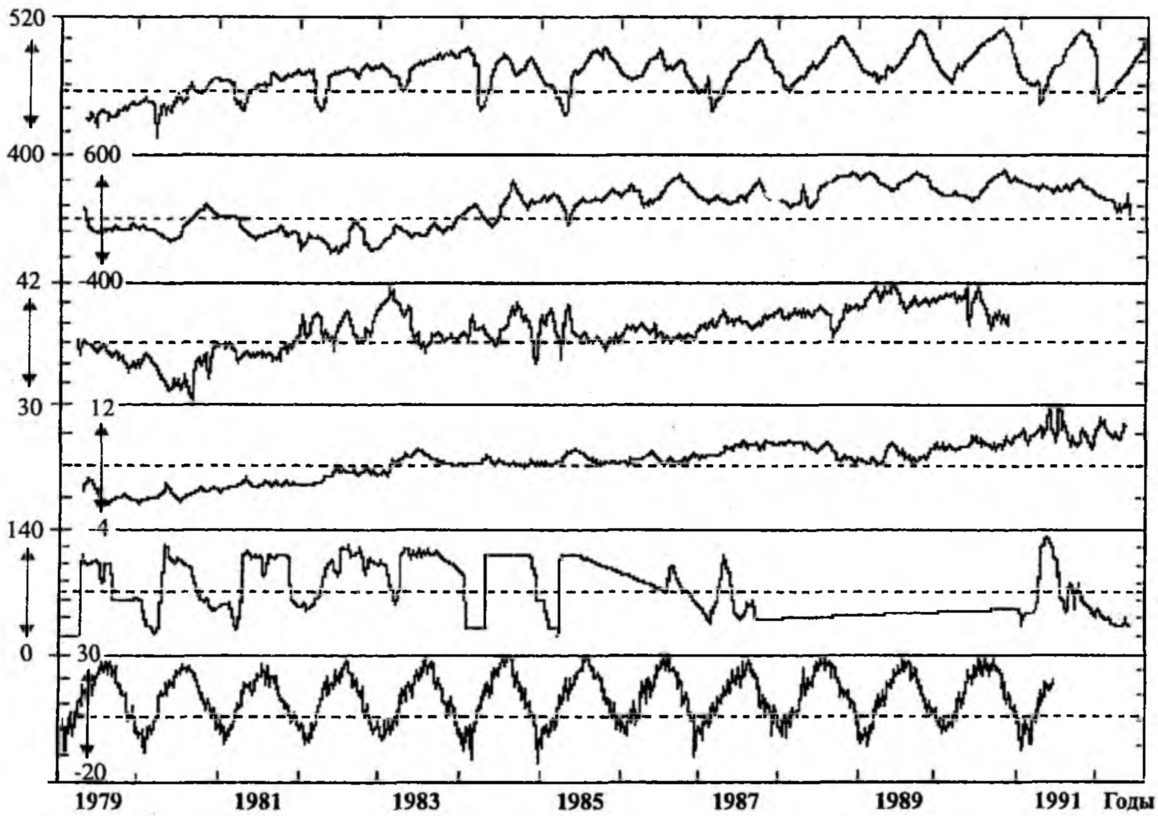


Рис. 5.1. Примеры исходных временных рядов электрометрических и гидрометеорологических параметров

1 – потенциал (мв) электродной пары медь–свинец (ЭХП) на разносе 200 м на ст. Гарм; *2* – потенциал (мв) электротеллурического поля (ЭТП) на разносе 500 м, ст. Хазор-Чашма; *3* - кажущееся электрическое сопротивление ($\rho_к$, Ом·м), измеренное методом вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) на установке 50/2 м; *4* – кажущееся электрическое сопротивление (Ом·м), измеренное методом ВЭЗ на установке 3000/500 м на прецизионной установке с использованием питающего диполя от МГД-генератора; *5* – ряд значений уровня грунтовых вод (см) вблизи ст. Хазор-Чашма (с конца 1987 г. по конец 1990 г. измерения не проводились; перерывы в наблюдениях имелись и на отрезке 1984–начало 1988 г); *6* – ряд температуры воздуха (град) на ст. Гарм

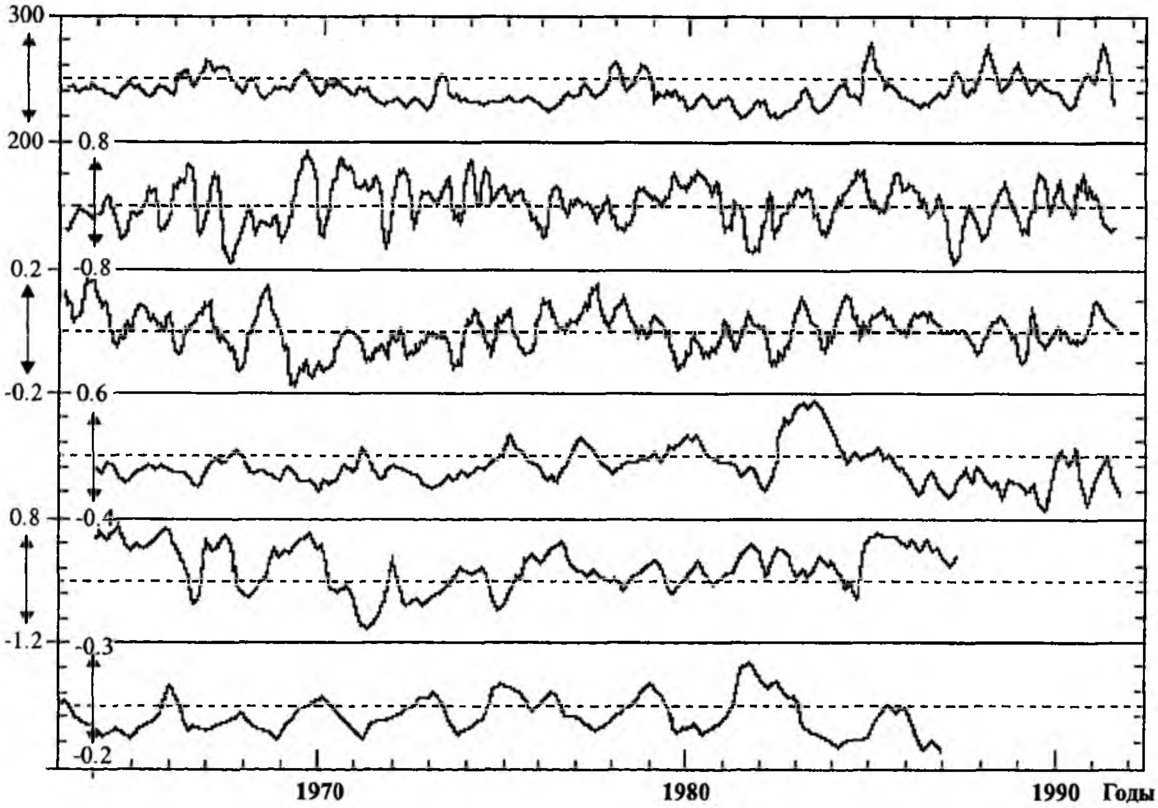


Рис. 5.2. Примеры временных реализаций сейсмологических параметров

1 – число землетрясений, для которых имелись определения фокальных механизмов; *2* - коэффициент Лоде–Надаи (μ_M) для хр. Петра Первого; *3* – компонента *XY* тензора НДС для хр. Петра Первого; *4* – перерезывающая компонента сейсмотектонических напряжений (ρ) для северной части Гармского района; *5* – коэффициент Лоде–Надаи (μ_M) для всего Гармского района для глубин H>15 км; *6* – величина наклона графика повторяемости (γ) по всем представительным землетрясениям Гармского района для хр. Петра Первого

сейсмологических параметров (с отфильтрованным линейным трендом) приведены на рис. 5.2. Значения параметров на графиках приведены в условных единицах, выбранных так, чтобы выровнять видимую амплитуду вариаций этих параметров. Всего было проанализировано около 100 рядов данных.

Остановимся на свойствах исходных рядов электрометрических параметров. Для всех реализаций характерен сложный временной ход. На фоне случайных вариаций заметны хорошо выраженные трендовые и регулярные составляющие (рис. 5.1). Среди последних наиболее ярко представлена сезонная компонента. Примером ряда с интенсивной сезонной вариацией может служить реализация ЭХП на ст. Гарм, приведенная на рис. 5.1,*1*. Пример реализации с менее выраженным сезонным ходом приведен на рис. 5.1,*3*.

5.1.2. Предварительная фильтрация экспериментальных реализаций

Представления о наличии регулярных компонент в экспериментальных рядах

Как известно, во временных реализациях многих геофизических параметров отмечается присутствие регулярных составляющих, которые, как считается, обусловлены преимущественно влиянием внешних по отношению к твердой Земле причин. В связи с этим представляет интерес раздельное рассмотрение этих составляющих и отфильтрованного от них остатка, что может помочь вычленить влияние внешних и внутренних причин на динамику контролируемой системы.

В качестве внешних причин, имеющих регулярный периодический характер и оказывающих заметное влияние на динамику контролируемой системы, можно отметить, например, сезонные изменения метеорологических или гидрогеологических элементов с периодичностью около года или близкой к ней или же обусловленные лунно-солнечными приливами регулярные гравитационные воздействия. Среди других гипотетических причин, которые следует учитывать при поиске регулярных длиннопериодных колебаний в структуре вариаций геофизических полей, можно указать чандлеровские колебания Земли, периодические вариации солнечной активности, изменения напряженности и полярности межпланетного магнитного поля, периодичности во взаимном расположении планет Солнечной системы, а также, возможно, и другие еще неизвестные, внешние по отношению к контролируемой системе, факторы.

Как показывает анализ экспериментальных реализаций, для многих из них наличие регулярной годовой периодичности не вызывает сомнения, во многих случаях эти колебания доминируют [*Дещеревский и др.*, 1994а; *Дещеревский, Сидорин,* 1996]. Очевидные связи между отмеченными вариациями и различными экзогенными факторами позволяют считать, что применительно к задаче изучения спектральных свойств вариаций, обусловленных эндогенными причинами, подобные регулярные колебания должны рассматриваться как помехи.

При такой постановке задачи наиболее сложна проблема селекции свойств вариаций, имеющих экзогенную и эндогенную природу. В данном случае под помехой в виде сезонной составляющей мы понимали суммарное влияние всех перечисленных выше внешних факторов с периодичностью колебаний около 1 года, проявляющееся в регулярных вариациях исследуемых величин, одинаковых (как по форме, так и по амплитуде) каждый год.

Фильтрация экзогенных воздействий выполнялась путем оценки и исключения строго периодических вариаций с периодом один год. Форма вариации подбиралась индивидуально для каждого ряда. Оцененная периодическая функция должна была удовлетворять ряду критериев значимости, используемых для проверки обоснованности применения данного вида фильтрации.

Предложенный подход необходимо применять с определенной осторожностью. Многоступенчатый анализ с предварительным выявлением и фильтрацией регулярных составляющих оставляет за исследователем некоторый произвол в интерпретации спектральной структуры эмпирических временных реализаций, характеризующих динамику изучаемой геофизической системы. Кроме того, при подобных фильтрующих преобразованиях может усиливаться роль случайных факторов, что особенно опасно, если исследуется всего лишь одиночная реализация.

Даже при наличии группы рядов одной и той же геофизической величины не всегда можно быть уверенным, что отфильтрованные ряды объективно представляют свойства изучаемой системы в целом, поскольку при фильтрации однотипных рядов могут оказаться чрезмерно подчеркнутыми особенности колебательной структуры, характерные только для данного геофизического поля. Поэтому применение описанного подхода будет более эффективно при условии привлечения максимально широкого круга геофизических величин, как можно более полно и всесторонне описывающих поведение контролируемой геофизической системы. В этом случае в процессе адаптивной фильтрации (а оценка индивидуальной формы ежегодной вариации должна рассматриваться именно как адаптация фильтра к свойствам конкретного ряда) будут удалены прежде всего индивидуальные особенности отклика конкретного геофизического поля на регулярные колебания внешних воздействующих на систему факторов, в то время как общие особенности анализируемых полей, отражающие внутреннюю динамику системы в целом, будут подчеркиваться после фильтрации. Тем самым подобная процедура должна способствовать выявлению фундаментальных свойств поведения во времени изучаемой геофизической системы.

Методика фильтрации временных рядов данных от регулярной сезонной составляющей

Как было показано нами ранее [*Дещеревский и др.*, 1994а,б, 1995, 1996а; 1997а,б], наиболее ярко регулярная сезонная составляющая проявляется в рядах электрометрических и “приповерхностных” гидрометеорологических параметров. Представляется очевидной ее связь с такими факторами, как атмосферные осадки или весенний паводок. Для этих, да и многих других внешних факторов, действующих с ежегодной периодичностью, характерно крайне неравномерное распределение по сезонам года, с чем связано заметное отличие формы сезонной составляющей от правильной синусоиды.

Сравнительная характеристика нескольких методов фильтрации сезонных вариаций и оценка их адекватности применительно к рядам электрометрических параметров (на примере рядов кажущегося сопротивления) подробно обсуждались в работах [*Дещеревский и др.*, 1993; 1996б; *Дещеревский, Журавлев*, 1994а,б; *Дещеревский*, 1996]. Основываясь на этих результатах, в данной работе мы использовали один из вариантов метода среднесезонной функции, определяемой способом наложения эпох [*Дещеревский, Лукк*, 1994; *Дещеревский, Журавлев*, 1994а,б].

Вид несинусоидальности может быть заметно разным для различных геофизических параметров. Поэтому для каждого анализируемого параметра предварительно устанавливалась собственная форма фильтруемой сезонной составляющей. Поскольку интенсивность иных регулярных составляющих в колебательной структуре временных вариаций анализируемых геофизических величин оказывалась, как правило, существенно меньшей, фильтрация ограничивалась единственной компонентой с годовым периодом.

Предполагалось, что отфильтрованный таким образом остаток временного ряда более свободен от влияния внешних факторов, и его вариации в значительной степени теперь могут быть отнесены за счет внутренней динамики контролируемой геофизической системы.

Фильтрация рядов выполнялась в два этапа. Сначала из рядов удалялся линейный тренд, оцененный по формуле:

$$Y(t)=A+B\cdot t\ , \qquad (5.1)$$

Таблица 5.1. Отфильтрованный линейный тренд в рядах электрометрических, гидрометеорологических и сейсмологических параметров

	Ряды электрометрических и гидрометеорологических параметров	*A*	*B*
1	ЭХП, линия медь–свинец, Гарм, 250м	457	+0.055
2	ЭТП, линия В-З, 500 м, Хазор-Чашма	-50.6	+0.756
3	Установка ВЭЗ 50/2 м, Хазор-Чашма	34.3	+0.011
4	Установка ВЭЗ 3000/500 м, Хазор-Чашма	-1.0	+0.018
5	Уровень грунтовых вод, Хазор-Чашма	84.3	-0.050
6	Температура воздуха, Гарм	11.5	-0.002
	Ряды сейсмологических параметров		
1	Число (*NN*) землетрясений с определенным механизмом	121	+0.347
2	Коэффициент Лоде–Надаи (μ_M) для хр. Петра I	0.29	+0.0005
3	*XY* компонента напряжений для хр. Петра I	0.22	-0.0001
4	Перерезывающая компонента напряжений (ρ)	0.22	+0.0026
5	Коэффициент Лоде–Надаи (μ_M). Весь полигон (H>15 км)	0.13	-0.0002
6	Наклон графика повторяемости (γ) для хр. Петра I	0.44	+0.0033

где t – время (для рядов электрометрических и гидрометеорологических параметров время измерялось в сутках, для рядов сейсмологических параметров – в месяцах), $Y(t)$ – тренд. Значения коэффициентов A и B для каждого из приведенных на рис. 5.1 и рис. 5.2 рядов приведены в табл. 5.1.

После удаления из исходных рядов линейного тренда выполнялась оценка достоверности годовой периодичности [*Дещеревский, Лукк*, 1994]. Для этого среднесезонный ход рассчитывался указанным выше способом (методом наложения эпох) для всех возможных периодов, начиная от удвоенного времени опроса и кончая 1/3 длины ряда.

Затем для каждого периода оценивалась дисперсия полученной периодической компоненты, нормированная на дисперсию исходного ряда с поправкой на отношение величины периода к длине исходного ряда. Если после этого оказывалось, что нормированная дисперсия компоненты с периодом 1 год превосходит дисперсию всех остальных компонент, то годовая вариация признавалась доминирующей и фильтровалась.

Оказалось, что доминирующая (в указанном смысле) годовая периодичность наблюдается для всех без исключения рядов электрометрических и гидрометеорологических параметров. Для всех рядов, кроме рядов ЭТП, значимость намного превышает 95%-ный уровень. В случае рядов ЭТП значения критериев близки к пограничным (между достоверной и ненадежной периодичностью). Однако, если рассматривать весь комплекс реализаций ЭТП и выделенных периодичностей, преобладающих в структуре каждого отдельного ряда, оказывается, что годовая периодичность встречается заметно чаще других периодичностей. Кроме того, если отфильтровать вариации с периодами от двух лет и более, то доминирующая роль годовой периодичности становится совершенно явной практически для всех рядов ЭТП. С учетом этих и некоторых иных дополнительных исследований было принято решение считать годовую периодичность значимой и для рядов ЭТП. По итогам анализа, фильтрация (вычитание) годовой компоненты осуществлялась для

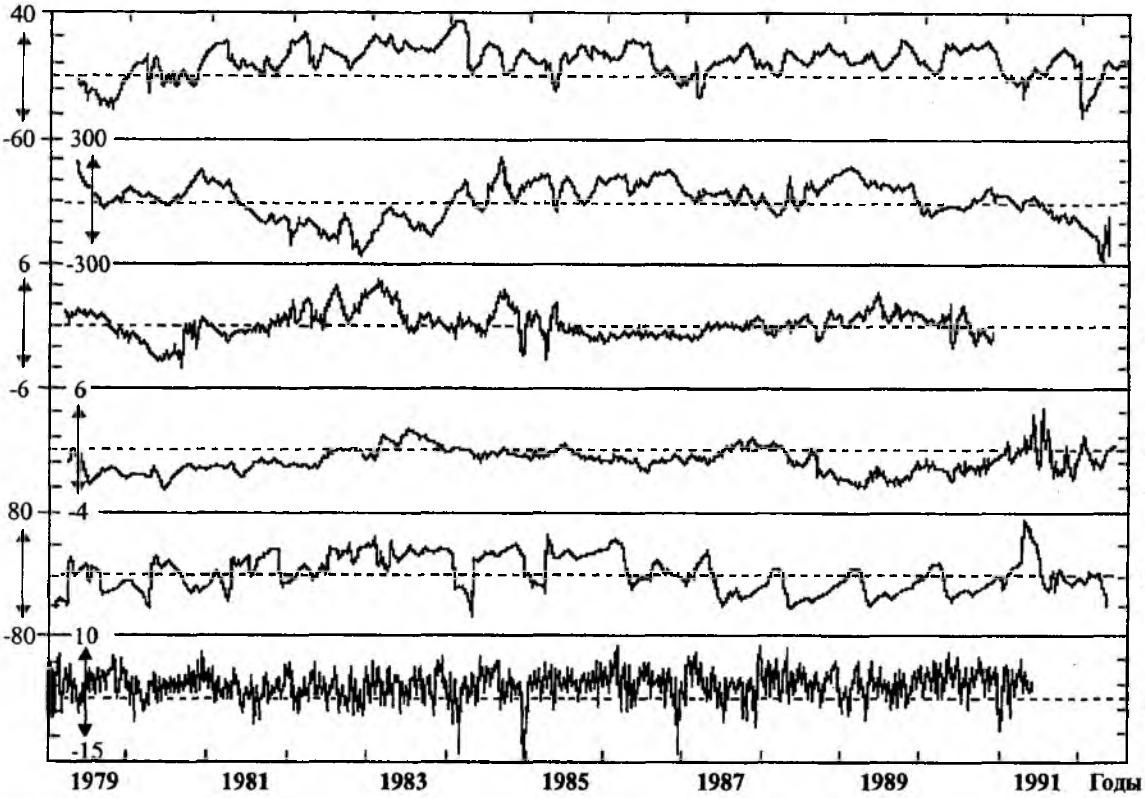


Рис. 5.3. Примеры отфильтрованных временных реализаций значений электрометрических и гидрометеорологических параметров
1-6 – в соответствии с рис. 5.1.

всех рядов электрометрических и гидрометеорологических параметров. Отфильтрованные ряды показаны на рис. 5.3.

Для рядов сейсмологических параметров годовая компонента не удалялась, поскольку ни для одного из этих рядов она, как показало сканирование полного спектра периодов [*Дещеревский, Лукк*, 1994], не выглядела доминирующей. Кроме того, в большинстве случаев само наличие годовой вариации для указанных параметров дискуссионно. В тех случаях, когда такая компонента все же могла быть формально выделена, ее амплитуда была невелика и факт удаления годовой компоненты не оказал бы существенного влияния на оцениваемые характеристики спектров.

5.1.3. Методика анализа спектров

Как было показано нами ранее [*Дещеревский и др.*, 1994б, 1995, 1996а; 1997а,б; *Дещеревский*, 1996], спектры временных рядов многих электрометрических и гидрометеорологических параметров после удаления сезонной компоненты обнаруживают явно выраженную тенденцию к линейной (в двойном логарифмическом масштабе) зависимости мощности спектра от частоты (линеаризации), т.е. вид полученных спектров можно, в первом приближении, описать как:

$$A \sim F^{-k} \qquad (5.2)$$

Здесь A – амплитуда спектра мощности (т.е. величина, пропорциональная *амплитуде*, а не дисперсии исходного сигнала), F – частота, а k – некоторая константа, оцениваемая независимо для каждой реализации.

Наиболее просто оценка значения параметра k зависимости (5.2) может быть выполнена в билогарифмическом масштабе. Ниже везде подразумевается использование именно этих координат, в этом случае величина коэффициента k равна углу наклона наилучшей аппроксимирующей спектр прямой.

Альтернативный способ оценки значения параметра k, основанный на прямой аппроксимации параметров степенной модели (5.2) [*Лысенко, Писаренко*, 1994], трудоемок и имеет ряд других недостатков. С другой стороны, можно ожидать, что в ситуации, когда весь спектр, охватывающий до трех порядков по частоте, удовлетворяет зависимости (5.2), все методы будут давать качественно близкие результаты, так что влияние выбора того или иного способа оценки значения параметра k по уже рассчитанному спектру на конечный результат несущественно.

Выбор частотного диапазона для расчета угла наклона спектра

Свойства спектра априори могут оказаться неодинаковыми в различных частотных диапазонах, поэтому результат оценки может зависеть от того, какой диапазон используется. В связи с этим для каждой реализации величина угла наклона спектра и степень отклонения спектра от линейного закона оценивались в нескольких (до четырех) частотных диапазонах.

Поскольку наибольшие отклонения от линейности наблюдались обычно в области длинных периодов, высокочастотная граница каждого из рассмотренных диапазонов оставалась неизменной и совпадала с высокочастотной границей спектра, а положение низкочастотной границы варьировалось. Затем полученные данные обобщались и рассчитывались средние характеристики спектров рядов одной природы в каждом частотном диапазоне.

Способ оценки линейности и угла наклона спектра

Для оценки угла наклона спектра и степени его соответствия закону (5.2) использовался метод наименьших квадратов. В заданной полосе частот определялись параметры линейной ортогональной регрессии $y=A{\cdot}t+B$, где y – логарифм спектральной мощности, t – логарифм периода, а A и B – оцениваемые коэффициенты.

Для оценки линейности спектра рассчитывался специальный безразмерный коэффициент нелинейности S, равный стандартному отклонению данных от линии регрессии, нормированному на дисперсию исходных данных. Чем меньше значение коэффициента S, тем с большей достоверностью можно принять аппроксимацию спектра прямой линией.

Значения коэффициента S приведены в процентах. Визуально спектр выглядит вполне линейным, если коэффициент нелинейности меньше 50%; при величине коэффициента 100% и более спектр определенно не может аппроксимироваться прямой линией.

Другой часто используемый показатель отклонения данных от линии регрессии – коэффициент линейной корреляции R между переменными (в нашем случае – логарифмами спектральной мощности и величины периода) или величина $1-R^2$. Хотя точного соответствия между коэффициентами нелинейности и корреляции не наблюдается, для большинства рассмотренных спектров их соотношение в среднем можно описать следующим образом:

Коэффициент нелинейности (S):	0%	30%	50%	70%	90%
Коэффициент корреляции (R):	1.0	0.9	0.8	0.6	0.4
$1-R^2$:	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8

При этом следует иметь в виду, что одному и тому же значению коэффициента R могут соответствовать значения коэффициента S, отличающиеся на 10%–20%.

Выбор метода расчета спектра

При оценке значений параметров, рассчитываемых по спектральным кривым, важно представлять, насколько сильно полученные результаты зависят от использованного метода оценки спектра. Для выяснения этого было проведено небольшое исследование, заключавшееся в том, что для двух типичных рядов – электропроводности воды в источнике и кажущегося сопротивления, измеренного в окрестностях обсерватории Хазор-Чашма на установке 450/40 м – спектр был оценен восемью способами. При этом рассматривался диапазон периодов от 1 до 500 сут. Для каждого способа оценки спектра рассчитывались коэффициент нелинейности спектра и угол наклона спектра. Результаты приведены в табл. 5.2.

Анализ табл. 5.2 показывает, что в среднем все методы дают близкие результаты при оценке одного и того же спектра. При этом устойчиво оцениваются различия сопоставляемых спектров. Так, согласно всем методам коэффициент нелинейности спектра для ряда ЭХП ниже, чем для ряда ВЭЗ, а угол наклона спектра – выше, и эти различия превышают разброс их оценок

Таблица 5.2. Сравнительная оценка четырех методов расчета спектров на примере двух рядов электрометрических параметров

Метод расчета спектра	Ширина окна сглаживания	Ряды значений параметров			
		ВЭЗ 450/50 м		ЭХП, Хазор-Чашма	
		S, %	k	S, %	k
*M*1	2	52	0.76	43	0.82
	4	48	0.74	35	0.85
*M*2	2	56	0.73	50	0.81
	4	52	0.73	38	0.86
*M*3	2	55	0.75	49	0.82
	4	51	0.73	37	0.87
*M*4	2	42	1.02	33	1.08
	4	35	1.05	27	1.11
Среднее :		49	0.81	39	0.90

Примечание. *M*1–*M*4 – методы расчета спектра: *M*1 – преобразование Фурье от дважды дифференцированного исходного ряда с последующим восстановлением спектра путем двойного деления на частоту [*Дженкинс, Ваттс*, 1971, 1972]; *M*2 – обычное преобразование Фурье (свертка ряда с функциями синуса и косинуса) [*Дженкинс, Ваттс*, 1971, 1972]; *M*3 – метод Филона [*Трантер*, 1956]; *M*4 – быстрое преобразование Фурье [*Марпл*, 1990].

по разным методам. Следует отметить, что при увеличении степени сглаживания спектра его нелинейность уменьшается, в то время как угол наклона практически не меняется. В то же время величина угла наклона заметно зависит от того, какой метод оценки спектра используется. Согласно результатам оценок в табл. 5.2 можно полагать, что систематическая ошибка оценки угла наклона спектра, связанная с методическими причинами, близка к 0.10. Стандартное отклонение коэффициента нелинейности, согласно табл. 5.2, можно считать близким к 5%.

Из всех методов явно выпадающие результаты дает метод БПФ. Отличие может быть связано с тем, что при его применении мы усекали длину всех реализаций до 2^N (по ряду причин мы посчитали это более предпочтительным, чем дополнять ряд до ближайшей большей степени двойки), а также с тем, что перед расчетом спектра по методу БПФ выполнялась явная линейная интерполяция пропущенных значений данных (другие алгоритмы допускали неравномерный временной шаг между опросами данных). Метод классического преобразования Фурье мог бы давать заметные отличия в случае, если бы перед расчетом спектра из рядов не был удален линейный тренд.

Хотя, как показывает анализ табл. 5.2, расхождения между методами и могут носить неслучайный характер, они, тем не менее, составляют незначительную долю обнаруженного эффекта, т.е. выбор того или иного метода спектрального анализа не принципиален. Во всех последующих расчетах использован метод с предварительным двойным дифференцированием исходного сигнала и последующим обратным восстановлением спектра. Полученный спектр сглаживался с использованием окна Дирихле.

Альтернативные методы анализа свойств рядов со степенными спектрами и исследования фрактальных свойств рядов можно найти в работах [*Mandelbrot*, 1977, 1982; *Фракталы...*, 1988; *Федер*, 1991; и др]. К числу наиболее интересных можно отнести описанный в недавней работе В.Б.Лысенко и В.Ф.Писаренко [1994]. При сравнении полученных в ней результатов с описанными в настоящей и предыдущих наших работах [*Дещеревский и др.*, 1994б, 1995, 1996а,в; 1997а,б; *Дещеревский*, 1996] необходимо иметь в виду, что из-за иного, чем у нас, определения спектра оцениваемый в работе [*Лысенко, Писаренко*, 1994] показатель $\alpha=2\cdot k$.

Тестирование методики анализа спектров

Для проверки методики был выполнен следующий численный эксперимент. С помощью описанной методики был оценен угол наклона спектра для модельных реализаций процессов трех типов: гауссова, или белого, шума (*GAUSS*), проинтегрированного гауссова шума (*IGAUSS*) и дважды проинтегрированного гауссова шума (*IIGAUSS*). Теоретические значения показателя k для указанных типов моделей равны 0, 1 и 2 соответственно.

Формально описать механизм генерации псевдослучайных модельных реализаций можно следующим образом. Пусть $GAUSS(t)$ – функция-генератор нормально распределенных случайных чисел, которая в каждый момент времени t принимает случайное значение, L – длина модельного ряда (на практике для получения каждого очередного значения функции $GAUSS(t)$ суммировалось 24 равномерно распределенных псевдослучайных числа, полученных стандартным встроенным генератором псевдослучайных чисел языка *Microsoft Fortran v5.0*. Тогда модельные ряды перечисленных типов можно получить как:

1. Гауссов (т.е. белый) шум с нулевым средним и единичной дисперсией:
   $GAUSS(t)$, t=1, 2, 3, ... L.
2. Проинтегрированный гауссов шум:
   $IGAUSS(1)=0$, $IGAUSS(t) = IGAUSS(t-1) + GAUSS(t)$.
3. Дважды проинтегрированный гауссов шум:
   $IIGAUSS(1)=0$, $IIGAUSS(t) = IIGAUSS(t-1) + IGAUSS(t)$.

Для каждой из трех указанных моделей было сгенерировано по 9 временных рядов длиной 200, 1000 и 5000 точек (всего 81 реализация). Все реализации генерировались независимо друг от друга, т.е. при создании рядов типа *IIGAUSS* и *IGAUSS* не использовались ранее полученные готовые реализации типа *GAUSS* или *IGAUSS*.

Сводные результаты оценки угла наклона аппроксимирующей прямой для всех модельных реализаций собраны в табл. 5.3. Каждая пара значений (k, s_k) в таблице получена в результате обработки 9 модельных реализаций одинаковой длины.

Как показывает анализ табл. 5.3, для модельных реализаций типа *IGAUSS* и *IIGAUSS* метод *M*2 позволяет устойчиво получать правильные оценки параметра k. Стандартное отклонение параметра k, обусловленное случайными особенностями отдельных реализаций исследуемого процесса, для реализаций из 1000 и более точек во всех случаях не превосходит 0.2. По сравнению с этой величиной систематическая ошибка оценки параметра k в обоих случаях незначительна.

Полученный результат подтверждает правомерность применения методики *M*2 для анализа характеристик степенных спектров в случае процессов

Таблица 5.3. Оценки параметра k спектров модельных рядов

Метод расчета спектра	L	*GAUSS**		*IGAUSS*		*IIGAUSS*	
		k*	s_k*	k	s_k	k	s_k
*M*2	200	0.23	0.17	0.99	0.11	2.00	0.17
	1000	0.36	0.11	0.99	0.09	1.99	0.12
	5000	0.46	0.11	1.01	0.12	1.91	0.16
*M*1	200	-0.12	0.33	1.00	0.07	0.98	0.17
	1000	0.00	0.13	1.01	0.10	1.00	0.04
	5000	0.02	0.13	0.96	0.12	1.04	0.17
*M*1**	200					1.16	0.16
	1000					1.10	0.20
	5000					1.05	0.11
*M*3	200	-0.12	0.33	1.00	0.08	0.99	0.16
	1000	0.00	0.17	1.01	0.10	1.00	0.04
	5000	-0.06	0.15	0.97	0.12	1.04	0.17
*M*3**	200					1.16	0.15
	1000					1.10	0.20
	5000					1.05	0.11

Примечания: Методы расчета спектра *M*1– *M*3 – в соответствии с табл. 5.2.
* – оценка по спектрам с коэффициентом нелинейности 55 – 100%.
** – расчет выполнен по ряду с предварительно удаленным линейным трендом.

типа фликкер-шума и согласуется со сделанными выше оценками погрешности определения параметра k, основанными на сопоставлении нескольких методов расчета спектра [*Дещеревский и др.*, 1995].

Иная ситуация наблюдается для реализаций процесса типа *GAUSS*, обладающего приблизительно плоским (белошумовым) спектром. Прежде всего отметим (данная информация не приведена в табл. 5.3), что практически для всех модельных реализаций этого процесса коэффициент нелинейности спектра намного превосходит 50%, наиболее часто встречаются значения 70–80%. Как показано выше, это означает, что степенная аппроксимация данных спектров неудовлетворительна.

Если все же проигнорировать отмеченное обстоятельство и выполнить формальную оценку коэффициента k для этих спектров, то окажется, что:

1) случайный разброс коэффициента k будет сравним с наблюдавшимся для процессов типа *IGAUSS* и *IIGAUSS*;

2) систематическая ошибка будет довольно значительна (0.2–0.4).

Полученный результат со всей очевидностью указывает на то, что при анализе процессов, близких к белому шуму, использование метода *M*2 нежелательно ввиду возможного завышения величины коэффициента k. Таким образом, область применения метода *M*2 целесообразно ограничить анализом процессов с k~1÷2.

В то же время, как видно из табл. 5.3, более корректная оценка параметра k для процессов типа *GAUSS* с плоским спектром может быть получена методом *M*1 или *M*3. Однако эти методы совершенно неудовлетворительны в случае k~2. Как и следовало ожидать, для процесса типа *IGAUSS* с k ~1 все методы приблизительно эквивалентны, что согласуется с результатами раздела 5.1.3.

Вообще говоря, это неудивительно, поскольку методы *M*1 и *M*2 основаны на предположении о квазистационарности процесса, которое абсолютно не соблюдается для процессов типа *IIGAUSS*. В отличие от методов *M*1 и *M*3, метод *M*2 с предварительным дифференцированием автоматически компенсирует нестационарность сигнала, что позволяет более корректно оценить спектр в случае процессов типа *IGAUSS* и особенно *IIGAUSS*.

Таким образом, при практическом применении тестируемой методики к анализу процессов со степенными спектрами можно рекомендовать следующую последовательность действий.

Вначале выполняется расчет спектра по методу с двойным дифференцированием сигнала, затем рассчитываются значения коэффициентов k и S. При k~1÷2 полученный результат признается окончательным, если же $k<1$, и особенно если $k<0.5$, то для уточнения значения параметра k выполняется расчет спектра по методу классического преобразования Фурье (*M*1) или методу Филона (*M*3), после чего оценивается уточненное значение параметра k.

Во всех последующих расчетах при обработке экспериментальных рядов нами использован метод с предварительным двойным дифференцированием исходного сигнала и последующим обратным восстановлением спектра (*M*2). Ширина окна сглаживания спектра (сглаживание проводилось в частотной области) была равна 3 точкам. По нашему мнению, данный выбор наиболее адекватен свойствам исследуемых рядов.

Для рядов атмосферных параметров, близких по своим спектральным свойствам к белому шуму, оценка параметров k и S выполнялась также по

Таблица 5.4. Оценки угла наклона k и коэффициента нелинейности S для спектров отфильтрованных реализаций в различных частотных диапазонах

Кажущееся сопротивление ($\rho_к$)								
Установка, AB / MN	Диапазон периодов (сут)							
	15-1800		15-1000		15-500		15-300	
	S, %	k	S, %	k	S, %	k	S, %	k
Метод ВЭЗ, система линий N1								
1 6/ 2м	69	0,54	69	0,77	31	1,05	18	1,19
2 9/ 2м	80	0,37	30	0,95	33	1,04	24	1,06
3 12/ 2м	81	0,42	27	1,03	32	1,03	26	1,01
4 18/ 2м	77	0,64	61	0,99	36	1,12	25	1,20
5 30/ 2м	68	0,65	40	0,88	37	0,91	22	0,99
6 30/10м	48	0,68	51	0,84	47	0,93	42	1,01
7 50/ 2м	39	0,78	47	0,76	44	0,77	35	0,96
8 50/10м	69	0,62	55	0,76	47	0,90	34	1,04
9 80/10м	62	0,69	41	0,90	50	0,69	41	0,83
10 130/10м	52	0,90	61	0,88	68	0,52	43	0,85
11 130/40м	59	0,70	62	0,88	57	0,56	57	0,54
12 200/10м	71	0,85	58	0,70	65	0,62	41	0,87
13 200/40м	59	0,50	52	0,64	62	0,54	48	0,66
14 300/40м	34	0,77	39	0,74	46	0,61	36	0,66
15 450/40м	59	0,53	75	0,40	50	0,75	31	0,88
16 450/150м	71	0,69	84	0,40	54	0,54	31	0,82
17 650/40м	48	0,79	59	0,53	46	0,69	37	0,84
18 650/150м	65	0,77	73	0,44	38	0,61	39	0,60
Среднее	62	0,66	55	0,75	47	0,77	35	0,89
Ряды с k<50	4	0,76	6	0,88	13	0,85	17	0,91
Метод ВЭЗ, система линий N2								
1 6/ 2м					81	0,80	77	1,16
2 8/ 2м					78	0,85	68	1,22
3 18/ 2м					85	0,82	67	1,25
4 18/10м					80	0,87	70	1,25
5 30/ 2м					86	0,81	63	1,29
6 30/10м					81	0,97	74	1,39
7 40/ 2м					88	0,76	62	1,26
8 40/10м					73	0,91	55	1,33
9 80/10м					70	0,83	51	1,28
10 80/50м					97	0,64	60	1,32
11 130/ 2м					69	0,69	53	1,04
12 130/10м					99	0,40	57	1,15
13 130/50м					90	0,61	54	1,19
14 150/ 2м					51	0,89	52	1,05
15 150/10м							63	0,94
16 150/50м					80	0,59	59	1,06
Среднее					81	0,82	62	1,20
Ряды с k<60					1	0,89	8	1,18

Продолжение табл. 5.4.

Кажущееся сопротивление ($\rho_к$)								
Установка, AB / MN	Диапазон периодов (сут)							
	15-1800		15-1000		15-500		15-300	
	S, %	k	S, %	k	S, %	k	S, %	k
Метод ВЭЗ, система линий N3								
1 1 /150ВЗ							38	1,07
2 1.5/150СЮ							64	0,99
3 1.5/150ВЗ							56	1,04
4 1.5/150СЮ							90	0,47
5 2/500ВЗ							49	1,00
Среднее							59	0,91
Ряды с k<50							2	1,04
Метод ВЭЗ, система линий N4								
1 6/ 2м							78	0,75
2 8/ 2м							73	0,72
3 18/ 2м							51	0,52
4 18/ 10м							77	0,64
5 30/ 2м							84	0,00
6 30/ 10м							49	0,55
7 40/ 10м							38	0,48
8 80/ 10м							49	0,32
9 80/ 50м							96	-0,12
10 130/ 10м							76	0,47
11 130/ 50м							52	0,84
12 150/ 50м							64	0,41
13 200/ 50м							62	0,54
14 500/ 50м							44	0,68
15 650/ 50м							76	0,16
16 1000/150м							60	0,41
17 1000/500м							62	0,41
18 1500/150м							43	0,82
19 1500/500м							69	0,31
20 2000/500м							69	0,30
Среднее							63	0,46
Ряды с k<50							5	0,57
Метод ВЭЗ, прецизионное зондирование								
1 3000/150м	45	0,92	44	0,90	51	0,83	26	1,00
2 3000/500м	35	0,97	44	0,83	46	0,72	36	0,83
Среднее	40	0,94	44	0,88	48	0,77	31	0,92
Ряды с k<50	2	0,94	2	0,88	1	0,72	2	0,92
Метод ДЗ, расстояние между диполями 17км								
1 3000/500м			72	0,47	69	0,57	62	0,53
Средние показатели по всем рядам кажущегося сопротивления (Rk)								
Все ряды Rk	60	0,69	55	0,75	62	0,79	54	0,81
Ряды с k<50	6	0,82	8	0,88	15	0,84	34	0,93

Продолжение табл. 5.4.

Электротеллурическое поле (ЭТП)								
Линия	Диапазон периодов (сут)							
	15-1800		15-1000		15-500		15-300	
	S, %	*k*	*S*, %	*k*	*S*, %	*k*	*S*, %	*k*
Метод ЭТП, система линий N1								
1 ВЗ, 2м	45	0,81	46	0,93	52	1,06	56	0,91
2 ВЗ, 10м	50	1,06	73	0,67	54	0,84	46	0,88
3 ВЗ, 40м	43	0,87	57	0,76	54	0,99	41	1,14
4 ВЗ, 150м	89	0,32	72	0,72	57	0,97	42	1,06
5 ВЗ, 500м	53	0,87	64	0,96	72	0,75	30	1,09
Среднее	56	0,79	62	0,81	58	0,92	43	1,02
Ряды с k<50	3	0,91	1	0,93	0	0,96	4	1,04
Метод ЭТП, система линий N2								
1 ВЗ, 2м							59	0,36
2 ВЗ, 10м							55	0,77
3 ВЗ, 40м							33	0,91
Среднее							49	0,68
Ряды с k<50							1	0,91
Метод ЭТП, система линий N3								
1 ВЗ, 150м			72	0,91	55	1,15	52	1,18
2 СЮ, 150м			39	1,04	52	0,79	51	0,89
3 ВЗ, 500м			65	1,05	59	1,15	55	1,11
Среднее			59	1,00	55	1,03	53	1,06
Ряды с k<60			1	1,04	3	1,03	3	1,06
Средние показатели по всем рядам ЭТП								
Все ряды ЭТП	56	0,79	61	0,68	57	0,96	47	0,94
Ряды с k<60	4	0,90	3	0,91	7	0,99	11	0,94

Потенциал электродной пары медь-свинец (ЭХП)								
Параметр	Диапазон периодов (сут)							
	15-1800		15-1000		15-500		15-300	
	S	**k**	***S***	**k**	***S***	**k**	***S***	**k**
1 ЭХП, Чашма	57	0,76	69	0,78	62	0,63	39	0,75
2 ЭХП, Гарм	57	0,56	55	0,79	49	1,03	37	1,02
Среднее	57	0,66	62	0,78	56	0,83	38	0,88
Ряды с k<50					1	1,03	2	0,88
Электропроводность воды (ЭПВ)								
1 ЭПВ, река	47	0,75	53	0,66	38	0,84	37	0,84
2 ЭПВ, родник	56	0,79	73	0,60	64	0,75	30	0,80
Среднее	52	0,77	63	0,63	51	0,80	34	0,82
Ряды с k<50	1		0,75		1	0,84	2	0,82

Окончание табл. 5.4.

Параметры гидрометеорологического режима								
Параметр	Диапазон периодов (сут)							
	15-1800		15-1000		15-500		15-300	
	S, %	k	S, %	k	S, %	k	S, %	k
"Приповерхностные" параметры метеорологического режима								
1 Уровень снега	51	0,53	45	0,74	44	0,75	33	0,88
2 Уровень грунтовых вод	60	0,62	71	0,56	48	0,99	29	1,12
3 Уровень воды в реке	52	0,73	56	0,93	31	1,16	29	1,10
4 Уровень воды в реке	54	0,51	56	0,52	51	0,56	29	0,83
5 Температура почвы на глубине 20см	63	0,69	59	0,70	43	1,12	35	0,94
Среднее	56	0,62	57	0,69	43	0,92	31	0,97
Ряды с k<50			1	0,74	4	1,00	5	0,97
Атмосферные параметры								
1 Температура воздуха	92	0,05	67	0,18	58	0,34	55	0,34
2 Атмосферное давление	63	0,36	81	0,10	70	0,02	65	-0,02
3 Атмосферные осадки	80	0,09	84	0,07	70	-0,01	65	0,14
Среднее Ряды с k<50	78	0,16	77	0,12	66	0,12	62	0,15

Сейсмологические параметры								
Параметр	Диапазон периодов (сут)							
	3-160		3-60		3-30		3-15	
	S, %	k	S, %	k	S, %	k	S, %	k
NN	41	0,57	48	0,70	54	0,51	58	0,87
μ_M	91	-0,06	55	0,61	60	0,51	20	1,31
XY	49	0,59	78	0,38	43	1,02	20	1,57
ρ	41	0,48	33	0,86	17	1,05	16	1,18
μ_M, H>15км	30	0,45	32	0,63	32	0,82	34	1,13
γ	75	0,18	58	0,92	30	1,47		

Примечание. Пропуски означают, что соответствующие коэффициенты не рассчитывались ввиду недостаточной длины реализации.

спектрам, рассчитанным методом классического преобразования Фурье. В табл. 5.4 приведены именно эти оценки. В большинстве случаев разница между оценками коэффициента k методами $M2$ и $M1$ составила от 0.1÷0.2 (максимально 0.28).

5.1.4. Аппроксимация спектров линейной зависимостью

Большинство спектров отфильтрованных реализаций электрометрических и гидрометеорологических параметров рассчитывалось в диапазоне периодов 15–1800 сут (здесь и ниже границы частотных диапазонов для удобства выражены в единицах времени). Оценка линейности и угла наклона аппроксимирующей прямой спектров выполнялась в четырех частотных диапазонах: полном диапазоне, 15–1000, 15–500 и 15–300 сут. В случае коротких временных реализаций спектр рассчитывался в 1–3 наименьших частотных диапазонах.

Оказалось, что во многих случаях коэффициент нелинейности спектра заметно превышает 50%. При таких значениях нелинейности оценка угла наклона аппроксимирующей прямой не может быть надежной. Поэтому для анализа целесообразно ограничиться теми участками спектров, для которых коэффициент нелинейности меньше некоторого критического значения. Для рядов ЭТП критическое значение коэффициента нелинейности было выбрано равным 60%, для большинства остальных рядов – 50%. В зависимости от конкретного ряда количество диапазонов с удовлетворительной величиной коэффициента нелинейности менялось от 0 до 4 и в среднем составляло 2÷3 диапазона.

Примеры нормированных на максимальную амплитуду спектров отфильтрованных реализаций электрометрических и гидрометеорологических параметров (рис. 5.3) приведены на рис. 5.4. Рассчитанные значения углов наклона спектра для этих и других изученных рядов в различных частотных диапазонах и оценки коэффициентов нелинейности для аппроксимирующих прямых сведены в табл. 5.4.

Для большинства рядов электрометрических параметров можно отметить следующие характерные особенности спектров. В области коротких периодов (меньших 1–3 лет) коэффициент нелинейности спектра в среднем меньше, а угол наклона аппроксимирующей прямой – ближе к единице, чем для остальных частотных диапазонов. По мере перехода к более длинным (порядка 1–3 лет) периодам нелинейность спектра возрастает. Ее наиболее типичные проявления в этой области – “провалы” спектра. При этом спектральные максимумы (пики) продолжают, с некоторой погрешностью, оставаться на генеральной прямой, построенной по высокочастотной области спектра. По мере дальнейшего роста периода (на периодах, больших 1–3 лет) количество “провалов” спектра возрастает, а амплитуды спектральных пиков начинают отставать от указанной прямой. В совокупности это приводит к уменьшению среднего угла наклона аппроксимирующей прямой при увеличении рассматриваемого диапазона периодов. В целом такое поведение спектров на низких частотах можно охарактеризовать как их “выполаживание”.

Особенность рядов ЭТП – сравнительно небольшой разброс значений коэффициента нелинейности у разных рядов и его постоянство во всех частотных диапазонах. Величина угла наклона аппроксимирующей прямой для

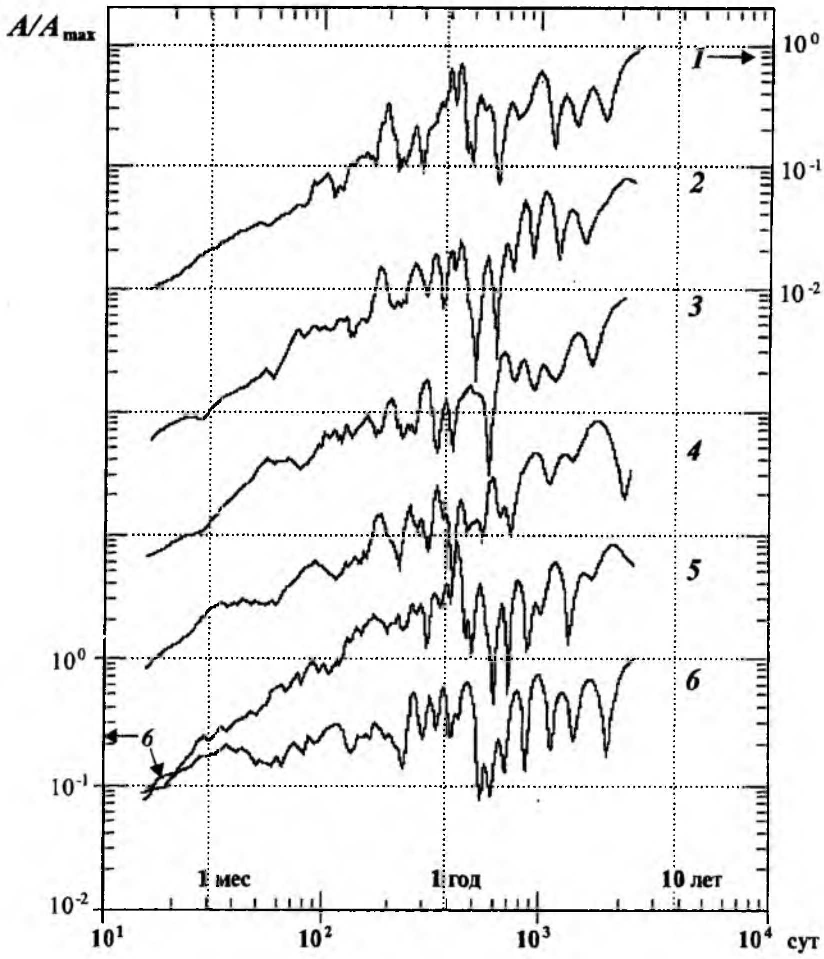


Рис. 5.4. Примеры нормированных спектров отфильтрованных временных реализаций электрометрических и гидрометеорологических параметров

1–6 – в соответствии с рис. 5.1

рядов ЭТП удивительно стабильна и во всех частотных диапазонах близка к единице. Отсутствие зависимости угла наклона аппроксимирующей прямой от ширины частотного диапазона показывает, что для рядов ЭТП самоподобие вариаций сохраняется во всем рассмотренном диапазоне периодов, т.е. билогарифмически линейная модель применима к спектрам ЭТП в широком диапазоне масштабов.

Если оценивать угол наклона спектра по диапазону периодов 15–300 сут, то для приведенных на рис. 5.4 спектров его значения оказываются заключенными в диапазоне 0.96–1.12. Оценка по всем имеющимся реализациям (табл. 5.4) дает для рядов электрометрических и приповерхностных гидрометеорологических параметров несколько больший разброс значений угла наклона: 0.60–1.20 (оценки по спектрам с коэффициентом нелинейности меньше 50%). С учетом высказанных соображений о величине систематических и случайных погрешностей можно считать, что в среднем наклон спектров реализаций электрометрических и приповерхностных гидрометеорологических параметров близок к единице.

Обобщающие сведения о количестве реализаций со спектром, допускающим его аппроксимацию прямой линией, и средних углах наклона аппроксимирующей прямой, систематизированные по методам наблюдений и частотным диапазонам, приведены в табл. 5.5. Каждое значение в таблице

Таблица 5.5. Количество реализаций (N), спектры которых допускают степенную аппроксимацию, и среднее значение угла наклона (k) аппроксимирующей прямой

Электрометрические и гидрометеорологические параметры									
		Частотный диапазон (сут)							
Метод наблюдений	Число рядов	15–1800		15–1000		15–500		15–300	
		N	k	N	k	N	k	N	k
ВЭЗ	18	4	0.76	6	0.88	13	0.85	17	0.91
Прецизионный ВЭЗ	2	2	0.94	2	0.88	1	0.72	2	0.92
ДЗ	1	-	-	1	0.47	1	0.57	1	0.53
ЭТП, группа 1	5	4	0.90	2	0.84	4	0.96	5	1.02
ЭТП, группа 2	3	-	-	1	1.04	3	1.03	3	1.06
ЭХП	2	-	-	-	-	1	1.03	2	0.88
ЭПВ	2	1	0.75	-	-	1	0.84	2	0.82
Гидрометеорологические параметры	5	-	-	1	0.74	4	1.00	5	0.97
Сейсмологические параметры									
		Частотный диапазон (мес)							
Метод наблюдений	Число рядов	3–160		3–60		3–30		3–15	
		N	k	N	k	N	k	N	k
NN	2	1	0.57	1	0.70	-	-	1	0.85
μ_M	5	1	0.45	3	0.76	3	1.07	5	1.27
XY-компонента	3	1	0.59	1	0.71	3	0.99	3	1.54
ρ	1	1	0.72	1	1.15	1	1.40	1	1.46
γ	3	-	-	1	1.04	3	0.99	*	*

Примечание: Прочерками в таблице обозначены случаи, когда у всех осредняемых спектров коэффициент нелинейности больше 50% (для рядов ЭТП – больше 60%). Звездочки для ряда γ означают, что минимальный частотный диапазон не просчитывался из-за редкой частоты опроса данных (1 раз в 4 мес) в силу специфики определения величины γ.

рассчитано путем осреднения угла наклона и коэффициента нелинейности спектра в заданном частотном диапазоне по всем реализациям для некоторого конкретного метода наблюдений.

Перейдем к рассмотрению спектров временных реализаций сейсмологических параметров (рис. 5.5).

В отличие от рассмотренных выше рядов электрометрических и гидрометеорологических параметров, отфильтрованные ряды временных вариаций сейсмологических параметров имели более редкую частоту опроса (1 раз в 1–4 мес), зато их длина составляла порядка 25 лет. Соответственно, спектры рассчитывались для частотного диапазона от 3 до 160 мес. Этот диапазон оказывается смещенным в сторону более длинных периодов по сравнению со спектрами электрометрических и гидрометеорологических параметров. Оценка линейности и угла наклона аппроксимирующей прямой спектров выполнялась для четырех частотных диапазонов: 3–160, 3–60, 3–30 и 3–15 мес.

Данные о средней величине угла наклона спектра в различных частотных диапазонах и оценки коэффициентов нелинейности для аппроксимирующих прямых сведены в нижней половине табл. 5.5. Согласно данным табл. 5.5, коэффициент нелинейности спектров лишь в 8 из 23 случаев превысил 50%, а для двух реализаций (ρ и μ_M при H>15) коэффициент нелинейности остался меньше 50% во всех диапазонах частот. На периодах свыше 3 лет в

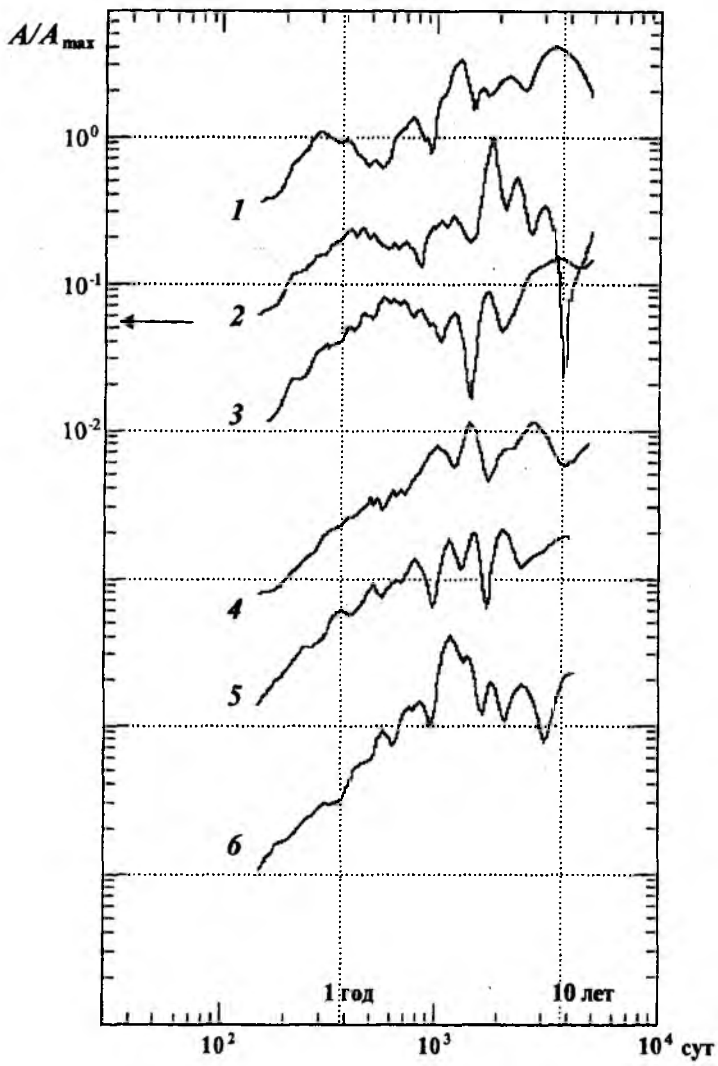


Рис. 5.5. Примеры нормированных спектров временных реализаций сейсмологических параметров с отфильтрованным линейным трендом

1–6 – в соответствии с рис. 5.2

структуре спектров на рис. 5.5 отмечается появление "всплесков" и "провалов" интенсивности при постепенном выполаживании спектров.

Из рассмотрения рис. 5.5 и табл. 5.5 следует, что в наиболее узком частотном диапазоне от 3 до 15 мес линейная аппроксимация спектров имеет наибольшую крутизну и в большинстве случаев угол наклона несколько превышает k=1, колеблясь в интервале 0.85≤k≤1.57. В двух последующих частотных диапазонах (3–30 и 3–60 мес) угол наклона спектра колеблется в диапазоне 0.51≤k≤1.47 и в целом остается близким к k=1. Значения k для всего частотного диапазона мало информативны, поскольку, согласно рис. 5.5, в области низких частот на спектрах появляются глубокие "провалы", обусловливающие резкое выполаживание аппроксимирующей прямой.

При визуальном сопоставлении спектров отфильтрованных от регулярных и трендовых составляющих временных рядов электрометрических (рис. 5.4) и сейсмологических (рис. 5.5) параметров в перекрывающемся частотном диапазоне 3–12 мес видно преобладание более крутых наклонов их линейной аппроксимации в случае сейсмологических параметров. Об этом же свидетельствуют и данные более полной выборки, приведенные в табл. 5.4. Но во всех случаях можно утверждать, что наблюдаемые спектры заметно отличаются от спектра "белого шума".

5.2. Интерпретация спектральных свойств экспериментальных рядов в терминах концепции детерминированного хаоса

5.2.1. Модели процессов с различными типами спектра

Рассмотрим несколько модельных временных рядов с целью сравнения спектральных и иных свойств модельных и экспериментальных рядов и выбора наиболее подходящих моделей, в терминах которых наблюдаемые свойства экспериментальных рядов могут быть объяснены наиболее естественным образом.

Для полноты картины наряду с рядами, близкими по своей структуре к фликкер-шуму, будем рассматривать также и ряды с иными спектральными свойствами. Это поможет лучше понять, какие именно особенности рассматриваемых процессов ответственны за фликкер-шумовую структуру спектров обсуждаемой совокупности реализаций геофизических параметров. Для удобства введем обозначение функции-генератора нормально распределенных случайных чисел, которая в каждый момент времени t принимает случайное значение $GAUSS(t)$.

В качестве модельных рассмотрим следующие ряды:

1. Гауссов, или белый, шум с нулевым средним и единичной дисперсией:
   $GAUSS(t)$, t=1, 2, 3, ... 4000
2. Проинтегрированный гауссов шум:
   $IGAUSS(1)=0$, $IGAUSS(t) = IGAUSS(t-1) + GAUSS(t)$
3. Дважды проинтегрированный гауссов шум:
   $IIGAUSS(1)=0$, $IIGAUSS(t) = IIGAUSS(t-1) + IGAUSS(t)$

4–6. Ряды, полученные сложением 2000 синусоид со случайными периодами и фазами (поиск модели фликкер-шума в представлении Бака с коллегами [*Bak et al.*, 1987]), причем частоты синусоид были распределены равномерно в диапазоне частот от 0 до 1/2, а амплитуды были:

(4) пропорциональны частоте: ряд $FSUM\text{–}F(t)$, t=1, 2, 3, ... 4000;

(5) одинаковы: ряд $FSUM\text{–}C(t)$, t=1, 2, 3, ... 4000;

(6) пропорциональны периоду: ряд $FSUM\text{–}T(t)$, t=1, 2, 3, ... 4000;

(7) ряд с перемежаемостью, упрощенная модель, предложенная С.Ф.Тимашевым [1992, 1993а], – константа с наложенными рандомизированными выбросами с через каждые 50±10 точек: $INTERMIT(t)=0$ в пределах “ламинарных" участков и 100±10 в моменты выбросов.

Для каждой модели были сгенерированы временные ряды, показанные на рис. 5.6. Оценка спектральных свойств модельных рядов выполнялась по той же методике, что и для экспериментальных реализаций. Для удобства сопоставления с обсуждаемыми здесь реальными данными мы считали, что модельные ряды имеют ежесуточную частоту опроса данных, что при длине рядов 4000 точек соответствовало примерно 11 годам. Спектры этих рядов приведены на рис. 5.7.

Результаты оценки линейности спектра и угла наклона аппроксимирующей прямой для каждого частотного диапазона приведены в табл. 5.6. Для диапазонов, в которых спектры не допускают линейной аппроксимации, в графе “угол наклона спектра” указан прочерк. Ниже выполнено сопоставление спектральных свойств модельных и натурных рядов, а также обсуждается применимость рассмотренных моделей к экспериментальным данным.

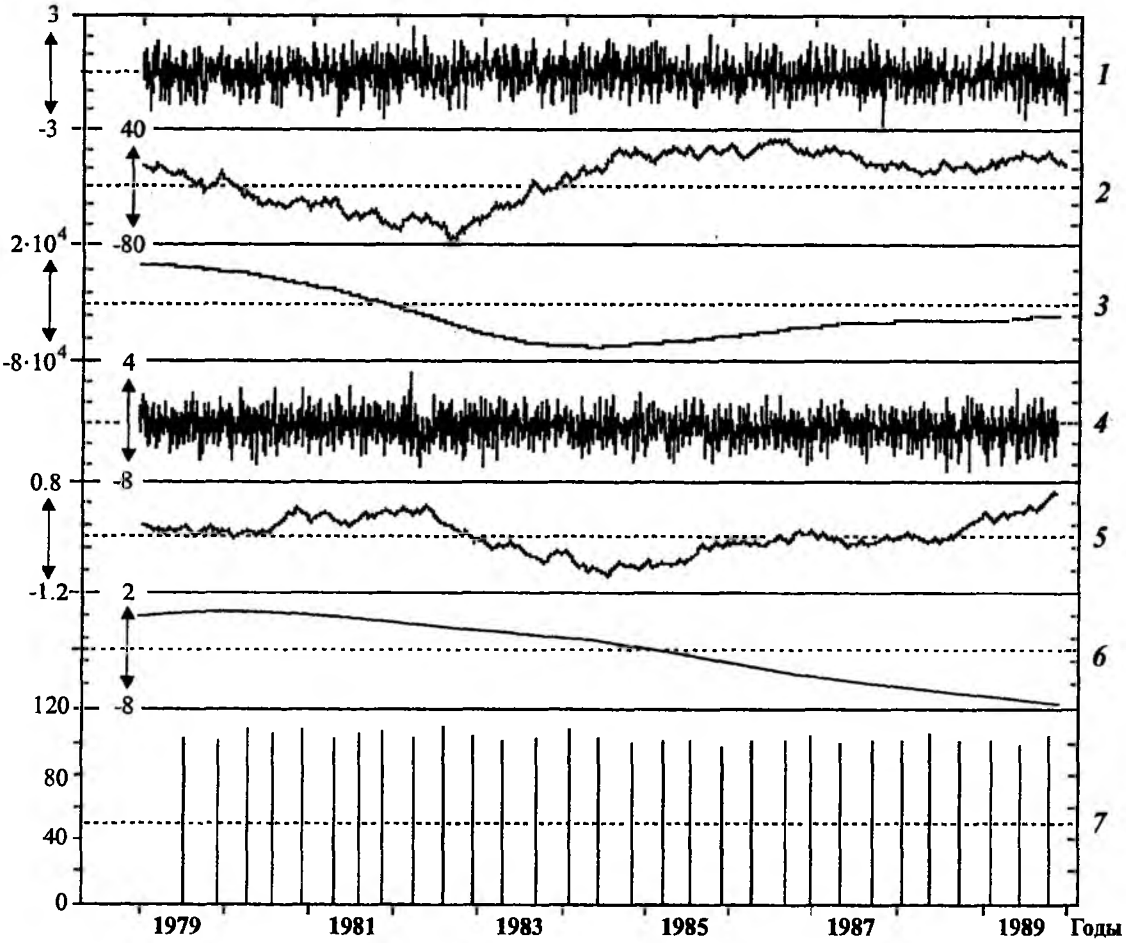


Рис. 5.6. Модельные ряды

1 – гауссов, или белый, шум; *2* – проинтегрированный гауссов шум; *3* – дважды проинтегрированный гауссов шум; *4-6* – ряды суммы синусоид с амплитудами: *4* – пропорциональными частоте; *5* – одинаковой величины; *6* – пропорциональными периоду; *7* – ряд с перемежаемостью (интермиттанс)

Модель гауссова шума (рис. 5.7,*1*) дает спектр, близкий к плоскому. В то же время случайные флуктуации спектральной мощности на разных частотах приводят к тому, что коэффициент линейности спектра превосходит оптимальные значения.

Иная ситуация наблюдается для проинтегрированного гауссова шума (процесса с независимыми нормально распределенными приращениями, см. [*Бокс, Дженкинс*, 1974]), спектр которого показан на рис. 5.7,*2*. По существу, от предыдущего случая этот процесс отличается наличием "памяти", т.е. будущие значения ряда не полностью случайны, а зависят от его текущих значений. Как видно из рис. 5.7,*2*, угол наклона спектра для этого ряда близок к единице, что подтверждается и формальными оценками, т.е. этот процесс может выступать в качестве одной из возможных математических моделей фликкер-шума.

Для дважды проинтегрированного гауссова шума (процесса с независимыми нормально распределенными приращениями производной) угол наклона спектра близок к 2. В этом случае система "помнит" не только прошлые значения ряда, но и прошлые значения его производной, т.е. каждое следующее значение оказывается связано с предысторией процесса, и в этом смысле данный процесс является более детерминированным, чем предыду-

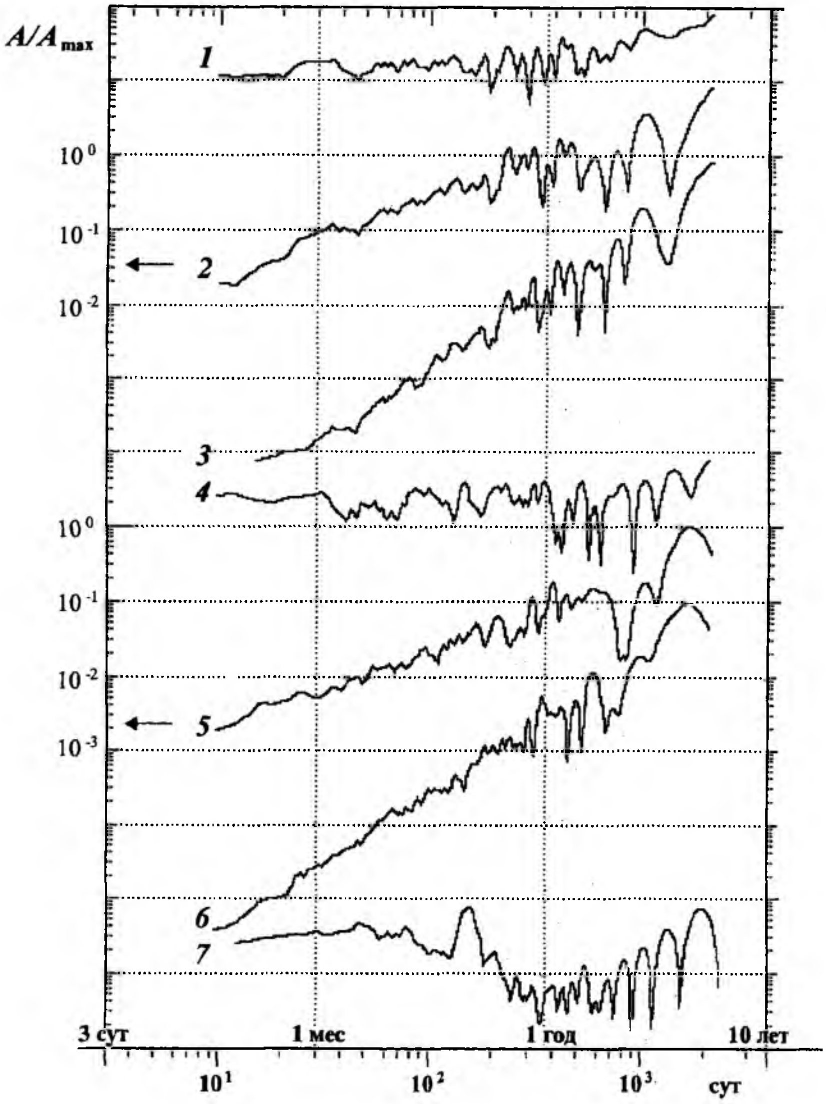


Рис. 5.7. Нормированные спектры модельных рядов
1-7 – в соответствии с рис. 5.6

Таблица 5.6. Модельные ряды

Модельный ряд		Частотный диапазон (в сутках)							
		15–1800		15–1000		15–500		15–300	
		S, %	k	S, %	k	S, %	k	S, %	k
1	*GAUSS*	67	0.15	77	0.12	66	0.14	51	0.13
2	*IGAUSS*	44	0.84	66	0.80	52	0.92	33	1.12
3	*IIGAUSS*	29	1.86	64	1.63	42	1.88	23	2.08
4а	*FSUM-F*	76	0.25	82	0.01	76	-.02	59	0.12
4б	*FSUM-C*	70	1.19	77	0.71	36	1.09	36	1.01
4в	*FSUM-T*	41	2.08	45	1.74	33	1.86	18	1.94

щие. Однако, поскольку точно определить будущие значения нельзя, этот процесс не является строго детерминированным в обычном смысле.

Следующий класс математических моделей был представлен суммой большого набора периодических гармоник. Мы рассматривали случай, когда частоты и фазы гармоник были случайными, а амплитуда закономерно зависела от частоты (периода). Для выбора случайных частот мы брали частотную ось (интервал от 0 до 0.5) и "набрасывали" на нее соответствующее числу гармоник количество случайных чисел, равномерно распределенных в этом интервале, т.е., отношение величин периодов соседних гармоник в среднем было меньше в области коротких периодов.

Оказалось, что при небольшом числе гармоник (порядка 100 или даже 500) получающийся спектр является сильно нелинейным (хаотичным) независимо от закона изменения амплитуды гармоник с частотой. При увеличении количества гармоник вид спектра начинает становиться более закономерным, т.е. зависимость спектральной мощности от частоты начинает сходиться, при усреднении по нескольким реализациям, к некоторой закономерной функции. В зависимости от закона изменения амплитуды гармоник угол наклона аппроксимирующей спектр прямой приближается к 0, 1 или 2. Если амплитуды гармоник не зависят от частоты (все примерно одинаковы), то угол наклона спектра будет близок к единице, и следовательно данная математическая модель может использоваться для описания фликкер-шума. Когда амплитуда пропорциональна частоте, вклад высокочастотных гармоник преобладает и спектр приближается к белому шуму. Наконец, когда амплитуда пропорциональна периоду, наиболее значимы самые длиннопериодные гармоники и ряд приобретет черты, свойственные квазидетерминированному процессу. При этом угол наклона спектра близок к 2.

Можно заметить очевидное соответствие между модельными рядами этого класса и получаемыми из гауссова шума.

Наконец, рассматривалась математическая модель интермиттанса, или перемежаемости, которая во многих исследованиях (например в [*Шустер*, 1988; *Тимашев*, 1992, 1993а, 1996]) предлагается в качестве основной модели фликкер-шума. Как уже отмечалось в разд. 2.2.7, модель интермиттанса предполагает наличие случайно распределенных интенсивных "выбросов" на фоне достаточно протяженных регулярных, или ламинарных, вариаций малой амплитуды. Как показали численные эксперименты, для принятой методики расчетов условие "достаточной" протяженности ламинарных участков по сравнению с выбросами выполняется при их длине порядка 50 точек. В соответствии с теоретическими оценками [*Тимашев*, 1992, 1993а] фликкер-шумовой характер спектра в этом случае будет наблюдаться, при выбранной "частоте опроса" данных исходного ряда, на периодах порядка года и больше.

Показатель наклона спектра k, оцененный по низкочастотной части спектра, оказался близким к 1.4 при достаточно высоком коэффициенте нелинейности (90–100%). В области высоких частот (периодов, соизмеримых с величиной ламинарных участков или меньших) характер спектра отличен от фликкер-шумового.

5.2.2. Выбор оптимальной спектральной модели

Сравнительный анализ спектров модельных и экспериментальных рядов показывает, что для отфильтрованных от сезонной и трендовой составляющих экспериментальных реализаций наиболее приемлема фликкер-шумовая модель.

Установление данного факта представляет собой нетривиальный результат. До сих пор обычно априори считалось, что временные вариации рассмотренных геофизических параметров после удаления регулярных составляющих должны быть близки к белому шуму, т.е. иметь приблизительно плоский спектр в широком диапазоне частот вариаций, что соответствует значению показателя степенной зависимости $k=0$. В рамках такой концепции вполне естественной представлялась увязка любых более-менее значительных вариаций того или иного параметра, необъяснимых в рамках представлений о белошумовом характере ряда, с какими-либо аномальными внешними факторами, например сильными землетрясениями.

В случае фликкер-шумовой модели ситуация оказывается существенно иной. Характерная особенность ряда, обладающего свойствами фликкер-шума – наличие постоянных нерегулярных вариаций значительной амплитуды. Другими словами, практически любой участок такого ряда будет в том или ином смысле "аномальным". В рамках таких представлений совпадение времени сильного землетрясения с некоторой "аномальной" вариацией уже не может считаться указанием на возможное наличие связи между этими событиями.

Отметим, что обнаружение фликкер-шумовой структуры спектра экспериментальных реализаций не связано с особенностями методики предварительной фильтрации трендовых и сезонных составляющих или недостатками алгоритмов спектрального оценивания. Известно, что некоторые методы оценки спектра могут "обнаруживать" близкую к степенной зависимость спектральной мощности от частоты, например в случае, если исследуемые реализации содержат линейный тренд. Подобные эффекты особенно неприятны при ограниченной длине экспериментальных рядов. Для их устранения выполнялось предварительное удаление линейной части тренда. Кроме того, один из использованных алгоритмов вычисления спектра предусматривал предварительное дифференцирование сигнала, что также исключало возможное влияние линейной части тренда на спектр. Частотная характеристика среднесезонного фильтра в силу ее вида теоретически не может искажать спектр подобным образом. Итак, обнаруженная зависимость не связана с методическими эффектами, т.е. ее необходимо признать как эмпирическую реальность.

Обсудим суть полученного результата. Надо отметить, что гипотеза о близкой к белому шуму спектральной структуре отфильтрованного остатка временного ряда оказывается обоснованной в ряде случаев. Так, например, именно к спектру белого шума приближаются в рассмотренных частотных диапазонах спектры отфильтрованных от сезонной компоненты временных рядов атмосферных параметров: температуры воздуха, атмосферного давления и атмосферных осадков.

Так, для спектра отфильтрованного временного ряда температуры воздуха угол наклона аппроксимирующей прямой не превышает 0.34 во всех частотных диапазонах, причем эта аппроксимация не вполне адекватна пусть даже такой слабой степенной зависимости, поскольку она не удовлетворяет принятому нами формальному условию линейности (соответствующий коэффициент нелинейности в табл. 5.4 превышает 50%). Это означает, что спектр сильно изрезан. Вместе с тем не отмечается значимых экстремумов спектра, свидетельствующих о наличии заметных периодических составляющих в анализируемом ряде, и изрезанность спектра следует скорее отнести за счет случайных выбросов. В совокупности с малым наклоном спектра это позволяет утверждать, что вариации температуры имеют в целом сравнимую амплитуду на разных частотах, т.е. свойства этого временного ряда более близки к белому шуму, нежели к фликкер-шуму.

Спектры временных рядов остаточных вариаций величин атмосферных осадков и атмосферного давления аппроксимируются практически горизонтальной линией, правда при столь же высоких значениях коэффициента нелинейности, т.е. по своим свойствам эти ряды еще ближе к белому шуму.

В качестве примера на рис. 5.4,*б* приведен спектр временного ряда среднесуточной температуры воздуха вблизи ст. Гарм. Спектр в целом является довольно пологим, и даже в самой крутой его части в диапазоне частот 15–300 сут угол наклона аппроксимирующей прямой не превышает k=0.34. Средние значения угла наклона этой прямой по всей рассматриваемой совокупности спектров временных рядов рассматривавшихся атмосферных параметров не превышают 0.2. При этом коэффициент нелинейности равен 52-65%. В более низкочастотной части спектры временных рядов атмосферных параметров сильно изрезанны, что, в частности, видно и из рис. 5.4,*б*, а аппроксимирующая их прямая практически горизонтальна.

Таким образом, ни для одного из отфильтрованных остатков временных рядов рассматривавшихся атмосферных параметров не наблюдалось степенной зависимости амплитуды спектра от частоты с показателем степени близким к единице. Более адекватной (хотя и не совсем точной) моделью для этих рядов является белый шум.

Возникает вопрос, в чем состоит причина столь существенных различий спектральных свойств отфильтрованных рядов электрометрических, приповерхностных гидрометеорологических и сейсмологических параметров с одной стороны и атмосферных параметров – с другой. Наиболее вероятное предположение заключается в различии природы факторов, обусловливающих вариации тех и других параметров. В случае атмосферных параметров наблюдаемые вариации можно связывать исключительно с экзогенными, т.е. внешними по отношению к твердой Земле, причинами. Для приповерхностных гидрометеорологических и тем более для электрометрических и сейсмологических параметров существенную роль играют эндогенные факторы. Если учесть, что определяющим свойством фликкер-шумового ряда является самоподобие статистических свойств вариаций на различных масштабах, то естественным представляется связать данное самоподобие с самоподобными (фрактальными) свойствами геофизической среды, обсуждавшимися выше в предыдущих разделах. Подобное предположение о фликкер-шумовом характере спектра у систем, обладающих самоподобной, фрактальной пространственной структурой обосновал, например, С.Ф.Тимашев [1992, 1993а,б, 1996]. В нашем случае первопричиной самоподобия вариаций обсуждаемых геофизических параметров могут быть определенные процессы во фрактально-трещиноватой реальной среде. При этом самоподобные временные вариации геофизических параметров могут указывать на присутствие детерминированного хаоса в эволюции геофизической системы.

Отметим, что фликкер-шумовая структура вариаций временных рядов электрометрических, приповерхностных гидрометеорологических и сейсмологических параметров указывает на наличие самоподдерживающихся, или персистентных, тенденций в вариациях этих параметров. Особенно четко эта тенденция проявляется в диапазоне периодов от 15 до 300 сут, в котором спектральная мощность вариаций подавляющего числа электрометрических и приповерхностных гидрометеорологических и сейсмологических параметров практически пропорциональна величине периода (в билогарифмических координатах наклон аппроксимирующей спектр прямой близок к 1). Некоторое увеличение угла наклона аппроксимирующих прямых для спектров сейсмологических параметров может рассматриваться как свидетельство большей близости реализаций этих параметров к детерминированной зависимости по сравнению с электрометрическими и гидрометеорологическими параметрами. Другими словами, вариации сейсмологических параметров еще более персистентны, т.е. их текущие вариации в большей степени определяются предыдущими тенденциями изменения этих параметров.

В отличие от них, вариации отфильтрованных значений атмосферных параметров гораздо более стохастичны, их текущие вариации почти не связаны с прошлыми значениями. Хотя некоторое отличие среднего угла наклона аппроксимирующих спектр атмосферных параметров прямой от нуля и означает, что этим реализациям также присуща определенная персистентность, можно с полной определенностью утверждать, что степень выраженности этих тенденций в последнем случае заведомо меньше, чем для рядов электрометрических, приповерхностных гидрометеорологических и особенно сейсмологических параметров.

Отметим, что хотя фликкер-шумовой характер спектров несезонных компонент электрометрических, приповерхностных гидрометеорологических и сейсмологических параметров в целом не вызывает сомнений, более тонкий анализ показывает, что спектры экспериментальных реализаций имеют и некоторые особенности, отличающие их от фликкер-шума. К числу таких особенностей следует отнести выполаживание спектров на длинных периодах, проявляющееся как в понижении угла наклона спектра с ростом периода, так и в росте коэффициента нелинейности при переходе к более длинным периодам. Одно из возможных объяснений этого выполаживания можно попытаться увидеть в существовании естественных пределов вариаций отдельных физических величин.

Согласно определению, спектральная мощность на любой заданной частоте оценивает долю дисперсии ряда, приходящуюся на гармонические колебания данной частоты, причем размах (амплитуда) данного колебания пропорционален квадратному корню из дисперсии или спектральной мощности[5]. В терминах модели Фурье-анализа, наблюдаемый в эксперименте линейный рост спектральной мощности при переходе к более длинным периодам фактически эквивалентен увеличению средней амплитуды гармонических колебаний с ростом периода колебаний, причем размах вариаций в случае фликкер-шума будет примерно пропорционален периоду в степени k. Очевидно, что по крайней мере для некоторых из наблюдаемых параметров максимальный возможный размах вариаций имеет естественные пределы. Так, например, значение коэффициента Лоде–Надаи не может превышать 1. Как только этот предел будет достигнут, дальнейший рост амплитуды вариаций станет невозможным и линейный рост спектра должен будет смениться стабилизацией спектральной мощности, т.е. произойдет то, что мы называем выполаживанием спектра.

[5] Часто используется и другое определение, а именно: спектральная мощность возводится в квадрат и оказывается пропорциональной *дисперсии*, а не *амплитуде* исходной гармоники.

5.2.3. Физический смысл обсуждаемых моделей

Как отмечалось в разд. 2.2.7, спектральная структура фликкер-шума занимает промежуточное положение между белым шумом и упорядоченными колебаниями. Один из возможных механизмов генерации подобной структуры колебаний принято связывать с неравновесными динамическими системами, поведение которых включает как упорядоченные, так и хаотические элементы. В разд. 2.2.6 обсуждались возможные “сценарии” перехода таких систем от упорядоченного поведения к хаосу, например, через перемежаемость, при которой достаточно протяженные участки ламинарного или регулярного поведения во времени параметров системы сменяются статистически распределенными участками хаотических всплесков их значений, или путем каскадного удвоения периода согласно “сценарию” Фейгенбаума. Обсуждалась также возможная модель возникновения фликкер-шума, предложенная П.Баком с коллегами.

В отличие от белого, или случайного, шума, который означает отсутствие какой-либо связи между текущей динамикой системы и прошлыми событиями в ней, присутствие фликкер-шума указывает на то, что такая связь в системе существует. На динамику системы оказывают влияние прошлые события (см., например, [*Bak et al.*, 1987, 1988, 1989; *Бак, Чэн*, 1991]). Согласно С.Ф.Тимашеву [1984, 1992, 1993а,б], необходимое условие возникновения фликкер-шума в твердотельных средах – наличие структурно неравновесных фрагментов в “шумящей” среде, переход которых из одного метастабильного состояния в другое тесно связан с их предшествующей эволюцией. Тем самым наличие признаков фликкер-шума в вариациях какого-либо параметра динамической системы может пониматься как проявление детерминированного хаоса в эволюции этой системы. В приложении к нашему случаю наблюдаемые признаки фликкер-шума в отфильтрованных остатках временных вариаций различных геофизических параметров следует понимать как проявление детерминированного хаоса в динамике геофизической системы.

Посмотрим, как в терминах рассмотренных моделей фликкер-шума можно описать обсуждаемые здесь вариации геофизических величин. Наиболее похожими на экспериментальные оказываются спектры проинтегрированного гауссова шума и суммы синусоид равной амплитуды. Именно эти модельные ряды наиболее близки по своим свойствам к обсуждаемым экспериментальным рядам.

В терминах модели проинтегрированного гауссова шума экспериментальные ряды можно описать как процессы с “памятью”, в которых текущие изменения определяются случайными воздействиями типа хаотических импульсов. При этом наличие “памяти” может интерпретироваться двояко. С одной стороны, ее можно рассматривать как неизменность контролируемой величины в отсутствие внешних воздействий. С другой стороны, “память” может возникать и в том случае, если реакция системы на внешнее воздействие не мгновенна, а имеет вид переходного процесса, растянутого во времени. В этом случае происходит своего рода интегрирование причинного сигнала, которое также может интерпретироваться как “память”. В обоих случаях налицо обусловленность текущих значений контролируемой величины не только текущими, но и относящимися к предыдущим моментам времени значениями управляющих переменных либо самого процесса.

Слабое звено этой модели – необходимость допустить наличие гипотетической внешней причины случайно распределенного во времени импульсного воздействия на геофизическую среду. Из опыта наблюдения за различными природными процессами, протекающими за пределами твердой Земли, нам неизвестна возможная природа такого воздействия.

В терминах модели суммы синусоид фликкер-шум в экспериментальных реализациях обусловливается суперпозицией большого числа гармоник равной амплитуды со случайно распределенными периодами и фазами. Согласно рассматриваемой модели, "причинные" факторы изменений наблюдаемых параметров не являются, как в первой модели, совокупностью случайных (хаотических) толчков, а выглядят как сумма многих гармонических процессов со случайными амплитудами и фазами. В этом случае "памятью" (или упорядоченностью) обладает не контролируемый процесс (среда), а причинные факторы, вызывающие изменения наблюдаемых значений контролируемого параметра.

Данная модель наиболее близка к качественной модели фликкер-шума, предложенной П.Баком [*Bak et al.*, 1987, 1988, 1989; *Бак, Чэн*, 1991], и хорошо согласуется с широко распространенной точкой зрения о возможности возбуждения квазипериодических процессов в твердой Земле под воздействием планетарных цикличностей. Такую возможность обычно имеют в виду при обсуждении вероятной природы триггерных механизмов возбуждения геофизической системы, что, в частности, отмечалось и в разд. 2.2. Кроме того, рассматриваемая модель вполне соответствует традиционным физическим представлениям, в рамках которых колебательную структуру различных геофизических полей принято представлять в виде совокупности большого количества синусоид с различными периодами и фазами (анализ Фурье).

Указанные обстоятельства дают некоторые основания считать, что в настоящее время наиболее адекватное описание свойств наблюдаемых экспериментальных реализаций возможно именно в рамках "мультисинусоидальной" модели фликкер-шума. Тем не менее и эту модель следует рассматривать как гипотетическую до тех пор, пока не удастся получить убедительных экспериментальных свидетельств проявления квазипериодического воздействия набора множества различных, например планетарных, цикличностей на геофизическую систему в характере временных вариаций различных геофизических параметров и численно оценить реальный вклад каждой гармоники. Кроме того, количество известных планетарных цикличностей на несколько порядков меньше числа синусоид, суперпозиция которых позволила построить модельный ряд со свойствами, близкими к фликкер-шуму.

Говоря о модели суммы синусоид, нельзя не отметить интересный результат О.Ю.Динариева [1990], показавшего на примере одной точно решаемой модели, что флуктуации гармонического осциллятора, взаимодействующего с полем осцилляторов, непрерывно распределенных по частоте, будут иметь фликкер-шумовой спектр. Данный результат указывает на возможность иного подхода к интерпретации фликкер-шумового спектра природных процессов, связанного с допущением о существовании внутри геофизической среды подобного ансамбля осцилляторов. Однако его физическая природа опять-таки остается неясной.

В отличие от первых двух моделей, основанных на предположении о наличии внешних воздействий на геофизическую систему в виде "случайных" импульсов или "квазипериодических" возбуждений, модель перемежаемости основана на гипотезе обусловленного внутренними причинами экспоненциального развития процессов на коротких (по сравнению с его спокойными, "ламинарными" фазами) масштабах времени [*Тимашев*, 1992, 1993а,б]. Роль внешней среды в данном случае сводится к обеспечению постоянного потока энергии, поддерживающего существование стационарного неравновесного состояния.

Для согласования этой модели со свойствами наблюдаемых рядов геофизических параметров необходимо перемасштабировать ее таким образом, чтобы сместить высокочастотную границу фликкер-шумового участка спектра (рис. 5.7,7) в область первых суток. Это можно сделать, уменьшив протяженность участков "ламинарного" поведения модельного ряда (или частоты хаотических экстремальных "выбросов") до величины порядка суток или еще меньшей. Если протяженность ламинарного участка модельного ряда принять близкой к суткам, обсуждаемая модель будет явно неадекватной экспериментальным данным. В этом случае ежесуточные экспериментальные наблюдения теряют смысл, так как результат единичного измерения становится зависимым от случайного совпадения моментов измерения и экстремального выброса измеряемой величины. При этом временной ряд подобных измерений должен выглядеть как хаотический шум. В действительности этого не наблюдается. Напротив, с учетом наличия возможного в ряде случаев суточного хода измеряемых параметров экспериментальные ряды в пределах суток представляются достаточно гладкими кривыми.

Если принять длину интервала ламинарности еще на несколько порядков меньше, модель интермиттанса формально может быть согласована с экспериментом. Однако в этом случае возникают иные проблемы, лежащие скорее в области философии, чем физики. Действительно, если допустить, что протяженность интервалов ламинарности достаточно мала, то любое выполненное в произвольный момент времени измерение будет как бы "осреднять" несколько хаотических выбросов. В таком случае индивидуальные выбросы принципиально ненаблюдаемы, а измеряемой характеристикой является средняя амплитуда (густота) выбросов в течение некоторого времени. Следовательно, проблема описания спектральных и иных свойств ряда сводится к проблеме исследования ненаблюдаемых выбросов. Ситуация может показаться похожей на квантовомеханическую, где волновая функция принципиально ненаблюдаема, а физический смысл (вероятность обнаружения частицы) имеет только квадрат модуля волновой функции. Однако в случае квантовой механики ненаблюдаемая волновая функция была введена в теоретические построения только после того, как потерпели крах все попытки объяснения экспериментальных результатов в рамках классической теории. В нашей ситуации пока нет достаточных оснований принимать столь революционные изменения представлений.

Очевидно, возможны и иные, более тонкие модели интермиттанса. Так что, отвергая рассмотренную здесь упрощенную модель интермиттанса, мы не вправе полностью отвергать подобный подход к интерпретации фликкер-шумового характера спектров наблюденных временных рядов геофизических данных.

Глава 6

ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЯ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

«Отсюда Хаос, как разбитый враг,
Поспешно отступает...»

Джон Мильтон

В рамках системного подхода к исследованию фрактальных свойств геофизической среды как геодинамической системы важное место занимает изучение тектонических напряжений и деформаций, определяющих механизм и кинематику фрактального разрушения горных пород. Пространственно-временные проявления этих важнейших характеристик могут рассматриваться с точки зрения наличия или отсутствия их структурированности на разных масштабных уровнях. Предполагается, что изучение структуры поля сейсмотектонических деформаций (СТД), реконструируемых на базе совокупностей механизмов очагов многочисленных слабых землетрясений, может способствовать развитию представлений об устройстве реальной среды и ее эволюции в процессе тектонического деформирования.

6.1. Структурированность поля сейсмотектонических деформаций

Выполненные нами исследования сейсмотектонического деформирования земной коры обширной территории Средней Азии [*Лукк и др.*, 1983, 1984, 1989], реконструируемого по совокупностям механизмов очагов многочисленных землетрясений с M>2.2, показали, что различные крупные геоструктурные элементы этой территории с линейными размерами порядка первых сотен километров существенно различаются между собой по виду сейсмотектонической деформации на фоне некоторых общих закономерностей, присущих всей Средней Азии в целом. Размеры этих отдельностей оказываются близкими к тем, которые были установлены другими исследователями по сейсмоморфологическим и тектоническим данным, а также частично по данным измерений теплового потока согласно высокоточным скважинным определениям, выполненным в работах [*Садовский и др.*, 1986; *Любимова и др.*, 1986].

Подобная структурированность сохраняется и на более детальном уровне рассмотрения сейсмотектонической деформации, что было показано нами на примере Гармского района в Таджикистане в зоне сочленения Памира и Тянь-Шаня [*Лукк, Юнга*, 1988,б-в; 1989, 1993б]. Ниже обсуждаются основные результаты этих исследований.

6.1.1. Основные элементы методики реконструкции поля СТД по данным о фокальных механизмах

Основой реконструкции поля сейсмотектонических деформаций (СТД) были массовые определения механизмов очагов землетрясений Гармского района ($M \geq 1$, $K \geq 6$). Общее число таких определений за период 1963–1989 гг. составило более 16000.

Сейсмотектоническая деформация макрообъема сейсмогенного слоя земной коры по данным о фокальных механизмах землетрясений описывалась с помощью матрицы "среднего механизма" M_{ij}, определяемой как среднее арифметическое из совокупностей матриц индивидуальных механизмов $m^{(a)}$, интенсивность которых принята равной 1, т.е. $\sqrt{m_{ij} \times m_{ij}} = 1$. Собственные значения этой матрицы M_{ij} (M_1, M_2, M_3, где $M_1 \geq M_2 \geq M_3$) определяют положение главных осей T, B, P (растяжения, нулевой, сжатия) тензора СТД. Через них может быть выражен и коэффициент Лоде–Надаи, определяющий вид сейсмотектонической деформации

$$\mu_M = 3M_2/(M_1 - M_3) \,. \tag{6.1}$$

Весьма существенная для целей настоящей работы характеристика – норма симметричной матрицы среднего механизма, которая здесь выбирается в виде инварианта тензора среднего механизма. Этот параметр отражает внутреннюю сходимость индивидуальных матриц, участвующих в построении среднего механизма:

$$k = \sqrt{M_{ij} \times M_{ij}} \,. \tag{6.2}$$

Способ реконструкции поля СТД состоял в следующем. Суммирование матриц индивидуальных механизмов осуществлялось в пределах скользящей на половину основания цилиндрической ячейки с радиусом основания цилиндра в 3 км и высотой, равной сейсмогенному интервалу глубин в земной коре Гармского района H=0÷15 км. Минимальное число фокальных механизмов (N) в ячейке составляло 7 событий, а для центральной, наиболее сейсмически активной, части района их число в отдельных случаях достигало нескольких сотен.

6.1.2. Пространственная структура поля СТД

Проведенные расчеты показали, что имеется ярко выраженная тенденция группирования в пространстве элементарных ячеек в некоторые образования, отдельности, в пределах которых параметры матриц средних механизмов варьируют лишь в пределах точности расчетов. Вместе с тем значения этих параметров для соседних внутренне однородных образований могут различаться крайне существенно. Отмечается тенденция приуроченности этих однородных по виду СТД отдельностей к конкретным тектоническим элементам, входящим, в свою очередь, в состав более крупных относительно однородных на новом масштабном уровне геологических структур в земной коре Гармского района.

На рис. 6.1 приведены результаты лишь небольшой части таких расчетов в виде проекций на горизонтальную плоскость главных осей сжатия (P) и растяжения (T) сейсмотектонической деформации для указанного интервала глубин. Отчетливо видно, как поле СТД распадается на отдельности с различным типом ориентации осей P и T, характерным для подавляющего большинства индивидуальных ячеек, входящих в состав каждой из отдельностей.

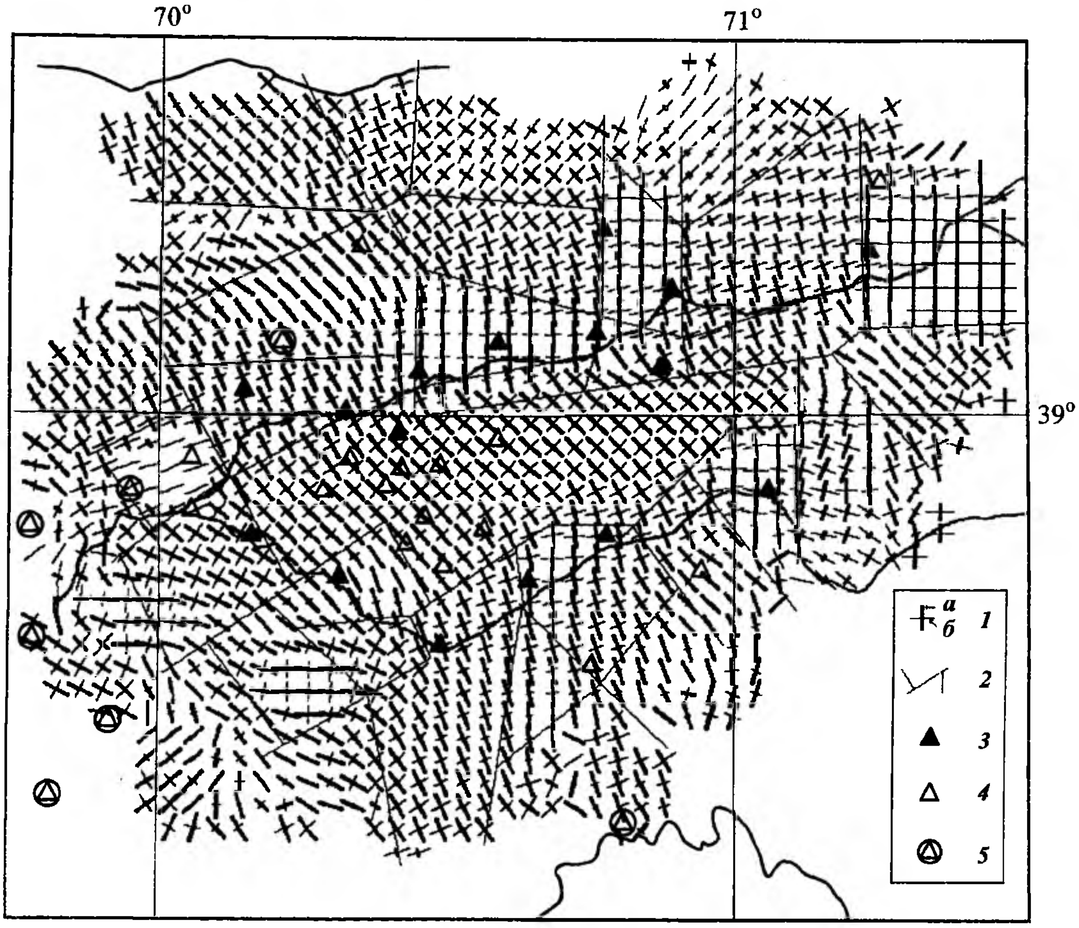


Рис. 6.1. Проекции на горизонтальную плоскость главных осей сжатия (P) и растяжения (T) сейсмотектонической деформации земной коры на глубинах 0–15 км в Гармском районе в Таджикистане

1 – проекции осей: *а* – P, *б* – T; их соотношение отражено в длинах отрезков; *2* – условные границы между внутренне однородными по виду СТД участками; *3-5* – сейсмические станции, участвовавшие в определении индивидуальных фокальных механизмов: *3* – сейсмические станции общего типа Института физики Земли АН СССР; *4* – телеметрические станции Геологической службы США; *5* – станции Института сейсмостойкого строительства и сейсмологии АН Таджикистана

Обращает на себя внимание ярко выраженная структурированность поля СТД. Отдельные участки с линейными размерами около 15–25 км представляют собой внутренне однородные по виду СТД образования, заметно отличающиеся от соседних участков. Зачастую удается четко разграничить их между собой. Генерализованная схема границ между такими участками показана сеткой спрямленных тонких линий на рис. 6.1.

Полученный результат существования "*кусочно-постоянного*" вида СТД внутри локальных областей с разрывом на их границах представляется далеко не тривиальным. Он заставляет допустить возможность существования достаточно узких пограничных между участками зон "*несовместности деформаций*". Эти зоны должны играть согласующую роль в сохранении неразрывности полей напряжений и деформаций. Тем самым наблюдаемая структурированность поля СТД получает еще более глубокую обоснованность, а гипотеза о фрактальном устройстве геофизической среды [*Садовский*, 1979; *Садовский*, *Писаренко*, 1991] – подтверждение в виде наблюдаемой на рис. 6.1 "*кусковатости*" на одном из иерархических уровней рассмотрения.

6.1.3. Сопоставление пространственной структуры поля СТД с сейсмичностью, тектоникой и гидросетью

Сопоставим эту систему отдельностей, представленную в виде сетки, разграничивающей внутренне однородные по виду СТД участки, с пространственной структурой сейсмичности (рис. 6.2).

Последняя представлена на рис. 6.2 в виде областей сгущения эпицентров землетрясений с $M \geq 1$ (белые пятна) и их полного отсутствия (заштрихованные области) за десять лет сейсмических наблюдений (1963–1973 гг.). Обнаруживается, что в большинстве случаев участкам сгущения эпицентров можно поставить в соответствие те или иные области кусочно-постоянного поведения в пространстве реконструируемых сейсмотектонических деформаций. Это наблюдение усиливается тем обстоятельством, что вблизи границ областей кусочной постоянности параметров СТД зачастую практически полностью отсутствуют эпицентры землетрясений с $M \geq 3.3$ ($K \geq 10$).

Можно попытаться увидеть реальные проявления существования обсуждаемых отдельностей в структуре земной коры, обратившись к рассмотре-

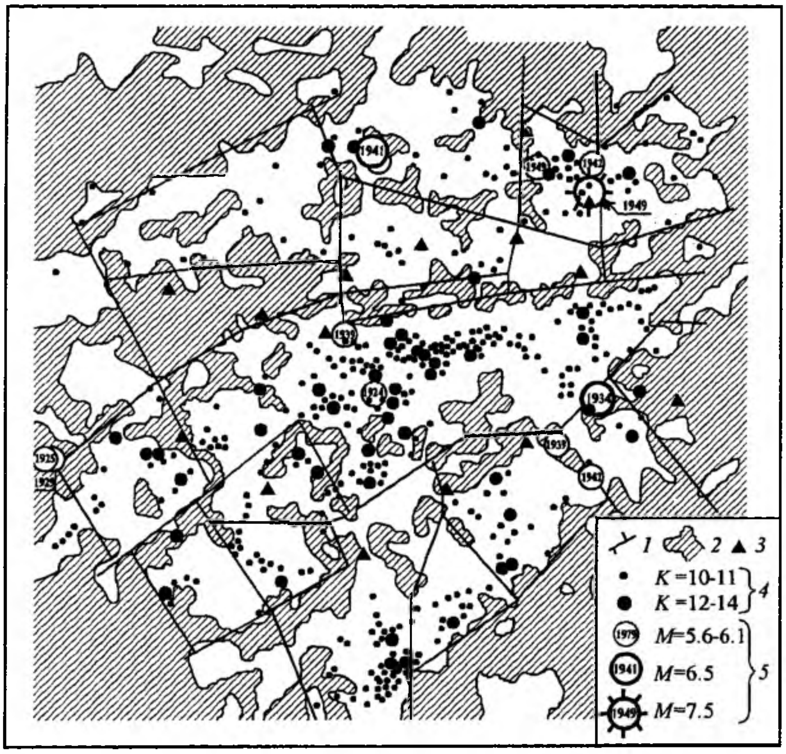


Рис. 6.2. Сопоставление схемы однородных отдельностей в структуре поля сейсмотектонических деформаций (СТД) с сейсмичностью Гармского района

1 – условные границы между однородными отдельностями поля СТД; *2* – области полного отсутствия землетрясений на глубинах 0–15 км за 1963–1973 гг.; *3* – сейсмические станции ИФЗ АН СССР; *4* – эпицентры относительно сильных землетрясений (K=10÷14, или M=3.3÷5.5); *5* – эпицентры сильнейших из известных в Гармском районе землетрясений нию на поверхности рисунка гидросети и сетки тектонических разрывных нарушений – *тектонической трещиноватости*. На рис. 6.3, кроме сетки тектонической трещиноватости, для сопоставления нанесена сетка границ раздела между участками с различным видом СТД.

Наблюдается определенная приуроченность элементов гидросети и разрывных тектонических нарушений земной коры к границам раздела между внутренне однородными по напряженно-деформированному состоянию объемами земной коры.

Не претендуя на завершенность анализа схемы тектонической трещиноватости и ограничиваясь лишь столь поверхностным качественным рассмотрением сопоставляемых схем, позволим себе тем не менее считать результаты подобного сопоставления не противоречащими высказанному выше утверждению о существовании набора обособленных отдельностей рассматриваемого иерархического уровня в структуре земной коры.

Преобладающий линейный размер выделяемых отдельностей в структуре СТД составил около 20 км. Отдельности такого размера можно понимать как один из иерархических рангов в структуре реконструируемых полей сейсмотектонических деформаций и напряжений. На этом иерархическом уровне полученные здесь результаты позволяют с достаточной степенью убедительности представить исследуемую среду в виде набора неких "ядер"

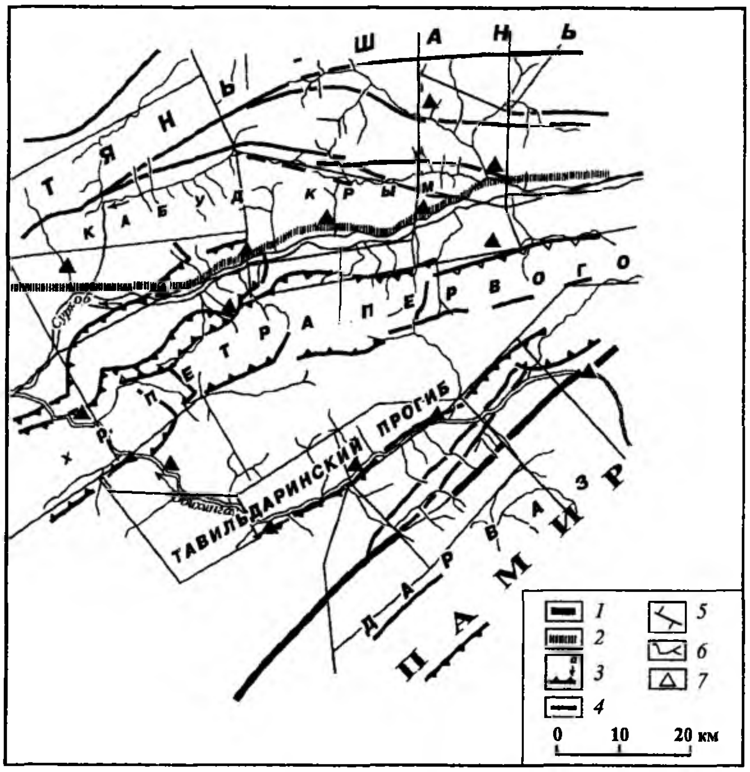


Рис. 6.3. Сопоставление схем однородных отдельностей в структуре поля сейсмотектонических деформаций, тектонических разрывных нарушений земной коры согласно [*Бурмакин и др.*, 1965; *Степанов*, 1979] и гидросети Гармского района

1 – Дарваз-Каракульский краевой глубинный разрыв; *2* –Гиссаро-Кокшаальская краевая разрывная зона; *3* – зоны надвигов (*а* – надвигающийся борт); *4* – крутопадающие разрывные зоны; *5* – внутренне однородные по виду СТД участки земной коры; *6* – основные водотоки; *7* – сейсмические станции ИФЗ АН СССР (отдельностей) и прослоек между ними. Причем это не чисто геометрическое деление. Есть основания полагать, что *ядра* и *прослойки* обладают существенно разными свойствами и что их роль в эволюции состояний геофизической среды неодинакова. Подтверждением тому могут служить указанные выше их различия в сейсмической активности и характере напряженно-деформированного состояния. В последнем случае вообще пришлось ввести здесь для таких прослоек понятие зон *несовместности деформаций*.

Следует указать, что привлечение к рассмотрению других параметров СТД показывает, что их столь же высокая степень сходимости наблюдается не во всех из выделяемых на рис. 6.1 отдельностях поля СТД. Зачастую это происходит в некоторых линейных зонах, которые разделяют относительно однородные отдельности в поле сейсмотектонических деформаций следующего более крупного масштабного уровня (зоны *несовместности деформаций* более крупного ранга). Поперечные размеры этих линейных зон оказываются того же порядка, что и линейные размеры однородных отдельностей СТД, выделенных на рис. 6.1. Относительно однородные по виду СТД области более крупного масштабного уровня пространственно совпадают с такими тектоническими структурами, как горный массив Кабудкрым в северной части района, хр. Петра Первого – в центре, Дарвазский хребет – в юго-восточной части Гармского полигона, разделенные в свою очередь двумя крупнейшими разрывными тектоническими зонами: Гиссаро-Кокшаальской – на севере и Дарваз-Каракульской – на юге [*Бурмакин и др.*, 1965; *Степанов*, 1979] (см. рис. 6.1).

В Кабудкрымском массиве преобладает надвиговый тип СТД, направленность которой несколько изменяется в виде плавного разворота близгоризонтальной оси сжатия от северо-западного к близмеридиональному направлению при перемещении с запада на восток в ее пределах. В хр. Петра Первого преобладает СТД типа сдвиго-сжатия при устойчивой ориентации близгоризонтальной оси сжатия в азимуте 135–145°. И наконец, Дарвазский хребет характеризуется заметным преобладанием близгоризонтального сжатия в близмеридиональном направлении в основном поперек простирания геологических структур. Все это отчасти видно из рис. 6.1 и подробно исследовано в работах [*Лукк, Юнга*, 1988б,в, 1993].

К сожалению, в нашем случае мы не смогли оценить степень структурированности поля СТД на более низком масштабном уровне в силу невозможности дальнейшей детализации сейсмических наблюдений.

Тем не менее можно ожидать, что подобное структурирование продолжается и на более низких масштабных уровнях вплоть до образования межпластовых структурных образований, микродеформаций отдельных зерен породы и развития дислокаций и трещин на микроуровне в процессе деформации горных пород. Подтверждением тому могут служить полевые наблюдения характерных структур складчатости, кливажа, сланцеватости, будинажа и пр. (см., например, [*Белоусов*, 1975; *Николя*, 1992 и др.]), а также многочисленные теоретические и лабораторные исследования механики разрушения, демонстрирующие структурирование дислокаций и трещин в нагружаемом материале (см., например, [*Билби, Эшелби*, 1973; *Бичем*, 1973; *Гольдштейн, Осипенко*, 1978, 1992; *Соболев, Асатрян*, 1990; *Асатрян, Соболев*, 1991; *Ord*, 1994; и др.]).

При этом надо заметить, что во всем обсуждаемом диапазоне размеров структурированных отдельностей среды (понимаемых как некие “жесткие” образования повышенной прочности), они отделяются друг от друга узкими зонами ослабленной прочности: будь это зоны тектонических разрывных нарушений между сравнительно однородными крупными геологическими структурами, тектоническая трещиноватость горных пород или линии скольжения Людерса в кристаллах. Таким образом, множество этих отдельностей на каждом из выбранных иерархических уровней всегда не полностью заполняет собой вмещающее пространство, и поэтому полное множество структурированных элементов среды или однородно деформируемых отдельностей заведомо должно быть фрактальным.

В таком представлении устройства реальной горной породы можно усмотреть аналогию с фрактальной “губкой” Менгора, рассматривавшейся выше в разделе 3.2.1. В свою очередь, разграничивающие участки однородного деформирования зоны несовместности деформаций, или тектонические разрывные нарушения, а также трещиноватость среды на всех иерархических уровнях могут быть поняты как самостоятельное фрактальное множество. По сути дела реальную среду можно представить двумя вложенными друг в друга иерархическими фрактальными множествами “жестких” отдельностей и “мягких” прослоек между ними.

6.1.4. Фрактальная размерность структуры поля СТД

Предполагая, что весь Гармский район в целом и два выделенных выше ранга структур в поле СТД составляют лишь часть иерархического множества структурированных элементов этого поля, попробуем осуществить ориентировочную оценку размерности этого множества по наклону прямой в билогарифмической системе координат L и N, используя выражение (3.2) из главы 3. Характерные размеры элементов структуры поля СТД и их число, в соответствии с выше проведенным описанием, представлены в табл. 6.1.

Заметим, что указанные в табл. 6.1 размеры выделенных нами элементов структуры поля СТД находятся в хорошем соответствии с наиболее распространенными размерами блочности земной коры Средней Азии согласно двух- и полимодальным распределениям, приведенным в [*Садовский и др.*, 1982, 1986; *Любимова и др.*, 1986].

Согласно приведенным в табл. 6.1 данным, ориентировочная оценка величины размерности рассматриваемого множества $d \cong 1.8$ и заметно отличается от размерности вмещающего топологического пространства $D=2$, что позволяет считать его фрактальным. Понимая всю условность подобной оценки фрактальной размерности рассматриваемого множества, сопоставим полученное здесь значение d с другими известными более корректными

Таблица 6.1. Размеры элементов структуры поля СТД (L) и их число (N), использованные для оценки размерности (d) этого множества

Ранг	L(км)	N	d
1–Весь район	~100	1	
2–Крупные геоструктуры	~40	4	~1.8
3–Низший ранг	~20	19	

оценками фрактальной размерности элементов сейсмотектонической структуры рассматриваемой территории. Так, в работах [*Садовский и др.*, 1984, 1986] для множества, составленного из разноранговых элементов сейсмического поля, были получены значения размерности фрактального множества d=1.4÷1.6. Более близкое к полученной нами оценке размерности фрактального множества поля СТД значение d=1.57÷1.61 было получено Т.П.Белоусовым и И.Р.Стаховским [1993] для тектонической трещиноватости хр. Петра Первого.

6.2. Самоподобие сейсмотектонического процесса

Исследуем возможность распространения представлений о геометрическом самоподобии в распределении фрактальных элементов на различных иерархических уровнях геофизической среды на физическую природу процесса ее деформации. Начнем с обсуждения вопроса самоподобия сейсмотектонической деформации в различных энергетических диапазонах сейсмических подвижек.

6.2.1. Сейсмотектонические деформации в различных энергетических диапазонах

С этой целью мы повторили по описанной выше процедуре расчеты пространственной структуры СТД земной коры Гармского района раздельно по фокальным механизмам землетрясений в диапазонах магнитуд M=0.5÷1 и M=3.3÷3.5 в интервале глубин H=0÷15 км. Радиус основания элементарной цилиндрической ячейки осреднения данных в этом случае принимался вдвое большим и составлял 8 км. Результаты расчетов в виде проекции на горизонтальную плоскость главных осей деформации сжатия и растяжения приведены на рис. 6.4.

За отдельными исключениями, связанными скорее всего с малой статистикой событий в таких случаях, вид направленности СТД одинаково описывается обеими схемами на различных участках исследуемой территории.

Гипотеза самоподобия процесса сейсмотектонического деформирования в широком диапазоне масштабов сейсмических подвижек проверялась на большой статистике фокальных механизмов для относительно однородной по виду СТД и наиболее сейсмически активной центральной части Гармского района – хр. Петра Первого. Землетрясения разбивались на семь групп в соответствии с их энергетическим классом K от K=6 (M=1.1) до K≥12 (M≥4.4). Кроме того, для контроля возможного влияния изменений условий деформирования во времени оценки выполнялись для двух неперекрывающихся временных интервалов 1963–1976 и 1977–1986 гг.. Для каждой выборки рассчитывались тензоры средних механизмов по всему хр. Петра Первого.

Результаты этих расчетов в виде значений ряда параметров тензора СТД, смысл которых определен выше в разделе 6.1.1., приведены в табл. 6.2. Как следует из таблицы, различия величин одноименных параметров СТД, вычисленных для сейсмических подвижек различного энергетического уровня, оказываются несущественными.

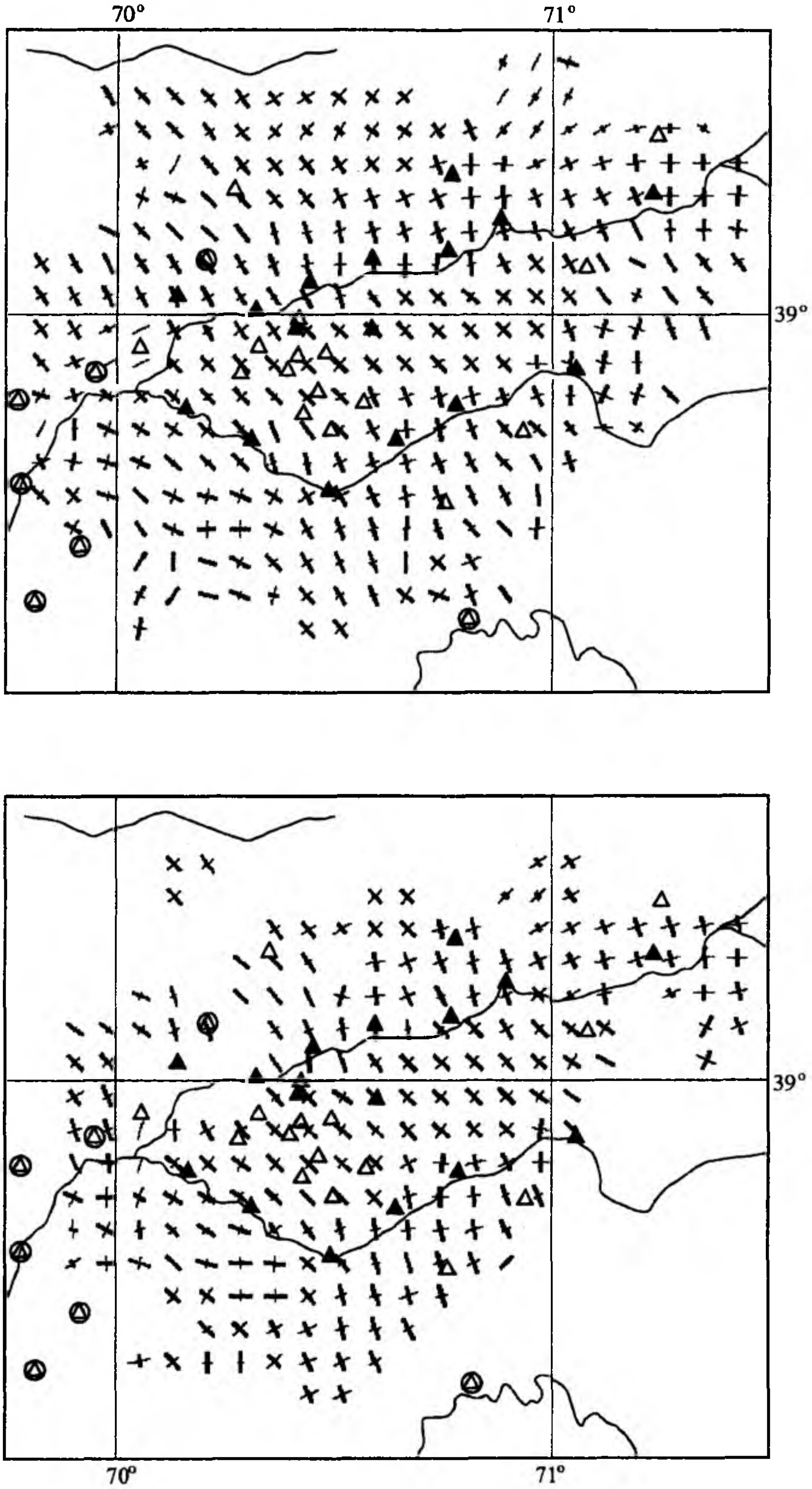


Рис. 6.4. Характер поля СТД в различных энергетических диапазонах сейсмических подвижек

Обозначения те же, что и на рис. 6.1; ячейка осреднения данных вдвое крупнее, чем на рис. 6.1. Получено по землетрясениям с магнитудами: *1* – M=0.5÷1.0; *2* – M=3.0÷3.5

Таблица 6.2. Оценка подобия сейсмотектонического деформирования земной коры Гармского района по механизмам землетрясений различных энергетических классов (*K*)

K	*N*	Ось *P*		Ось *B*		Ось *T*		*k*	μ_M
		Azm	α	*Azm*	α	*Azm*	α		
1963–1976 гг.									
6	855	142	89	227	09	232	81	0.34	0.33
7	3080	143	87	035	09	233	81	0.27	0.50
8	1536	144	84	025	13	235	79	0.29	0.48
9	510	143	85	040	20	235	70	0.29	0.71
10	181	140	85	036	20	232	71	0.38	0.74
11	68	148	80	338	10	238	88	0.41	0.89
12	27	134	90	042	09	224	81	0.46	0.90
1977–1986 гг.									
6	1014	135	88	248	05	225	85	0.38	0.59
7	2594	140	89	052	22	230	78	0.29	0.59
8	1053	139	88	059	19	229	80	0.31	0.47
9	287	138	85	021	11	229	80	0.37	0.53
10	89	144	86	043	20	235	71	0.37	0.41
11	40	147	79	042	47	253	50	0.36	0.83
12	14	148	86	050	23	239	67	0.36	0.73

Примечание. Использованные обозначения определены в разд. 6.1.1.

Обе оценки могут служить свидетельством самоподобия в развитии процесса сейсмотектонической деформации в достаточно широком энергетическом диапазоне. В таком случае приходится предполагать существование единого природного механизма, управляющего накоплением, перераспределением и диссипацией упругой энергии тектонического процесса в широком диапазоне иерархических уровней подвижек. Такой механизм скорее всего видится во фрактальном устройстве деформируемой реальной среды.

6.2.2. Соотношение детерминированной и хаотической составляющих сейсмотектонической деформации

Понятия детерминированной и хаотической составляющих процесса сейсмотектонического деформирования

В результате реконструкции тензора СТД по совокупностям фокальных механизмов мы оцениваем наиболее вероятную направленность сейсмотектонической деформации рассматриваемого сейсмогенного объема горных пород.

Выше мы показали, что сохраняется подобие сейсмотектонического деформирования в широком энергетическом диапазоне сейсмических подвижек. И стало быть проводимая реконструкция может быть распространена на более крупные элементы тектонической структуры исследуемого региона и способна претендовать на верное отражение современной долговременной направленности его деформирования в процессе тектонических движений. Назовем эту направленность *детерминированной составляющей* сейсмотектонического процесса.

В свою очередь, вне зависимости от качества исходной информации, всегда наблюдается заметное число подвижек в очагах землетрясений, не согласующихся с решением для тензора СТД (средним механизмом) вплоть до противоположной ориентации их главных осей сжатия и растяжения. Мы не имеем права отнести все эти события к ошибкам определения фокальных механизмов. Наш опыт наблюдения за локальными подвижками, ориентация которых существенным образом отличается от направленности среднего механизма для данной выборки, показал, что вне зависимости от точности индивидуальных решений процент подобных хаотических подвижек для различных выборок остается примерно постоянным. Поэтому приходится принять допущение о существовании *хаотической составляющей* сейсмотектонического процесса, проявляющейся в этом явлении.

Способ оценки соотношения хаотической и детерминированной составляющих сейсмотектонического процесса

Сейсмические подвижки в очагах землетрясений (их фокальные механизмы) могут быть представлены векторами в определенном гиперпространстве, скалярное произведение которых дает решение в виде вектора напряженного состояния в этом пространстве. В работах [*Лукк, Юнга*, 1988а; *Юнга*, 1990] предложен конкретный способ параметрического представления фокальных механизмов и восстанавливаемого по ним вида напряженного состояния на некоторой Σ-сфере. Параметрами этой Σ-сферы являются угол φ, равный удвоенному азимуту главной оси сжатия ($\varphi=2AzmP$), и склонение – угол ω ($0<\omega<\pi$), определяющий вид напряженно-деформированного состояния. Заметим, что при $\omega=0$ имеет место сдвиг, при $\omega=+1$ – одноосное сжатие, при $\omega=-1$ – одноосное растяжение. Тогда на этой Σ-сфере фокальные механизмы отображаются в виде точек выхода на нее векторов фокальных механизмов.

Резонно предположить, что хаотическая, или случайная, составляющая сейсмотектонического процесса представляется механизмами очагов, образы которых заполняют всю поверхность Σ-сферы. В то время как детерминированная составляющая, в силу ее термодинамической обусловленности направленным действием тектонических сил, никак не может заполнять образами механизмов очагов более половины Σ-сферы, в центре которой располагается область наиболее вероятной направленности сейсмотектонической деформации.

По полной совокупности механизмов в выборке определяется половина Σ-сферы, содержащая область наиболее вероятных направлений детерминированной составляющей сейсмотектонической деформации [*Лукк, Юнга*, 1988а]. Нормаль к разделяющей плоскости, согласно [*Лукк, Юнга*, 1988а; *Юнга*, 1990], служит оценкой тензора напряженного состояния, обусловливающего эту деформацию. Здесь используются лишь такие параметры этого тензора, как азимут оси главного горизонтального сжатия ($Azm\ P\sigma$), отсчитываемый по часовой стрелке от направления на север в горизонтальной плоскости большого круга Σ-сферы, и угол вида напряженного состояния ω ($0\leq\omega\leq\pi$), отсчитываемый на Σ-сфере по вертикали от направления на зенит.

Образы механизмов, не соответствующие реконструированному напряженному состоянию (находящиеся на другой половине Σ-сферы), числом N_0, заведомо относятся к случайной компоненте. Предполагая изотропию в распределении на Σ-сфере таких механизмов, получаем, что их общее число $N_r=2N_0$. Тогда число N_d механизмов очагов землетрясений, относимых нами к детерминированной составляющей процесса, определяется, очевидно, разницей между общим числом землетрясений в выборке – N и числом N_r, т.е. $N_d=N-N_r$. Отметим, что предположение об изотропности случайной составляющей заставляет считать, что среди механизмов, соответствующих реконструируемому напряженному состоянию, содержится определенное число случайных событий. Отношение случайной составляющей процесса к детерминированной оценивается коэффициентом h, который вычисляется как $h = N_r/N_d$.

Эмпирическая оценка соотношения хаотической и детерминированной составляющих сейсмотектонического процесса на разных масштабных уровнях рассмотрения

Для трех масштабных уровней мы рассмотрели соотношение чисел сейсмических подвижек, отнесенных к случайной и детерминированной составляющим процесса деформирования. Критерием отнесения сейсмической подвижки к определенному масштабному уровню служил линейный размер очага землетрясения, оцениваемый через корреляционное соотношение между энергетическим классом землетрясения K (или его магнитудой M) и величиной разрыва согласно, например, работе [*Садовский и др.*, 1983]. Соответственно для каждого из масштабных уровней выбирался свой размер ячейки осреднения исходных данных L.

Результаты расчетов по трем участкам в пределах Гармского района, из которых участок 1 представлен всем Гармским районом, участок 2 – его центральной частью (хр. Петра Первого), участок 3 – сравнительно небольшой ячейкой в центральной части хр. Петра Первого, приведены в табл. 6.3.

Размеры L рассмотренных пространственных выборок примерно соответствовали трем рангам фракталей, обсужденным выше, и ставились в соответствие трем рангам линейных размеров l анализируемых сейсмических подвижек в очагах землетрясений. Направленность детерминированной составляющей процесса, кроме параметров $Azm P\sigma$ и ω, характеризовалась

Таблица 6.3. Соотношение хаотической и детерминированной составляющих сейсмотектонического процесса на разных иерархических уровнях рассмотрения

№	Размер		Нижний энергетический класс	Число механизмов	Соотношение составляющих	Направленность		
	ячейки	очага				ось сжатия $P\sigma$		
	L, км	l, м	K	N	h	Azm, град.	ω, град.	k
1	$1\cdot10^2$	$5\cdot10^3$	12	56	0.40	145	62	0.37
1	$8\cdot10^1$	$1\cdot10^3$	10	130	0.67	150	61	0.41
2	$5\cdot10^1$	$5\cdot10^2$	8	308	0.67	150	77	0.39
3	$1\cdot10^1$	$5\cdot10^1$	6	186	0.60	140	60	0.35

также определенным в разд. 6.1.1 параметром k ($0 \geq k \geq 1$), отражающим внутреннюю сходимость индивидуальных матриц сейсмических подвижек.

Отношение хаотической составляющей к детерминированной оценивается величиной h ($h = N_r/N_d$). Следует отметить, что специально проведенное в рамках настоящей работы исследование показало, что механизмы землетрясений, не согласующиеся с реконструируемым напряженным состоянием и отнесенные нами к хаотической составляющей процесса деформирования, имеют в основном надежные решения и не могут в массе своей представлять случайные ошибки индивидуальных решений. Обращаясь к рассмотрению значений величины h, можно видеть, что они в целом инвариантны по отношению к выбору масштабного уровня рассмотрения. Практически не зависят от масштаба рассмотрения и параметры направленности детерминированной составляющей. Оба эти обстоятельства могут пониматься как свидетельство самоподобных, фрактальных свойств сейсмотектонического процесса.

Предположение о структурообразующей роли разноранговых разрывных элементов, включая элементы, по которым происходят хаотические проскальзывания, по всей видимости, должно рассматриваться как основополагающее при построении адекватной модели геофизической среды. Проиллюстрируем открывающиеся возможности тектонофизических интерпретаций в рамках подобных представлений. Так, например, наблюдаемую повсеместно трещиноватость горных пород можно понимать как результат проявления граничных поверхностей фракталей на все более мелких уровнях иерархической структурированности среды. Далее, результат разрушения горных массивов в посторогенической фазе их существования может быть понят в таком контексте как последовательное проявление все более мелкого уровня структурирования реальной среды и возрастание роли хаотической составляющей в тектоническом процессе.

Функции плотности вероятности ориентации индивидуальных сейсмических подвижек по отношению к типичному механизму очага землетрясения

В свете изложенного представляет интерес оценить более строго соотношение хаотической и детерминированной составляющих сейсмотектонической деформации на различных масштабных уровнях. С этой целью выполнялся следующий расчет. В пространстве исследуемых индивидуальных тензоров оценивались функции плотности распределения вероятности индивидуальных тензоров фокальных механизмов многочисленных слабых землетрясений Гармского района. Способ расчета такого элемента объема опирается на метод Монте-Карло и имитацию случайно ориентированных двойных диполей, представляющих фокальные механизмы [*Юнга*, 1990].

При расчетах использовалось скалярное произведение матриц какого-либо и типичного механизма. Последняя определялась посредством приведения к нулевому детерминанту матрицы среднего механизма, построенной по всей совокупности данных. Построение для рассматриваемого параметра функции распределения в различных диапазонах энергетических классов (магнитуд) землетрясений позволяет наглядно исследовать соотношение двух

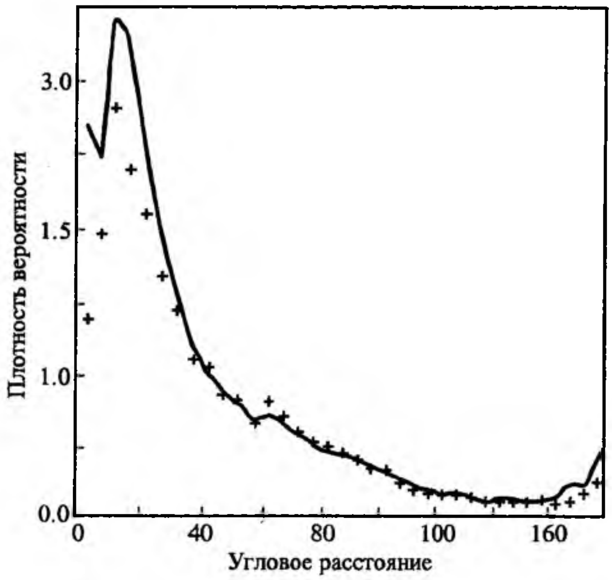


Рис. 6.5. Функции плотности вероятности индивидуальных сейсмических подвижек

По горизонтальной оси – обобщенное угловое расстояние между индивидуальными и типичным для всего района механизмами. Сплошная линия отвечает распределению механизмов очагов землетрясений всей исследуемой совокупности с $K \geq 6$; крестики отвечают распределению механизмов с $K \geq 8$

составляющих сейсмотектонической деформации в различных диапазонах величин сейсмических подвижек.

Результаты расчетов отражены на рис. 6.5 для двух энергетических диапазонов ($K \geq 6$ и $K \geq 8$), где статистика наиболее представительна. Здесь показаны функции распределения индивидуальных фокальных механизмов по отношению к типичному для Гармского района сдвиговому механизму с ориентацией горизонтальной оси сжатия в азимуте 145° и наклоненной под углом 10° к горизонту оси растяжения в азимуте 235°. Эти распределения в целом достаточно похожи, что может рассматриваться как проявление подобия сейсмотектонической деформации на различных энергетических (масштабных) уровнях рассмотрения.

Характерные "всплески" функций распределения в хвостовой части значимы и информативны. Они порождены фокальными механизмами с противоположной направленностью тензора по сравнению с типичным для Гармского района механизмом. Данная особенность – весьма существенная характеристика кинематики сейсмотектонической деформации, выдерживающаяся во всем рассмотренном диапазоне масштабов сейсмических подвижек. Следует отметить, что для отдельных элементов в дискретной, структурированной среде термодинамически оправдано эпизодическое нарушение соответствия локальной подвижки заданному тензору напряжений, что связано с возможностью одновременного проскальзывания по противолежащим граням элемента, или своего рода микроповорота. Таким образом, полученный результат может рассматриваться в качестве свидетельства в пользу структурированности рассматриваемого множества сейсмических подвижек.

Поскольку это наблюдение может быть отнесено к достаточно широкому энергетическому диапазону сейсмических событий (примерно 3–4 порядка), то можно предполагать наличие самоподобных, фрактальных свойств обеих составляющих процесса сейсмотектонического деформирования материала горных пород.

Предполагаемая роль детерминированной и хаотической составляющих в процессе тектонического деформирования

Самоподобный характер сейсмотектонической деформации подразумевает, что каждый элемент системы деформируется подобно системе в целом, так что длина одинаково ориентированных отрезков в пределах этих элементов на разных масштабных уровнях испытывает одинаковое относительное приращение ε (зависящее от ориентации), т.е. направленность деформации сохраняется неизменной на всех масштабных уровнях системы. Это, в конечном итоге, приводит к созданию характерного рельефа земной поверхности. И в этом смысле детерминированная составляющая сейсмотектонического процесса может быть названа "созидательной".

Для хаотической, случайной составляющей процесса подобие проявляется в бесконечном увеличении суммарной площади поверхности элементов системы или, точнее, разделяющей эти элементы трещиноватости по мере перехода ко все более мелким масштабным уровням. В то же время суммарный объем системы остается конечным. Можно заметить, что имеется полная аналогия с плоскими фрактальными фигурами, у которых отношение периметра к площади бесконечно растет по мере детализации рассмотрения.

Кроме того, суммарная площадь трещиноватости возрастает также во времени за счет прирастания площади каждого элемента поверхности S_i на разных масштабных уровнях на одинаковую относительную величину ξ (пусть бесконечно малую) за отрезок времени δt в силу установленного самоподобия сейсмотектонического деформирования. Тогда, если начальное фрактальное множество элементов поверхностей S_i и числом N_i на каждом иерархическом уровне i определялось в момент времени $t=t_0$ законом $S_i^{d_1} \cdot N_i = \text{const}$, то в актуальном состоянии при $t=t_0+\delta t$ он будет выглядеть как $S_i(1+\xi)^{d_2} N_i = \text{const}$. Здесь d_1 и d_2 – размерности данных фрактальных множеств, которые также могут меняться во времени. Очевидно, что в силу очень больших величин времени тектонической деятельности, вклад величины ξ в суммарную площадь поверхностных элементов среды может оказаться весьма значительным. Физический смысл величины ξ может быть определен как характер дробления среды во времени в процессе ее деформирования.

В этой связи возможно рассмотрение природы геотектонических и сейсмических циклов за счет перераспределения диссипируемой энергии тектонического процесса между "созидательной" детерминированной и "разрушительной" хаотической составляющими. В силу естественных ограничений геометрического, гравитационного или иного физического характера на однонаправленность процесса деформации следует ожидать на каком-то этапе геологического времени прекращения развития процесса в этом направлении. Ограничение возможностей диссипации энергии через детерминированную составляющую СТД будет компенсироваться в таком случае неограниченными возможностями поглощения упругой энергии при образовании новых поверхностей в иерархической структуре трещиноватости горных пород в земной коры, в чем главенствующую роль должна играть хаотическая составляющая СТД. В этом контексте можно понимать фазу орогении как синтез двух составляющих тектонического процесса – детерминированной и хаотической. Первая ("созидательная") осуществляет направленное деформирование земной коры (общее воздымание, опускание, складчатость) с образованием хорошо выраженных тектонических структур, отраженных в рельефе земной поверхности, а вторая ("разрушительная") способствует образованию реально наблюдаемого фрактального рельефа горных хребтов и долин. В то время как фазу посторогении можно понимать как практически полную смену созидательного этапа тектонического процесса хаотической денудационной нивелировкой, приводящей к дроблению и разрушению горных массивов.

Глава 7

ПРИМЕРЫ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ И КАТАСТРОФ В РАЗВИТИИ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

«Порой по улице бредешь -
Нахлынет вдруг невесть откуда
И по спине пройдет, как дрожь,
Бессмысленная жажда чуда.»

Арсений Тарковский

7.1. Колебательная структура временных реализаций

Анализ многолетних реализаций различных геофизических параметров, в той или иной мере описывающих эволюцию сейсмотектонического процесса, показывает, что практически все они заметно флуктуируют во времени и в целом ряде случаев обладают ярко выраженной колебательной структурой.

В качестве примеров таких реализаций, приведенных на рис. 7.1 и рис. 7.2, рассмотрим временной ряд чисел полностью представительных землетрясений (K=7−11 или M=1.6−3.9) и временные ряды значений некоторых параметров напряженно-деформированного состояния, восстанавливаемого по многочисленным совокупностям механизмов очагов этих землетрясений, для зоны сочленения двух крупнейших горных стран Памира и Тянь-Шаня непосредственно в пределах сейсмоактивного Гармского района площадью порядка 10^4 км^2. Смысл параметров напряженно-деформированного состояния

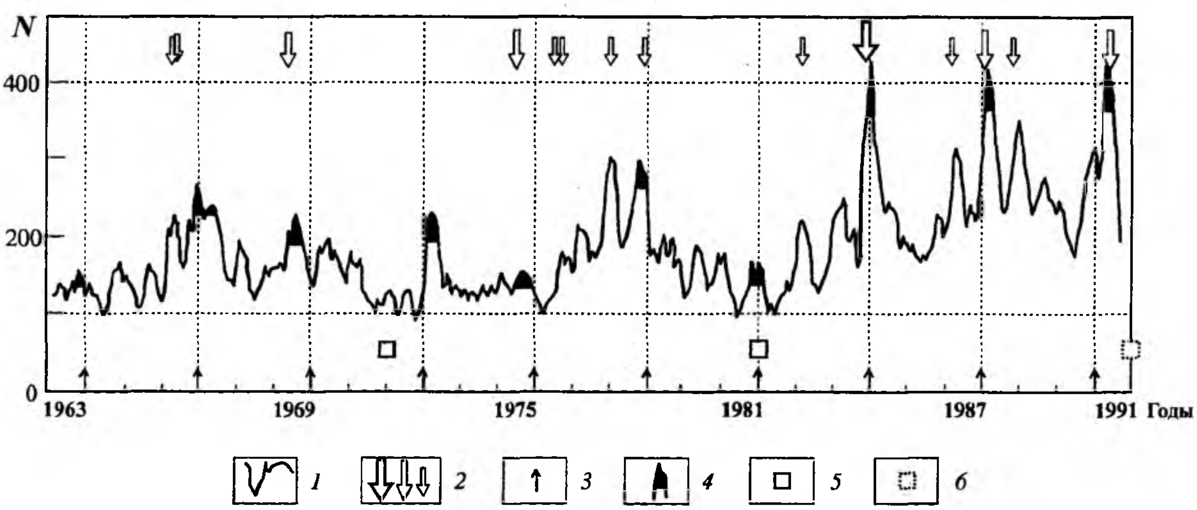


Рис. 7.1. Временной ряд 4-месячных сумм количества полностью представительных землетрясений Гармского района (с K=7÷11) в Таджикистане

1 − количество землетрясений, происшедших за 4 мес, со сдвигом во времени на один месяц; *2* − моменты относительно сильных землетрясений с M=6.4, M≅5.5−6 и M≅5; *3* − границы 3-летних интервалов времени; *4* − наблюдаемая периодичность относительных повышений сейсмической активности, близкая к 3-летней; *5* − возможная 10−11-летняя периодичность понижения сейсмической активности; *6* − очередное прогнозируемое понижение сейсмической активности сейсмоактивных объемов среды определен в разд. 6.1.1 и 6.2.2, а также более полно в [*Лукк, Юнга*, 1979б, 1988а,в; *Юнга*, 1990].

На приведенных рисунках (рис. 7.1, 7.2) хорошо видно, что все контролируемые параметры последовательно принимают различные экстремальные значения и трудно выделить достаточно длительный временной интервал, который не содержал бы вариаций, аномальных в том или ином смысле. Кроме того, в ряде случаев наблюдаемые изменения представляют собой довольно регулярные колебания. Совершенно очевидно, что эти вариации не могут быть списаны на погрешности эксперимента.

7.2. Интерпретация наблюдаемых вариаций как неустойчивостей и катастроф

В рамках представлений об эволюции неравновесной динамической системы наблюдаемые экстремальные флуктуации и резкие изменения в спектральной структуре вариаций могут на качественном уровне рассматриваться как проявление неустойчивости и "катастроф" в поведении во времени реальной геофизической среды. Так, например, на рубеже 1978 и 1979 гг. контролируемая геофизическая система (сейсмогенный объем среды) характеризуется повышенным уровнем сейсмической эмиссии в условиях интенсивного субгоризонтального сжатия с некоторым преобладанием надвигообразования в сейсмотектонических подвижках горных масс. Последнее следует из соотношения величин параметров напряженно-деформированного состояния, реализации которых приведены на рис. 7.2.

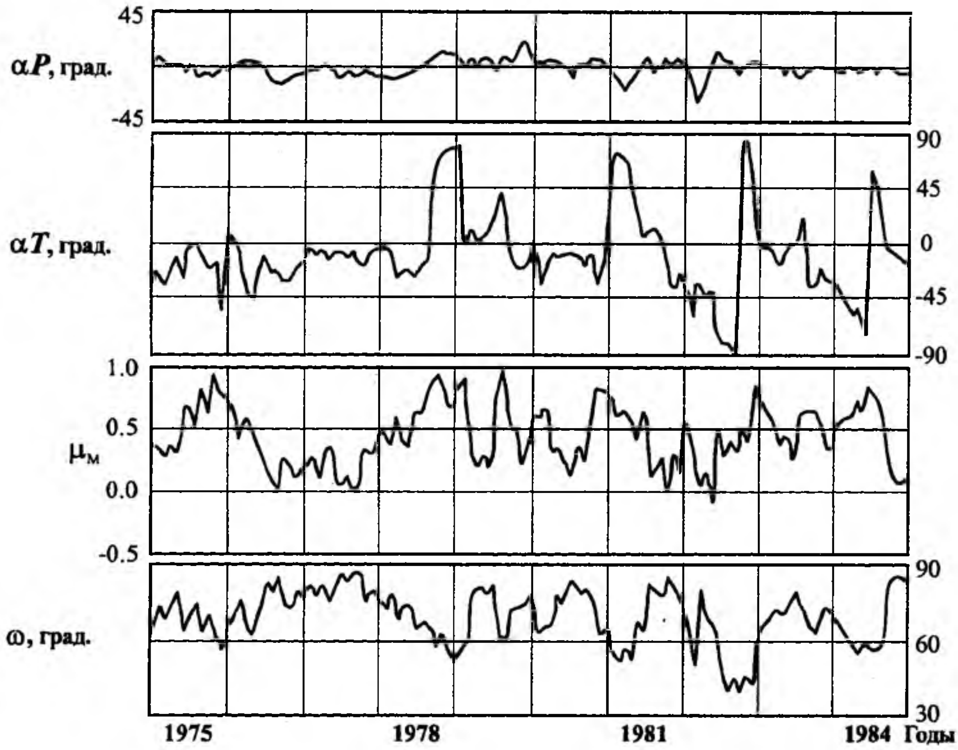


Рис. 7.2. Реализации различных параметров напряженно-деформированного состояния, восстанавливаемого по совокупности механизмов очагов многочисленных землетрясений (с $K \geq 7$) для всего Гармского района

Близкое к этому состояние контролируемой геофизической системы наблюдается и на рубеже 1982 и 1983 гг.

В 1980 г. система характеризуется совершенно иным состоянием – ярко выраженной сдвиговой деформацией горных пород, сопровождаемой заметным относительным понижением сейсмической эмиссии. Близкое к этому состояние сейсмоактивной среды отмечается и во второй половине 1984 г. (до момента катастрофического Джиргатальского землетрясения 26 октября 1984 г. с M=6.4).

Можно утверждать, что изменения во времени параметров сейсмотектонического процесса отражают соответствующие изменения состояния контролируемой геофизической системы в целом. Значительная величина этих изменений и относительно резкий переход из одного состояния в другое позволяют понимать эти переходы как "катастрофы".

Привлечем к описанию неустойчивых состояний обсуждаемой системы еще одну геофизическую характеристику. На рис. 7.3 приведены отображения линеаментов "сейсмической трещиноватости" для различных моментов времени. В качестве таковых выступают линейные последовательности пяти и более эпицентров землетрясений Гармского района (с K=6–11, или M=1.6–3.9), происшедших последовательно не реже чем через 1 сут и не далее чем через 25 км друг от друга [*Лукк*, 1978]. Выделенные линеаменты "сейсмической трещиноватости" образуют довольно правильную сетку на фоне рассеянной сейсмичности (на рис. 7.3 последняя не приведена). Кроме того, вид этой сетки заметно меняется во времени. Так, в 1976, 1980 и 1983 гг. она характеризуется "ортогональной" структурой близширотного и близмеридионального простирания линеаментов, а в 1978 и 1982 гг. – "диагональной" структурой их простирания.

Из сопоставления рис. 7.2 и рис. 7.3 можно усмотреть, что указанным моментам проявления ортогональной системы сейсмической трещиноватости соответствует сдвиговая деформация – правосторонняя по линеаментам близширотного простирания и левосторонняя – по линеаментам близмеридионального простирания. Это следует из того, что, согласно рис. 7.2, в эти моменты отмечается преобладание близгоризонтальной ориентации главных осей сжатия (P) и растяжения (T) при минимальных значениях коэффициента Лоде–Надаи (μ_M) и близости к 90° угла ω вида напряженного состояния для восстанавливаемого по механизмам очагов слабых землетрясений напряженно-деформированного состояния обсуждаемой территории.

Напомним, что коэффициент μ_M ($0 \le \mu_M \le 1$) характеризует вид сейсмотектонической деформации, и при $\mu_M \cong 0$ осуществляется сдвиговое (в механическом смысле) деформирование среды. Сдвиговое в геологическом смысле деформирование среды требует, кроме того, чтобы обе главные оси P и T были горизонтальны (углы их наклона с вертикалью αP и αT равны 90°) [*Лукк, Юнга*, 1979б, 1988а,в; *Юнга*, 1990]. В последнем случае преобладающее количество индивидуальных сейсмических подвижек происходит вдоль субвертикальной плоскости при субгоризонтальной ориентации вектора подвижки. Соответствующее напряженное состояние среды характеризуется в таком случае значением угла ω близким к 90° ($0° \le \omega \le 180°$). Для полноты картины заметим, что азимут главной оси P субгоризонтального сжатия остается для всего Гармского района в целом практически неизменным во всем рассматриваемом временном интервале и равным 130–140°.

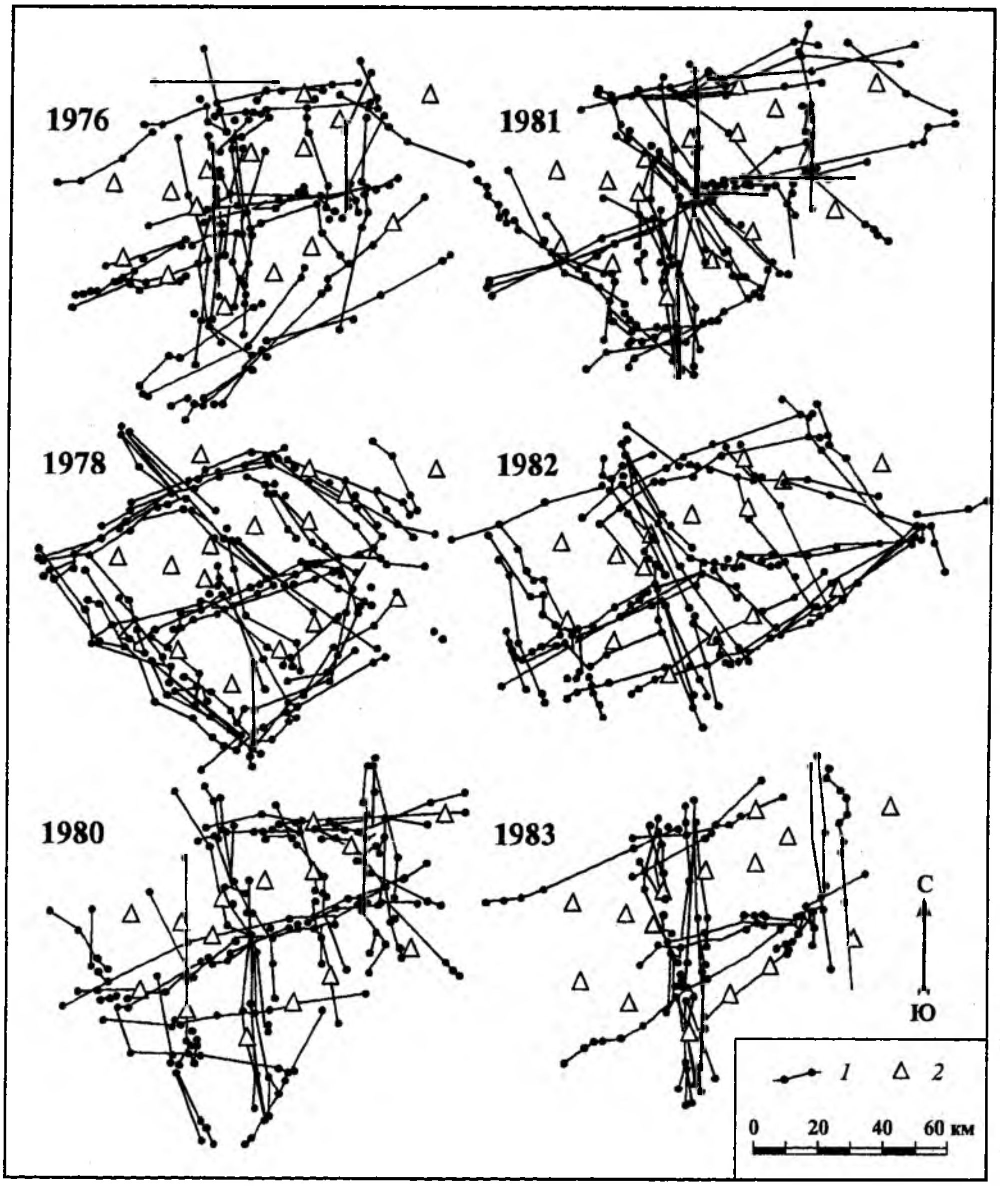
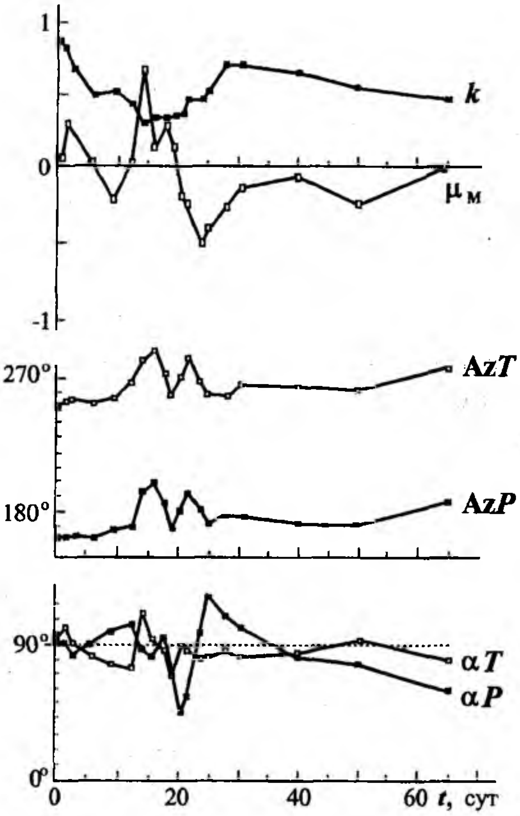


Рис. 7.3. Изображения линеаментов "сейсмической трещиноватости" в различные ёмоменты времени

1 – линеаменты "сейсмической трещиноватости" в виде линейных последовательностей связанных в пространстве и времени эпицентров землетрясений с K=6–11; *2* – стационарные сейсмические станции Гармского полигона (ИФЗ АН СССР)

В 1978 и 1982 гг., когда проявилась диагональная система сейсмической трещиноватости, напряженно-деформированное состояние в обоих случаях плавно изменялось от сдвиго-сжатия в начале годового интервала к надвиго-сжатию в его конце. Это хорошо видно из рис. 7.2: рост значений коэффициента μ_M от минимальных до близких к 1 (приближение вида деформированного состояния к одноосному сжатию), приближение к вертикали ориентации главной оси растяжения T и приближение угла ω к 30° (при ω =30° реализуется надвиговый тип напряженного состояния). В условиях преобладания субгоризонтального сжатия в азимуте ~130° по линеаментам северо-восточного–юго-западного простирания осуществляется надвигообразование горных пород,

Рис. 7.4. Флуктуации значений параметров тензора сейсмотектонической деформации афтершоковой области Джиргатальского землетрясения в процессе развития афтершоковой последовательности



а по линеаментам альтернативного простирания – правосторонние сдвиги, сопряженные с указанными выше надвигами.

Налицо безусловная неустойчивость развития во времени сейсмотектонического процесса. Переход от одного состояния контролируемой геофизической системы к другому, отличающемуся в данном случае рисунком сейсмической трещиноватости, также может пониматься как "катастрофа" в поведении такой системы.

Еще один пример, характеризующий неустойчивость поведения во времени геофизической системы, – эволюция сейсмоактивного объема афтершоковой зоны катастрофического Джиргатальского землетрясения, происшедшего 26 октября 1984 г. на восточной окраине Гармского района.

На рис. 7.4 приведены реализации значений параметров тензора сейсмотектонических деформаций этой афтершоковой области, восстанавливаемого по равноточным выборкам из 20 механизмов очагов землетрясений афтершоковой последовательности со сдвигом во времени на 10 событий.

Первые пять дней после главного толчка процесс деформирования афтершоковой области развивался крайне упорядочено. Об этом свидетельствуют высокие значения коэффициента k (k=0.7÷0.9), характеризующего степень соответствия восстанавливаемого тензора СТД всей совокупности индивидуальных механизмов землетрясений, входящих в данную выборку. Напомним, что величина k варьирует в диапазоне $-1 \le k \le +1$, и при k=1 все индивидуальные механизмы в рассматриваемой выборке оказываются идентичными друг другу. Кроме того, тип механизмов этих афтершоков наследовал тип перемещения материала в момент подвижки при главном толчке. Их средний механизм характеризуется ярко выраженной сдвиговой деформацией ($\mu_M \cong 0$, $\alpha P \cong 90°$,

$\alpha T \cong 90°$). Спустя 13–20 сут после главного толчка деформационный процесс хаотизировался. Об этом свидетельствуют резкое понижение значений коэффициента k и значительные колебательные вариации остальных параметров. По истечении 25–30 сут после главного толчка процесс деформирования афтершоковой области стабилизировался и приблизился по своему виду к долговременному среднему фону сейсмотектонической деформации, предшествовавшему Джиргатальскому землетрясению.

Рассматривая не показанную здесь последовательность суточных чисел афтершоков Джиргатальского землетрясения с $M \geq 1$, можно заметить, что период хаотического деформирования начался с резкого всплеска числа афтершоков. Их количество возросло примерно вдвое по сравнению с числом афтершоков, зарегистрированных в предыдущие 3–4 сут и составивших в свою очередь лишь десятую часть от числа афтершоков за такой же временной интервал в конце первой пятидневки. После этого всплеска активности афтершоков отмечаются хорошо выраженные колебания их чисел с периодом около 7–8 сут и амплитудой в ±30% от среднеинтервальных значений на фоне общего плавного спада. Этот спад практически прекратился на 50–60 сут после главного толчка, когда процесс сейсмической эмиссии стабилизировался на уровне 3–5 событий с $M \geq 1$ в сутки. Таким образом, и величина сейсмической эмиссии из афтершоковой области заметно флуктуирует во времени. Причем периоды этих флуктуаций достаточно хорошо соответствуют по времени различным стадиям в характере деформирования области афтершоков, которые можно выделить при рассмотрении рис. 7.4. Поэтому можно предположить, что мы в данном случае наблюдаем какие-то определенные стадии перестройки среды в процессе перехода ее в нормальное состояние после сейсмической катастрофы.

Тем самым имеются серьезные основания считать, что эволюция во времени афтершоковой области сильного землетрясения может быть в принципе описана в терминах поведения неравновесной динамической системы. По-видимому, это может быть отнесено и к процессам предваряющим сильное сейсмическое событие. Наблюдаемые флуктуации значений параметров, характеризующих поведение геофизической системы во времени в окрестности момента сильного землетрясения, могут быть отождествлены с переходами неравновесной динамической системы из одного неустойчивого состояния в другое, или "катастрофами" в ее эволюции. По-видимому, именно поэтому совершенно различные характеристики контролируемого сейсмоактивного объема среды довольно часто испытывают согласованные во времени флуктуации. Кроме того, удается выделять одни и те же периодичности в вариациях значений различных геофизических полей, о чем применительно к Гармскому полигону сообщалось, например, в работах [*Лукк и др.*, 1991; *Дещеревский, Лукк*, 1994]. Отчасти это видно и при сопоставлении кривой N на рис. 7.1 с кривой αT на рис. 7.2, а также кривых *б* и *в* на рис. 7.5. Все это можно интерпретировать как последовательность неустойчивых состояний неравновесной динамической системы, в качестве каковой в данном случае выступает сейсмоактивная сложно деформируемая природная среда.

Приведем еще один пример изменений во времени поведения геофизических параметров, который, на наш взгляд, также может выступать в качестве иллюстрации возможной "катастрофы" в контролируемой геофизиче-

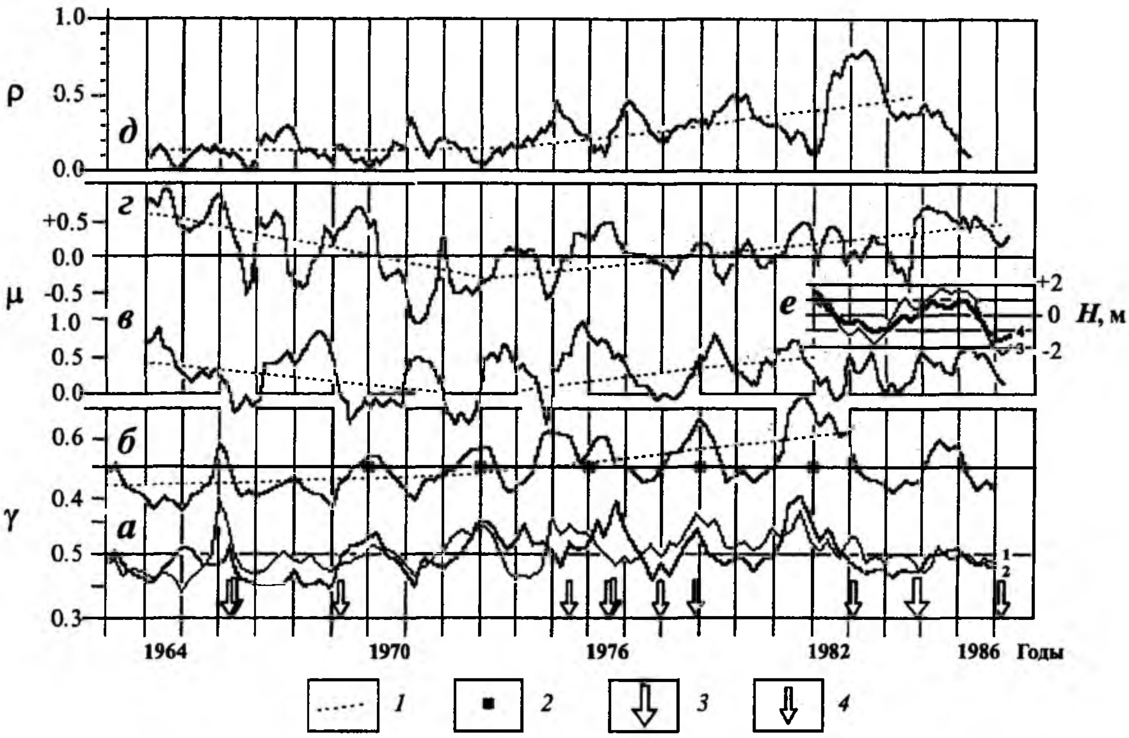


Рис. 7.5. Вариации во времени значений различных параметров сейсмотектонического процесса для различных частей Гармского района

а – вариации полугодовых значений угла наклона графика повторяемости (γ) для двух контактирующих ячеек (*1* – восточная, *2* – западная) размером 25×25 км^2 в центральной части Гармского полигона; *б* – то же, по сумме этих двух ячеек; *в* – вариации полугодовых значений параметра μ_M для восточной части Гармского района; *г* – то же, для всего Гармского района на глубинах более 15 км; *д* – вариации полугодовых значений параметра ρ для северной части Гармского района; *е* – изменения уровня воды в двух различных скважинах в окрестностях: 3 – пос. Гарм, 4 – пос. Хаит

1 – долговременный линейный тренд в вариациях рассматриваемых геофизических величин; *2* – наблюденная трехлетняя периодичность в вариациях величины γ в реализации "а"; *3* – момент возникновения сильнейшего за время наблюдений на полигоне Джиргатальского землетрясения; *4* – моменты возникновения землетрясений с M=5.0÷5.5

ской системе. На рис. 7.5 приведены реализации значений различных параметров, характеризующих эволюцию сейсмологического процесса в отдельных частях Гармского района. Обращает на себя внимание, что хорошо выраженные колебания этих значений с периодами в несколько лет развиваются на фоне устойчивых долговременных трендовых составляющих. Последние, в свою очередь, претерпевают заметные изменения, вплоть до перемены знака тренда, где-то между 1972 и 1974 гг. Именно на этот временной интервал приходится резкое нарушение корреляции вариаций наклона графика повторяемости землетрясений – параметра γ (вплоть до изменения знака корреляции) в двух смежных пространственных выборках в наиболее сейсмически активной центральной части Гармского района.

Поскольку до и после указанного временного интервала флуктуации значений γ в смежных выборках были в большей степени синхронны, в это время обе пространственные выборки могут быть представлены единым элементом деформируемой сейсмоактивной области. Иначе обстоит дело в период рассинхронизации вариаций. Единый прежде элемент среды как бы разделился на две относительно самостоятельные части, находящиеся между собой в противофазном динамическом взаимодействии. Кроме того, на этом временном интервале нарушена также наблюдавшаяся за его пределами трехлетняя периодичность в вариациях значений γ как по отдельным выборкам (рис. 7.5,*а*), так и по совокупной пространственной выборке (рис. 7.5,*б*). Все эти изменения в поведении во времени обсуждаемых параметров, безусловно, отражают существенные изменения в состоянии контролируемого сейсмогенного объема среды (геофизической системы), обусловленные какой-то "катастрофой".

Интересно отметить, что к этому временному интервалу резких изменений в поведении всех обсуждаемых параметров приурочено возникновение в пределах контролируемой системы группы из пяти относительно сильных землетрясений с M=5.0÷5.5. Вместе с тем другая, более поздняя, группа сильных землетрясений 1983–1987 гг. сопровождалась иным характером вариаций обсуждаемых параметров.

Возникает впечатление, что наблюдаемые вариации геофизических величин отражают перманентные процессы перестройки структуры среды, меняющие ее глобальные характеристики и соответственно характер ее деформирования в условиях постоянно действующих внешних нагрузок. Очевидна невозможность математического описания подобных процессов в рамках моделей деформирования линейно упругого континуума даже с привлечением различного рода включений ("мягких" или "жестких") в его структуру.

В рамках представлений о детерминированном хаосе может найти свое место и наблюдаемый набор квазипериодических колебаний, отдельные примеры которых можно увидеть на рис. 7.1, 7.2, 7.5, а более полное рассмотрение выполнено, например, в работах [*Лукк и др.*, 1991; *Дещеревский, Лукк*, 1994]. В нашем случае наиболее известный набор периодических (или квазипериодических) колебаний сейсмической активности, присутствующих одновременно в колебательной структуре одной и той же реализации, выглядит как 0.5, 1, 2–3, 5, 11 лет [*Журавлев*, 1982; *Лукк и др.*, 1991] (например, на рис. 7.1). В указанном наборе периодичностей можно усмотреть проявление режима "каскадного удвоения периода", что уже отмечалось ранее при обсуждении проблемы детерминированного хаоса в разд. 2.2.6.

Вариации угла наклона главной оси растяжения сейсмотектонической деформации (αT) на рис. 7.2 во временном интервале 1978–1984 гг. могут в рамках обсуждаемых представлений рассматриваться как проявления катастроф при переходе к детерминированному хаосу через "перемежаемость". Примером "кризисного перехода" от детерминированного хаоса к упорядоченности в поведении геофизической системы могут служить противофазные колебания параметра γ для двух смежных выборок в центральной части Гармского района с конца 1973 по конец 1977 г., приведенные на рис. 7.5,*а*.

Все эти особенности поведения флуктуаций геофизических параметров можно рассматривать как различные режимы перехода от детерминированного хаоса к порядку в эволюции сейсмотектонического процесса.

7.3. Высокочастотные возмущения наблюдаемых полей перед сильными землетрясениями как признаки потери устойчивости геофизической системы

Рассматривая сейсмотектонический процесс как проявление активности реальной геофизической среды, представляющей собой неравновесную диссипативную динамическую систему, можно понимать сильные сейсмические события как катастрофические элементы поведения такой системы. В связи с этим целесообразно оценить возможность краткосрочной диагностики подобных "катастроф" по результатам анализа вариаций геофизических величин незадолго до возникновения сильных землетрясений. Обсудим этот вопрос на примере анализа данных наклономерных, деформографических и электрометрических наблюдений [*Сидорин*, 1994].

7.3.1. Наклоны и деформации земной поверхности

В результате наблюдений с кварцевыми наклономерами на Гармском полигоне обнаружены аномальные изменения величин наклонов земной поверхности в виде относительно высокочастотных флуктуаций перед некоторыми землетрясениями (рис. 7.6). Так, за 3–4 сут до землетрясения с M=4, происшедшего 12 ноября 1987 г., по обеим составляющим наклонов земной поверхности начали четко проявляться колебания с периодами от нескольких минут до часа и амплитудой 0.001–0.015 сек. дуги. За 4.5 ч до землетрясения эти короткопериодные флуктуации наклонов прекратились одновременно по обеим составляющим (рис. 7.6); не наблюдались они и после землетрясения.

Аналогичные флуктуации наклонов имели место и перед землетрясением 11 апреля 1988 г. с M=3.5 (рис. 7.7). Они начались в 14 ч 30 мин 9 апреля

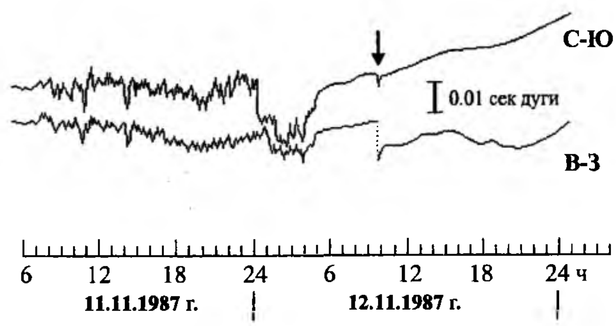


Рис. 7.6. Аномальные флуктуации наклонов земной поверхности на Гармском полигоне перед землетрясением 12 ноября 1987 г. с M=4 [*Гриднев и др.*, 1991]

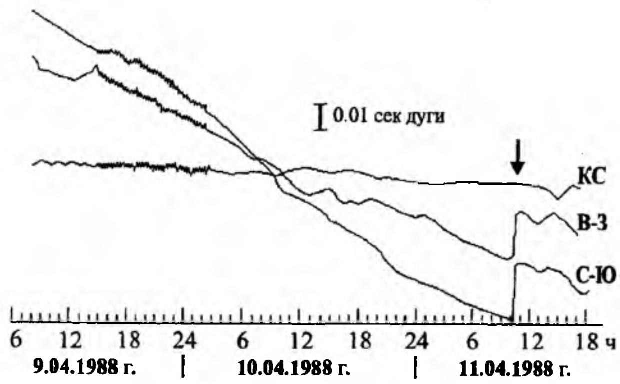


Рис. 7.7. Флуктуации на записях кварцевых наклономеров (компоненты С-Ю и В-З) и крутильного сейсмографа (КС) перед землетрясением 11 апреля 1988 г. с M=3.5 [*Гриднев и др.*, 1991]

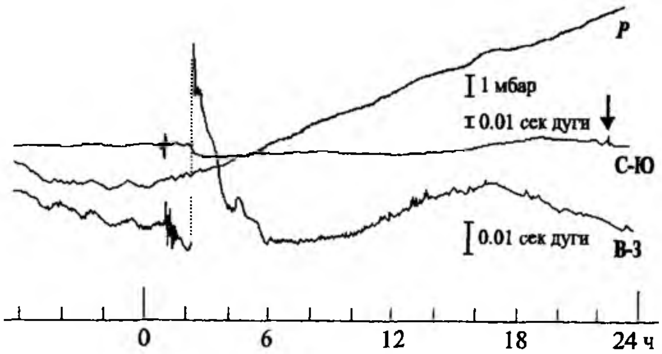


Рис. 7.8. Регистрограмма наклонов земной поверхности на ст. Талая Байкальского прогностического полигона [*Гриднев и др.*, 1992]

Стрелкой отмечено близкое землетрясение 7 апреля 1987 г. (M=3.5); P – изменения атмосферного давления

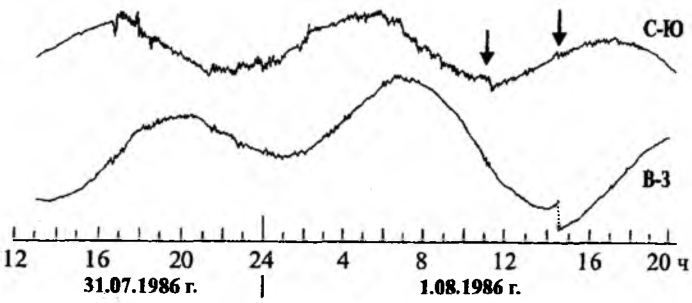


Рис. 7.9. Флуктуации величин наклонов земной поверхности перед двумя врачскими землетрясениями 1 августа 1985 г. [*Друмя и др.*, 1990]

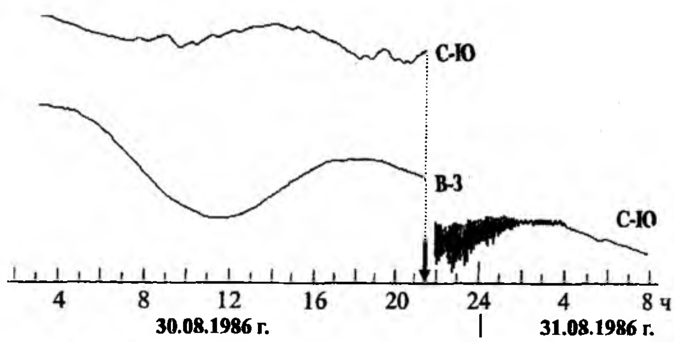


Рис. 7.10. Флуктуации величин наклонов земной поверхности перед сильным Вранчским землетрясением (M=7.0) 31 августа 1986 г. [*Друмя и др.*, 1990]

по обеим составляющим наклонов с периодом около 7 мин и амплитудой около 0.002 сек. дуги и продолжались до 2 ч 10 апреля. В это же время происходили высокочастотные крутильные колебания земной поверхности, зарегистрированные с помощью крутильного сейсмографа.

Подобные флуктуации наклонов земной поверхности, непосредственно предшествовавшие относительно сильным землетрясениям, наблюдались и в других сейсмоактивных регионах. Так, на рис. 7.8 приведены данные, иллюстрирующие аномальные флуктуации наклонов земной поверхности на ст. Талая Байкальского прогностического полигона перед близким (эпицентральное расстояние 7 км) землетрясением с магнитудой M=3.5. Начиная с 17 ч 6 апреля 1987 г. по составляющей В–З на фоне приливных вариаций наклонов с амплитудой 0.917 сек. дуги появились вариации величин наклонов земной поверхности с периодом около 1.5 ч и амплитудой около 0.001 сек дуги. За 18 ч до землетрясения эти высокочастотные флуктуации прекратились.

Выявлено несколько десятков случаев подобных флуктуаций наклонов земной поверхности перед карпатскими (вранчскими) землетрясениями по данным станции “Кишинев”. Амплитуды аномалий достигали единиц и десятков миллисекунд, а время их проявления изменялось от нескольких часов до 2–3 сут до землетрясения. Один из примеров приведен на рис. 7.9. Перед землетрясением с M=7.0, которое произошло 31 августа 1986 г., флуктуации наклонов земной поверхности продолжались на протяжении семи суток в виде высокочастотных вариаций и скачков (рис. 7.10). Период колебаний составлял около 1 ч, амплитуда – около половины амплитуды прилива.

Таким образом, в различных сейсмоактивных регионах мира незадолго до землетрясений неоднократно наблюдались аномальные возмущения наклонов земной поверхности в виде высокочастотных флуктуаций.

Известны случаи подобных колебаний и в поведении деформаций приповерхностного слоя земной коры. Так, за несколько часов до Датонгского землетрясения в Китае деформограф записал движения земной поверхности в виде короткопериодных флуктуаций. Аналогичными флуктуациями предварялись и наиболее сильные афтершоки этого землетрясения [*Yang*, 1992].

7.3.2. Электрическое сопротивление горных пород

Примеры высокочастотных флуктуаций кажущегося электрического сопротивления перед близкими землетрясениями на Гармском полигоне приведены на рис. 7.11. Хорошо видно, что за две-три недели до землетрясений начались возмущения временного ряда данных колебательного характера.

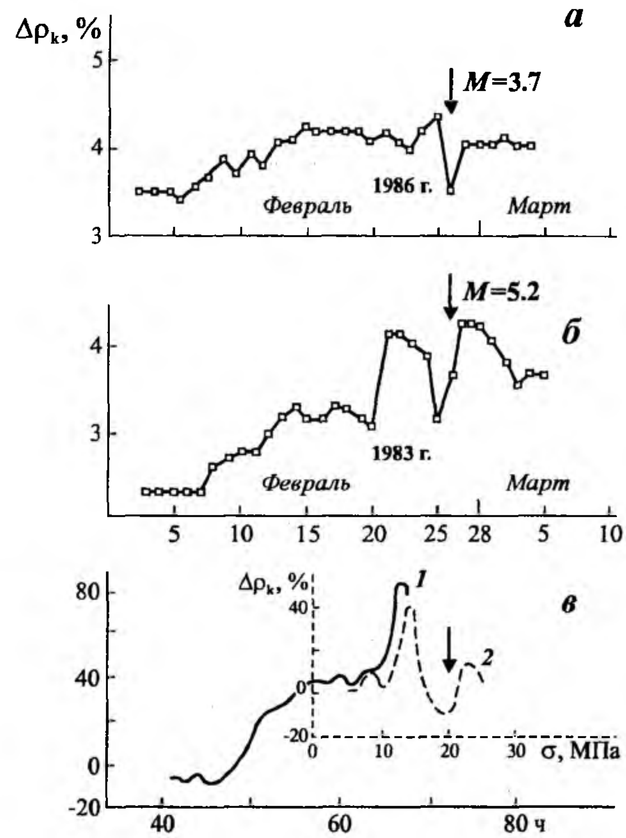


Рис. 7.11. Сопоставление вариаций кажущегося сопротивления на Гармском полигоне (*а*, *б*) с данными лабораторных экспериментов по разрушению образцов горных пород (*в*) [*Сидорин*, 1986, 1992]

Рис. 7.12. Пример флуктуаций электрического сопротивления горного массива перед землетрясением в Китае [*Zhao, Yang*, 1984]

Амплитуда этих возмущений во много раз превышает погрешность измерений и, возможно, зависит от силы землетрясения.

На этом же рисунке для сопоставления характера описанных изменений сопротивления с данными лабораторных экспериментов приведены результаты измерений электрического сопротивления непосредственно в зонах локализованного макроразрушения образцов, изготовленных из пирофиллита и бетона [*Пономарев*, 1984]. Качественное совпадение формы кривых по данным полевых наблюдений и лабораторных экспериментов позволяет предположить существование характерной формы изменений сопротивления непосредственно в очаговой зоне готовящегося разрушения [*Sidorin*, 1987]. Похожая форма аномалий электрического сопротивления горных массивов отмечена и в ряде других работ. Один из примеров приведен на рис. 7.12 [*Zhao, Yang*, 1984].

7.3.3. Электротеллурическое поле

По данным сети наблюдений в Греции перед сильными землетрясений обнаружены высокочастотные флуктуации электротеллурического поля с характерным временем около 24 ч [*Meyer*, 1985]. Отличительная особенность этих флуктуаций – экспоненциальное нарастание их амплитуды по мере приближения момента землетрясения. Пример таких флуктуаций приведен на рис. 7.13. Пунктирной линией показана функция $e^{\alpha t}$, описывающая изменения нарастающей амплитуды флуктуаций. Момент землетрясения с M=6.2, которое произошло 17 января 1983 г., отмечен стрелкой.

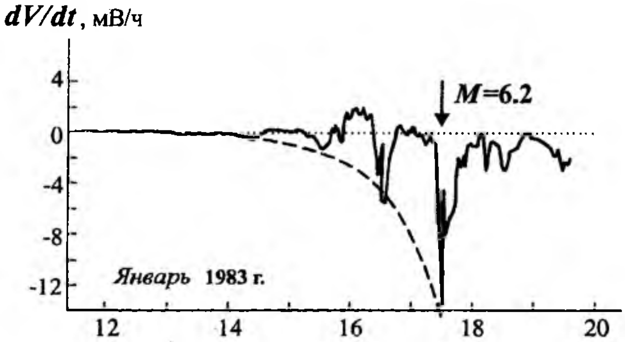


Рис. 7.13. Изменения производной вариаций электротеллурического поля dU/dt по компоненте С-Ю на станции Пиргос, Греция в период с 12 по 19 января 1983 г. [*Meyer*, 1985]

7.3.4. Возможная природа высокочастотных флуктуаций

Природа описанных флуктуаций может быть понята как результат возникновения относительно высокочастотных сейсмогравитационных колебаний, возникающих в реальной геофизической среде в момент ее перехода из одного состояния в другое (состояние переупаковки элементов среды) непосредственно перед “катастрофой” – сильным сейсмическим событием. Возникновение сейсмогравитационных колебаний непосредственно перед сильнейшими землетрясениями в масштабе всей Земли наблюдалось неоднократно [*Линьков и др.*, 1990; *Петрова, Осипов*, 1993]. Можно ожидать, что подобные явления происходят и в более мелком, локальном масштабе.

Сейсмогравитационные колебания, в свою очередь, могут вызывать колебательные процессы и в других геофизических полях. В частности, они рассматриваются в качестве возможной причины возникновения колебаний атмосферных слоев [*Шалимов*, 1992], увеличения за несколько суток до землетрясений изменчивости характеристик ионосферы [*Липеровский и др.*, 1992], возрастания энергии излучения ионосферы в диапазоне периодов от нескольких минут до 2 ч [*Торошелидзе, Фишкова*, 1988], модуляции интенсивности естественного электромагнитного поля с периодами 2–3 ч [*Белла и др.*, 1991].

По-видимому, описанные выше колебания наклонов земной поверхности также могут быть связаны с сейсмогравитационными пульсациями. Привлечь этот же механизм для объяснения приведенных в настоящей статье примеров квазипериодических вариаций электрических характеристик среды вряд ли удастся, хотя бы из-за их больших периодов. Не исключено, что причиной этих вариаций могут быть колебания уровня подземных вод, однако этот вопрос нуждается в проведении дополнительных исследований.

Итак, в ряде случаев сильные землетрясения предваряются возникновением относительно высокочастотных квазипериодических флуктуаций различных геофизических полей. В рамках представлений о детерминированном хаосе эти флуктуации могут пониматься как проявление потери устойчивости геофизической системой в связи с приближающейся “катастрофой”. Общей чертой неустойчивостей неравновесных динамических систем вблизи подобных критических точек является резкое возрастание флуктуаций как в самой системе, так и в ее внешних проявлениях. Тем самым возникает возможность краткосрочной диагностики приближающейся “катастрофы”.

По-видимому, подобные высокочастотные колебательные возмущения можно использовать в качестве критерия диагностики перехода геофизической среды в неустойчивое состояние. В связи с этим имеет смысл вести целенаправленный поиск таких возмущений и разрабатывать для этой цели специальные алгоритмы автоматизированной обработки временных рядов данных мониторинга.

7.4. Привлечение концепции детерминированного хаоса к интерпретации наблюдаемых вариаций

Нам представляется, что приведенные выше примеры свидетельствуют в пользу предпочтительности описания поведения во времени деформируемого объема сейсмогенной среды в терминах эволюции открытой неравновесной динамической системы взаимодействующих между собой отдельностей перед континуальной концепцией. При этом наблюдаемые флуктуации различных геофизических параметров из разряда случайных величин переходят в информативную составляющую временных реализаций параметров, характеризующих состояние контролируемой геофизической системы. Одновременное наблюдение резкого изменения режима флуктуаций различных параметров может пониматься в таком случае как локальная потеря устойчивости геофизической системой, или “катастрофа”.

Таким образом, обсуждавшиеся особенности поведения во времени контролируемых геофизических параметров можно понимать как результат “катастроф” при переходе геофизической системы из одного неустойчивого состояния в другое. В таком случае неустойчивость, неравновесность составляют неотъемлемое свойство геофизической среды, которая, по-видимому, является существенно более динамичной системой, чем было принято считать ранее. Классификация проявлений “катастроф” в поведении геофизических систем должна стать предметом дальнейших исследований.

Привлечение к описанию эволюции реальной геофизической среды активно разрабатываемых в математике представлений о поведении открытых неравновесных нелинейных динамических систем может оказаться более перспективным, чем традиционный детерминистский континуальный подход. И первый шаг в этом направлении, по нашему мнению, должен состоять в попытке количественного анализа наблюдаемой колебательной структуры временных реализаций различных геофизических полей с позиций представлений о детерминированном хаосе.

Глава 8

НЕОДНОЗНАЧНОСТЬ ИНТЕРПРЕТАЦИИ НАБЛЮДАЕМЫХ ВАРИАЦИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПРИМЕРЕ РАЗРУШИТЕЛЬНОГО ДЖИРГАТАЛЬСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

«Это снова галлюцинация
Или великая весть?»

Жан-Батист Тати-Лутар

Рассмотрим в свете изложенных представлений состояние проблемы прогноза землетрясений. Сложившаяся на сегодняшний день ситуация лучше всего может быть понята из анализа случаев наблюдений за поведением набора различных геофизических величин в пространственно-временной близости к моменту возникновения сильного землетрясения. К сожалению, одновременный мониторинг большого количества геофизических параметров на достаточно протяженном временном интервале до сих пор ограничен лишь единичными полигонами. Тем более уникальны случаи одновременных длительных наблюдений предыстории поведения широкого набора параметров перед катастрофическими землетрясениями.

Настоящий раздел работы посвящен анализу результатов комплексного геофизического мониторинга, осуществлявшегося на Гармском полигоне в период перед разрушительным Джиргатальским землетрясением 26 октября 1984 г. с магнитудой M=6.4 в Таджикистане. Эпицентр землетрясения пришелся на северо-восточную окраину Гармского геофизического полигона

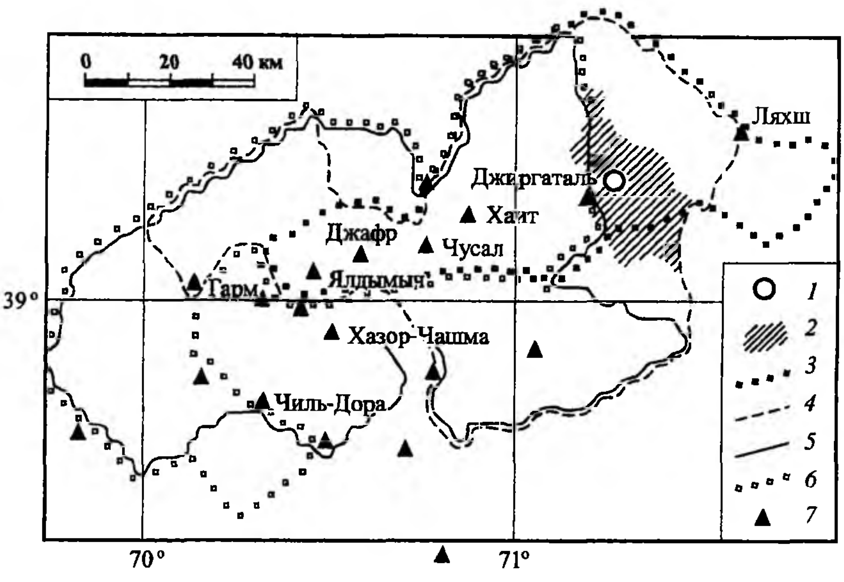


Рис. 8.1. Расположение наблюдательной сети и схема развития области сейсмического затишья перед катастрофическим Джиргатальским землетрясением 1984 г.

1 – эпицентр главного толчка; *2* – область афтершоков Джиргатальского землетрясения; *3-6* – контуры зоны сейсмического затишья согласно [*Нерсесов, Рулев*, 1986]: *3* – в 1977–1978 гг., *4* – в 1979–1980 гг.; *5* – в 1981–1982 гг.; *6* – в 1983–1984 гг.; *7* – пункты геофизических наблюдений

ИФЗ АН СССР [*Сидорин*, 1990а,б, 1991а], на котором на протяжении многих лет (35 лет непрерывных наблюдений) осуществлялся мониторинг обширного комплекса параметров практически во всех геофизических полях (рис. 8.1).

За время инструментальных наблюдений на Гармском полигоне Джиргатальское землетрясение 1984 г. оказалось сильнейшим сейсмическим событием.

Ранее уже сообщалось о наблюдении вариаций тех или иных геофизических параметров и их возможной связи с возникновением именно этого землетрясения [*Сидорин*, 1992; *Сидорин, Лукк*, 1996]. Здесь дается более полная сводка реализаций параметров, мониторинг которых осуществлялся на Гармском полигоне перед Джиргатальским землетрясением, и подробно обсуждается прогнозная значимость наблюденных вариаций.

8.1. Характеристика анализируемых параметров

Анализировался ряд чисел полностью представительных землетрясений с $K\geq7$ ($M\geq1.6$) по всему полигону, сглаженных 4-месячным временным окном со сдвигом на 1 мес, во временном интервале 1963–1985 гг. (кривая 1 на рис. 8.2). Приведенная реализация включает и афтершоковые последовательности землетрясений, так что здесь представлены все возникающие флуктуации сейсмической эмиссии.

Кривая 2 (рис. 8.2) демонстрирует флуктуации годовых чисел землетрясений средней силы с K=9÷10 (M=2.8÷3.4), которые использовались для представительной оценки развития в пространстве и времени зон сейсмического затишья [*Нерсесов, Рулев*, 1986]. С этой целью вся территория полигона была разбита на 23 элементарных участка по ряду дополнительных признаков. Уровень сейсмической активности выделенных участков был неодинаков. В целях сопоставимости оценок ряды нормировались на долговременные средние, оцененные по данным за 1962–1985 гг. Нормировка осуществлялась через коэффициент вариации сейсмичности δ_i [*Нерсесов, Рулев*, 1986]:

$$\delta_i = 2\sum_{n=0}^{n=N_i} P(n) - 1\ , \tag{8.1}$$

где N_i – фактическое количество чисел землетрясений с K=9÷10 в пределах элементарного участка на выбранном временном отрезке; $P(n)$ – вероятность наблюдения на этом отрезке ровно n событий в пуассоновском процессе, интенсивность которого равна долговременному среднему на данном элементарном участке. Коэффициенты δ_i изменяются в пределах от −1 до +1. При близости сейсмического режима к долговременному среднему δ_i=0.

Сейсмическое затишье характеризуется δ_i , близкими к −1, а в моменты резкой активизации сейсмической активности значения δ_i приближаются к +1. Зоны сейсмического затишья выделяются в том случае, когда несколько элементарных участков с отрицательными значениями $\delta_i \leq -0.6$ образовывали некоторую связную область. Количественной характеристикой сейсмического затишья в таком случае служит сумма $\Sigma\delta_i$ по всем элементарным участкам. Реализация значений $\Sigma\delta_i$, оцененных по двухлетним временным интервалам со сдвигом во времени на 1 год на временном отрезке 1963–1985 гг., приведена в виде кривой 3 (рис. 8.2).

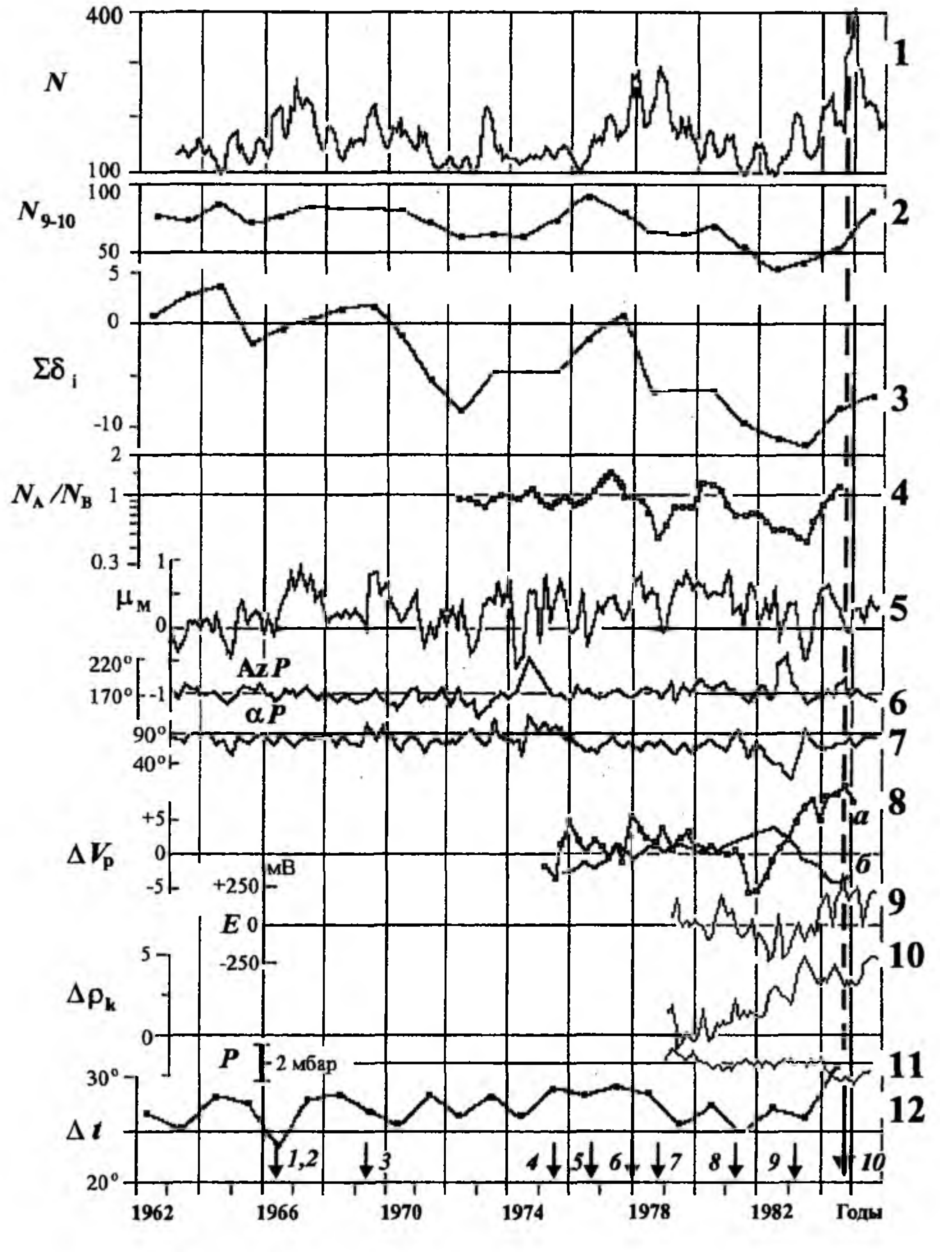


Рис. 8.2. Поведение различных геофизических параметров перед Джиргатальским землетрясением

1 – числа полностью представительных землетрясений с $K \geq 7$ для всего полигона [*Нерсесов, Рулев*, 1986]; 2 – числа землетрясений с K=9–10, там же; 3 – коэффициент вариации сейсмичности $\Sigma\delta_i$, там же; 4 – отношение N_A/N_B чисел землетрясений с различным типом подвижки в очаге; 5 – коэффициент Лоде-Надаи μ_M, характеризующий тип сейсмотектонической деформации; 6, 7 – азимут (AzP) и угол наклона (αP) оси главного сжатия тензора сейсмотектонической деформации; 8 – уклонения ΔV_p от долговременных средних значений скоростей продольных волн: *а* – для близмеридиональной сейсмической трассы на станцию “Джафр”, *б* – для близширотной сейсмической трассы на станцию “Ялдымич”; 9 – напряженность ΔU электротеллурического поля; 10 – электрическое сопротивление $\Delta\rho_K$; 11 – атмосферное давление (метеостанция “Гарм”); 12 – разность среднемесячных летних и зимних температур (метеостанция “Ляхш”). Черные стрелки *1-9* – моменты относительно сильных землетрясений с $M \cong 5$; большая черная стрелка *10* – момент катастрофического Джиргатальского землетрясения

Осуществлялся мониторинг напряженно-деформированного состояния, реконструируемого по совокупностям механизмов очагов многочисленных слабых ($K \geq 7$) землетрясений. Методика такой реконструкции подробно изложена в ряде публикаций, например в [*Лукк, Юнга*, 1979б, 1988а; *Юнга*, 1990]. Тензорные характеристики реконструируемого состояния среды описываются достаточно обширным набором параметров. Мы ограничимся рассмотрением реализаций μ_M, AzP и αP, характеризующих соответственно вид сейсмотектонической деформации и ориентацию оси главного сжатия P: ее азимут − AzP и угол с горизонтом αP. Напомним, что коэффициент μ_M может меняться в диапазоне значений $-1 \leq \mu_M \leq +1$. Значение $\mu_M = -1$ соответствует одноосному растяжению деформируемого материала сейсмогенного слоя земной коры вдоль оси главного растяжения T; при $\mu_M = 0$ деформирование осуществляется сдвигом по плоскости, делящей пополам прямой угол между главными осями P и T; $\mu_M = +1$ соответствует одноосному сжатию деформируемого материала в направлении оси P. Реализации параметров μ_M, AzP и αP в нашем случае оценивались для предварительно выделенной в [*Лукк, Юнга*, 1988б,в] относительно однородной по напряженно-деформированному состоянию области в северо-восточной части Гармского района. Именно эта область полигона оказалась ближайшей к месту возникновения Джиргатальского землетрясения. Параметры сейсмотектонической деформации этой области оценивались по 4-месячным временным интервалам со сдвигом во времени на 2 мес. На рис. 8.2 их реализации приведены на кривых 5−7.

Рассматривалась также такая характеристика, как отношение числа землетрясений N_A с подвижкой в очаге типа сдвига-надвига или сдвига-раздвига по наклоненной под средними углами к горизонту плоскости сместителя к числу землетрясений N_B с подвижкой типа взброса или сброса по близвертикальной плоскости сместителя в пределах всего Гармского района (кривая 4, рис. 8.2). Впервые эта характеристика была использована в работе [*Лукк, Леонова*, 1978]. В условиях преобладания в Гармском районе одноосного близгоризонтального сжатия в направлении ~140° [*Лукк, Юнга*, 1979б, 1988б,в] подвижки типа N_A наряду с неиспользуемыми здесь чисто сдвиговыми и надвиговыми подвижками наиболее адекватно отражают тип обобщенно-плоской сейсмотектонической деформации плоского сейсмогенного слоя земной коры рассматриваемого района. В то же время подвижки типа N_B характеризуют перерезывающие этот слой деформации, в целом не характерные для исследуемого региона. Относительное увеличение числа землетрясений с такими подвижками в очагах свидетельствует о локальном нарушении режима обобщенно-плоского деформирования, характерного для длительных временных интервалов.

Использовались результаты мониторинга скоростей сейсмических волн вдоль фиксированных сейсмических трасс на пути распространения упругих колебаний от различных компактных групп гипоцентров многочисленных землетрясений с $K \geq 6$ ($M \geq 1$) до регистрирующих станций [*Нерсесов, Попандопуло*, 1988]. Уместно отметить, что погрешность измерения времен пробега упругих волн на сейсмограммах регистрирующих станций составляла 0.05−0.1 с, а локализация очагов землетрясений осуществлялась со средней погрешностью 2−3 км по эпицентру и 3−5 км по глубине. Это позволило оценивать значения скоростей пробега сейсмических волн с погрешностью 2−3%.

Здесь в качестве примеров рассматриваются лишь реализации значений скоростей распространения продольных волн (V_p) на двух сейсмических трассах для станций “Ялдымич” и “Джафр”. В случае ст. “Ялдымич” контрольная эпицентральная выборка сейсмических излучателей располагалась приблизительно в 30 км к востоку-юго-востоку от нее, а в случае ст. “Джафр” – приблизительно в 15 км к югу от нее. Соответствующие реализации приведены в виде кривых 8,*а* и 8,*б* (рис. 8.2).

Кривая 9 (рис. 8.2) отражает результат сглаженных недельным окном длительных наблюдений за напряженностью ΔU естественного электротеллурического поля (ЭТП) на ст. “Хазор-Чашма”. Длина измерительной линии субширотного простирания составляла 500 м, электроды были свинцовые. Измерения проводились с помощью прецизионной цифровой аппаратуры, основу которой составлял цифровой ампервольтомметр типа ФЗО, имеющий класс точности 0.05/0.02 и обеспечивающий подавление помех параллельного вида с частотой сети не хуже 80 дБ [*Сидорин и др.*, 1983].

Наблюдения за вариациями ЭТП по другой методике осуществлялись на протяжении ряда лет в окрестности менее высотной ст. “Чусал”, расположенной на северном борту долины р.Сурхоб [*Сидорин*, 1990а,б]. Для измерений, выполнявшихся 1 раз в час, использовались датчики, которые обладали стабильным и высоковоспроизводимым собственным потенциалом. Полученные ряды сглаживались различными способами [*Соболев и др.*, 1975, *Сидорин*, 1991а]. На кривой 5 (рис. 8.3) отражены результаты оценок среднемесячных значений разности потенциалов ΔU ЭТП на двух параллельных измерительных линиях меридионального простирания. Длина измерительных линий составляла 150-200 м, расстояние между ними 200 м.

Кривая 10 (рис. 8.2) отражает результат мониторинга величин электрического сопротивления $\rho_к$. Зондирование выполнялось на ст. “Хазор-Чашма” с использованием четырехточечной установки. Длина питающей линии составляла 3 км, приемной – 500 м [*Осташевский, Сидорин*, 1990]. Кажущееся сопротивление $\rho_к$ измерялось на постоянном токе 1–2 раза в сутки сериями из 3–5 единичных измерений. На рис. 8.2 приведены сглаженные недельным окном значения $\rho_к$. Отметим, что при величине постоянного тока ±10 А погрешность измерения среднесуточных значений $\rho_к$ составляла 0.1–0.2 % [*Сидорин*, 1986].

На нескольких станциях Гармского полигона в течение многих лет осуществлялся также мониторинг локальных деформаций и наклонов земной поверхности. Измерения проводились штанговыми кварцевыми деформометрами с базами 18–26 м и маятниковыми наклономерами системы А.Е.Островского, установленными в штольнях на глубинах 50–120 м от дневной поверхности и удаленными на 40–100 м от входа в штольню [*Латынина, Кармалеева*, 1978; *Нерсесов и др.*, 1983]. Измерялись компоненты деформаций и наклонов в направлениях С–Ю и В–З. По двум компонентам оценивалась “объемная” деформация ε плоского слоя [*Нерсесов и др.*, 1991а]:

$$\varepsilon = \frac{1-2\nu}{1-\nu}\,(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})\,, \tag{8.2}$$

где ε_{xx} и ε_{yy} – компоненты тензора деформаций в плоскости измерений; ν – коэффициент Пуассона. Сглаженные месячные значения деформации ε, измеренной на станциях "Чусал" (кривая 1) и "Чиль-Дора" (кривая 2) показаны на рис. 8.3. Сглаживание осуществлялось с помощью фильтра, основанного на методе наименьших квадратов. Для этого ряд среднемесячных значений деформации аппроксимировался полиномом степени $n \geq 2$, коэффициенты которого вычислялись методом наименьших квадратов с минимизацией дисперсии между исходным и расчетным рядами. Окончательная степень аппроксимирующего полинома выбиралась по критерию минимума дисперсии [*Хемминг*, 1980].

Регистрируемые наклоны дневной поверхности характеризуют поворот площадки измерений относительно горизонта за конкретный период времени. Направление наклона и его скорость полностью описывают измеряемую векторную величину наклона. Здесь рассмотрены лишь изменения во времени азимута вектора наклона $\Delta\varphi$ относительно долговременного среднего, оцениваемого за весь период наблюдений. На рис. 8.3 приведены месячные значения $\Delta\varphi$, измеренные на станциях "Чусал" (кривая 3) и "Чиль-Дора" (кривая 4), сглаженные тем же способом, как описано выше.

На полигоне осуществлялись непрерывные стационарные измерения уровня воды в скважинах глубиной до 400 м и с урезом воды на отметках 20-60 м от дневной поверхности. Для измерения использовались поплавковые уровнемеры с непрерывной записью данных на диаграммную ленту с разрешающей способностью ±1 мм по положению уровня воды и с временной разверткой 24 мм/сут [*Нерсесов и др.*, 1991а,б]. На рис. 8.3, кривые 6,*а* и 6,*б*, приведены сглаженные и отфильтрованные от сезонных колебаний среднесуточные значения уровня воды в скважинах в окрестности ст. "Хаит" и "Гарм" соответственно. Сглаживание и фильтрация осуществлялись с помощью описанного выше фильтра.

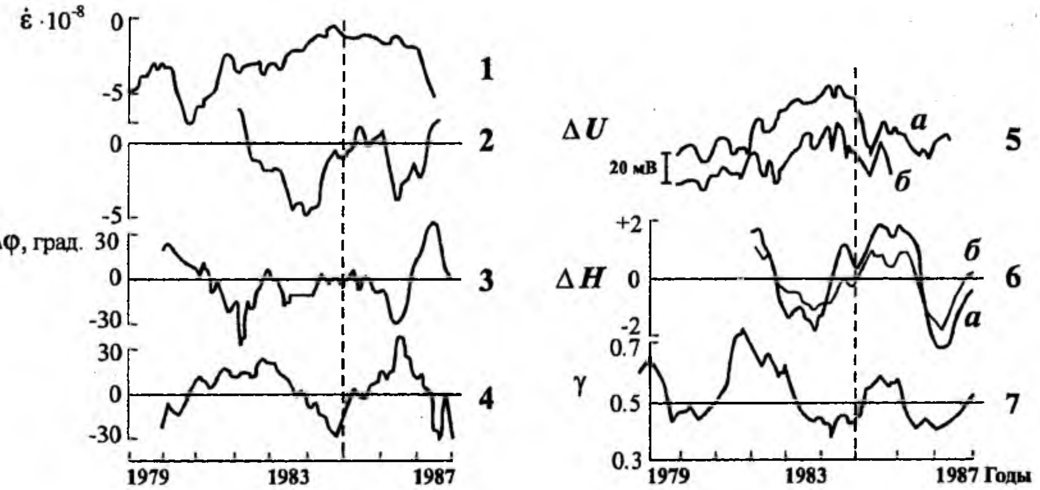


Рис. 8.3. Длиннопериодные вариации ряда геофизических параметров на отрезке времени 1979–1987 гг.

1, 2 – месячные значения "объемной" деформации: 1 - ст. "Чусал", 2 – ст. "Чиль-Дора"; 3, 4 – уклонения азимута вектора наклона дневной поверхности: 3 – ст. "Чусал", 4 – ст. "Чиль-Дора"; 5 – разности потенциалов ΔU электротеллурического поля по данным ст. "Чусал" на двух измерительных линиях длиной 200 м, ориентированных в близмеридиональном направлении; 6 – уровень воды (м) в скважинах (в окрестности: *а* – ст. "Хаит", *б* – ст. "Гарм"); 7 – величина наклона графика повторяемости

Оценивалась величина наклона γ графика повторяемости слабых землетрясений, характеризующего распределение чисел землетрясений по энергии (энергетический класс K и энергия землетрясения, измеренная в джоулях, связаны соотношением K=lg$E$) и представляющего собой прямую линию в соответствующем логарифмическом масштабе. Оценка параметра γ выполнялась для пространственной выборки с размерами 25 км по широте и 50 км по долготе в наиболее сейсмичной центральной части Гармского района. В силу высокой плотности сейсмических наблюдений и полного окружения этой пространственной выборки сейсмическими станциями, на которых сейсмические сигналы регистрировались со средним увеличением записывающей аппаратуры 40–50 тыс., слабые землетрясения в этой части Гармского полигона идентифицировались практически без пропусков, начиная с энергетического класса K=6 (M=0). Это обстоятельство увеличивает надежность определения величины γ, оценивавшейся по скользящим полугодовым временным интервалам в виде [*Завьялов*, 1984]:

$$\gamma = \lg\left[1+\frac{N_\Sigma}{\sum_{n=0}^{\infty} n\cdot N(K_{\min}+n)}\right], \tag{8.3}$$

где N_Σ – суммарное число землетрясений всех энергетических классов в диапазоне от K_{min} (в нашем случае K_{min}=6) до K_{max}; $N(K_{min}+n)$ – число землетрясений энергетического класса $K_{min}+n$, n=0, 1, 2,... Временной ряд оценок величины γ на отрезке 1979–1987 гг. приведен в виде кривой 7 на рис. 8.3.

И наконец, кривые 11 и 12 на рис. 8.2 отражают результаты долговременных наблюдений за атмосферным давлением и температурой воздуха на метеостанциях “Гарм” и “Ляхш”, расположенных по разные стороны от эпицентра Джиргатальского землетрясения. Кривая 11 построена по среднемесячным данным о величине атмосферного давления, из которых с помощью вышеупомянутого фильтра отфильтрована сезонная составляющая вариаций. Кривая 12 отражает вариации ежегодных разностей среднемесячных температур летних (июнь–август) и зимних (январь–февраль) месяцев.

8.2. Вариации контролируемых параметров в пространственно-временной окрестности Джиргатальского землетрясения

Обратимся к анализу экспериментальных данных, представленных на рис. 8.2 и рис. 8.3. В каждом конкретном случае обсудим формальную возможность выявления “аномалии” в поведении данного параметра, которую можно было бы рассматривать в качестве одного из предвестников разрушительного Джиргатальского землетрясения 26 октября 1984 г. (M=6.4).

В первую очередь отметим, что уровень сейсмической эмиссии по слабым землетрясениям (с K≥7) Гармского района (кривая 1, рис. 8.2) не остается постоянным. Удается наблюдать достаточно хорошо выраженные колебания уровня сейсмической эмиссии в 2 раза. При этом следует заметить, что ситуация существенно не меняется, если из приведенных данных исключить афтершоки землетрясений с M=5–5.5. На обсуждаемой кривой 1 на рис. 8.2 наблюдаются два глубоких минимума чисел землетрясений, приходящиеся на конец 1973 г. – первую половину 1976 г. и на 1980–1982 гг. В какой-то мере этим минимумам можно поставить в соответствие уменьшение чисел землетрясений средней силы с K=9÷10 (кривая 2, рис. 8.2) в 1972–1974 гг. и в 1982–1984 гг. Но вместе с тем первое из них несколько опережает по времени соответствующий минимум активности более слабых толчков (преобладающих по численности в реализации 1 на рис. 8.2), а второе – сопутствует таковому.

Эти сдвиги, несомненно, должны отразиться на величине наклона графика повторяемости γ. И действительно, в центральной части Гармского района наблюдались такие колебания в величине γ (рис. 8.3, кривая 7). К их обсуждению мы вернемся несколько позже. Сейчас отметим лишь наличие ярко выраженной отрицательной "бухты" в реализации величины γ в 1983–1984 гг., предшествовавшей моменту возникновения Джиргатальского землетрясения.

Ход кривой суммы *коэффициентов вариации сейсмичности* $\Sigma\delta_i$ (кривая 3, рис. 8.2) в целом соответствует кривой вариаций чисел землетрясений средней силы с K=9÷10, но в этом случае минимум величины $\Sigma\delta_i$ оказывается существенно более глубоким перед Джиргатальским землетрясением и формально может рассматриваться в качестве его "предвестника".

Наблюдаемому минимуму величины $\Sigma\delta_i$ соответствует появление связной области с большими отрицательными значениями коэффициента δ_i ($\delta_i \leq -0.6$) в нескольких элементарных ячейках. Ее можно назвать областью сейсмического затишья в соответствии с отмечавшимся выше дефицитом чисел землетрясений средней силы. Можно проследить за эволюцией во времени этой области перед Джиргатальским землетрясением.

С этой целью обратимся к рис. 8.1, где показаны контуры области сейсмического затишья для четырех последовательных двухлетних интервалов времени: 1977–1978, 1979–1980, 1981–1982 и 1983–1984 гг. Хорошо видно постепенное разрастание площади зоны сейсмического затишья на протяжении 1977–1982 гг. В последний двухлетний интервал времени, непосредственно перед Джиргатальским землетрясением, наметилось некоторое сокращение площади зоны сейсмического затишья. Отмечается также заметное смещение центра тяжести зоны затишья в направлении с востока на запад по мере приближения к моменту сейсмической катастрофы. Эпицентр катастрофы и ее афтершоковая область оказались за пределами зоны затишья как в момент ее максимального развития в 1981–1982 гг., так и непосредственно перед главным толчком в 1983–1984 гг.

Подобный характер эволюции во времени области сейсмического затишья и ее пространственное соотношение с эпицентром главного толчка Джиргатальского землетрясения и его афтершоковой зоной не позволяют указать признаки обнаружения наиболее вероятного места возникновения будущего сильного землетрясения. Да и само появление области дефицита землетрясений средней силы не является однозначным указателем приближающейся катастрофы. Так, уже обсуждавшийся аналогичный дефицит сейсмической активности в 1971–1974 гг. наблюдался на значительной площади, превышавшей по своим размерам площадь зоны сейсмического затишья в 1981–1982 гг., но сейсмической катастрофы за этим не последовало. И лишь с большой натяжкой можно считать область сейсмического дефицита

1971–1974 гг. связанной причинно-следственной связью с последовавшей в 1975–1978 гг. серией из 4-х землетрясений с $M \cong 5$.

Правда, нельзя также полностью исключить возможность наличия подобной связи между появлением обсуждаемой зоны дефицита землетрясений средней силы и возникновением 1 ноября 1978 г. сильнейшего землетрясения с $M \cong 7.2$ в Алайской долине приблизительно в 120 км к востоку от эпицентра Джиргатальского землетрясения. Тем более, что восточная граница области сейсмического затишья в 1971–1974 гг. выходила за пределы наблюдательной сети Гармского полигона. Впрочем, большой временной интервал между затишьем 1971–1974 гг. и Алайским землетрясением 1978 г. и неоднократная смена сейсмического режима в контролируемой области в этот период (затишье-активизация-затишье) делают и эту интерпретацию более чем спорной.

Перейдем к обсуждению поведения во времени реализаций параметров сейсмотектонической деформации, оцениваемых по совокупностям механизмов очагов слабых землетрясений.

Кривая 4 на рис. 8.2 характеризует временной ряд значений отношения чисел землетрясений с различным типом подвижки в очаге. Значения отношений N_A/N_B отложены в логарифмическом масштабе. В оценках этих величин каждый раз участвовало не менее 80 событий с той и другой стороны. Оказалось, что на достаточно протяженном временном интервале эти отношения довольно устойчивы и близки к 1. Отметим, что такая величина отношения N_A/N_B наблюдается при небольшой (не более 15–20%) доле землетрясений с нехарактерной в целом для Гармского района подвижкой в очаге типа взброса-сброса (N_B). В то же время число N_B землетрясений с нехарактерным типом подвижки в очаге заметно возрастает в 1978 г. и на рубеже 1982–1983 гг., что характеризуется наличием на кривой 4 двух отчетливых минимумов в эти периоды времени. При этом, если второй минимум отношения N_A/N_B по своему положению на временной оси в точности соответствует аналогичным минимумам на двух предыдущих кривых на рис. 8.2, то первый минимум не имеет аналогов.

Наличие второго синхронного с вариациями $N_{9\text{-}10}$ и $\Sigma\delta_i$ минимума величины N_A/N_B может быть формально принято как усиление приведенных выше рассуждений о возможности причинно-следственной связи наблюдаемых аномальных вариаций обсуждаемых параметров с возникновением Джиргатальского землетрясения. Но попытки увязать наблюдавшийся спад сейсмической активности в 1971–1975 гг. с приближением Алайской сейсмической катастрофы не находит такой поддержки в поведении во времени отношения N_A/N_B.

Можно, конечно, предполагать, что в проявлении предвестниковых признаков в геофизических полях перед двумя обсуждаемыми сейсмическими событиями возможны заметные различия. Так, например, согласно поведению отношения N_A/N_B можно допустить, что существует причинно-следственная связь между наблюдаемым относительным увеличением числа подвижек типа взброса и сброса в очагах слабых землетрясений и подготовкой Алайского землетрясения. Наблюдаемый в 1978 г. минимум величины этого отношения может быть понят как развитие перерезывающих плоский сейсмогенный слой деформаций, способствующих в конечном итоге его локальному разрушению в виде сейсмической катастрофы. Но перед Джиргатальским землетрясением условия сейсмотектонического деформирования, согласно поведению этой кривой, возвращаются к исходному состоянию, и, стало быть, надо предполагать, что процесс разрушения в очаге этого землетрясения осуществляется в иных условиях деформирования. Столь принципиальные различия в характере сейсмотектонической деформации сейсмогенного слоя земной коры Гармского района непосредственно перед двумя сопоставляемыми разрушительными землетрясениями затрудняют однозначную интерпретацию наблюдаемых "аномалий" в качестве предвестниковых явлений.

Эта неоднозначность усиливается с привлечением к рассмотрению реализаций параметров μ_M, AzP и αP, характеризующих эволюцию сейсмотектонической деформации относительно однородно деформируемой области в северо-восточной части Гармского полигона в непосредственной близости от места возникновения Джиргатальского землетрясения (кривые 5–7, рис. 8.2). Так, значения коэффициента μ_M, последовательно уменьшаясь в 1981–1983 гг., достигли отрицательных значений $\mu_M \cong -0.5$ в середине 1983 г. Именно в это время отмечались минимальные значения соответствующих величин на кривых 3 и 4 (рис. 8.2). Напомним, что, согласно [*Лукк, Юнга*, 1988б,в], долговременная сейсмотектоническая деформация этой области оценивается как сдвиговая, характеризующаяся близкими к нулю значениями коэффициента μ_M ($\mu_M \cong +0.2$) и устойчивой во времени близгоризонтальной ориентацией обеих главных осей P и T. В случае обсуждаемой "аномалии" в поведении коэффициента μ_M последовательное уменьшение его значений сопровождалось развитием ярко выраженной неустойчивости в ориентации оси главного сжатия P. Она приобрела необычное для этой области, да и для всего Гармского района в целом, близвертикальное положение (кривая 7, рис. 8.2), что отразилось и на соответствующем изменении ее азимута (кривая 6, рис. 8.2). Подобная ситуация может интерпретироваться как переход деформированного состояния к нехарактерному для данной области одноосному растяжению вдоль близгоризонтальной оси, ориентированной в азимуте ~260–270°. Поскольку в силу ограничений методики абсолютные значения компонент деформаций остаются неопределенными, подобное соотношение главных осей сейсмотектонической деформации может интерпретироваться одновременно и как увеличение роли двухосного или всестороннего сжатия в плоскости, нормальной к главной оси растяжения T. В этом случае деформация также будет характеризоваться удлинением материала земной коры вдоль близгоризонтальной оси растяжения T. В том и другом случаях вполне вероятно относительное увеличение числа сбросовых подвижек в очагах слабых землетрясений, которое может служить объяснением появления минимума на кривой N_A/N_B в это же время.

Вместе с тем аналогичное поведение величин μ_M, AzP и αP в 1974 г. не находит сколько-нибудь заметного отражения на ходе кривой N_A/N_B. С другой стороны, наблюдаемые "аномалии" в поведении этих величин в 1974 г. могут быть сопоставлены с соответствующими относительными понижениями чисел землетрясений и величины коэффициента сейсмического затишья на кривых 1–3.

Предваряли Джиргатальское землетрясение и заметные "аномалии" скоростей продольных волн (V_P) на ряде сейсмических трасс. Два примера таких аномалий приведены в виде кривых 8,*а* и 8,*б* на рис. 8.2. Примерно за полгода-год до момента Джиргатальского землетрясения уклонения значений ΔV_P от долговременных средних для обеих сейсмических трасс, оговоренных в предыдущем разделе, достигли 5% и даже более для близмеридиональной трассы на станцию "Джафр" (кривая 8,*а*). Эти изменения значимо превышают возможную ошибку измерений. Но сам характер этих бухтообразных изменений имеет противоположный знак на сопоставляемых кривых.

Можно пытаться интерпретировать наблюдаемые различия в поведении сопоставляемых бухтообразных аномалий V_P различиями в ориентации сейсмических трасс. Так, согласно вышеизложенным представлениям о характере сейсмотектонической деформации в северо-восточной части Гармского полигона, на юго-западной оконечности которой располагаются станции "Джафр" и "Ялдымич", близгоризонтальные оси главного сжатия и главного растяжения тензора сейсмотектонической деформации ориентированы соответственно в близмеридиональном и близширотном направлениях. В таком случае увеличение роли одноосного удлинения материала земной коры в близширотном направлении в этой части полигона в 1982–1983 гг. может в принципе служить основанием для объяснения столь различных изменений V_P по указанным направлениям перед Джиргатальским землетрясением. Уменьшение скорости продольных волн в широтном направлении (кривая 8,*б*, рис. 8.2) можно связать с предполагаемым разуплотнением материала земной коры в северо-восточной части полигона перед этим землетрясением в связи с изменением условий его деформирования. И наоборот, возможное увеличение всестороннего сжатия в близмеридиональном направлении приводит к уплотнению материала земной коры в этом направлении. Подобное уплотнение материала должно сопровождаться увеличением скорости продольных волн в нем, что мы и видим на кривой 8,*а* (рис. 8.2) перед Джиргатальским землетрясением. Подобная интерпретация, казалось бы, с несомненностью устанавливает предвестниковую роль наблюдаемых вариаций скоростей распространения сейсмических волн перед обсуждаемым землетрясением.

Вместе с тем не удавалось наблюдать сколько-нибудь заметных аналогичных изменений в величинах V_P на обсуждаемых трассах ни непосредственно перед катастрофическим Алайским землетрясением 1978 г., ни на протяжении 1974–1975 гг. во время развития столь же яркой аномалии в характере сейсмотектонической деформации северо-восточной части полигона, сколь и перед Джиргатальской катастрофой. Стало быть, мы не можем с уверенностью утверждать, что наблюдавшиеся изменения скорости продольных волн обусловлены предполагаемыми изменениями условий деформирования среды и рассматривать их в качестве одного из предвестников Джиргатальского землетрясения.

Перейдем к рассмотрению вариаций естественного электрического поля ΔU (ЭТП), представленных в виде кривой 9 (рис. 8.2). С 1979 по конец 1981 г. измеренные на ст. "Хазор-Чашма" значения ЭТП оказываются близкими к нулю. В конце 1981 г. они становятся отрицательными и продолжают в целом возрастать по абсолютной величине с некоторыми колебаниями относительно их длиннопериодного тренда вплоть до конца 1982 г. Затем рассматриваемый процесс начинает развиваться в обратном направлении, и в конце 1983 г. значения ЭТП снова становятся положительными, продолжая увеличиваться вплоть до момента Джиргатальского землетрясения. Затем наблюдается новый спад значений ЭТП на протяжении 1985 г. Таким образом, рассмотренная длиннопериодная составляющая изменений напряжения ЭТП представляет собой некую "бухту", начавшуюся в первой половине 1981 г. и закончившуюся к моменту Джиргатальского землетрясения.

Следующая кривая 10 (рис. 8.2) представляет собой временной ход изменений величины электрического сопротивления $\rho_к$. Здесь нет столь явной "бухты", как на предыдущей кривой, однако отмечается хорошо выраженная тенденция к росту $\rho_к$ начиная с конца 1980 г. вплоть до середины 1983 г. Затем рост замедляется и значения $\rho_к$ варьируют около некоторой средней величины, превышающей на 4–5% значения $\rho_к$ на рубеже 1979–1980 гг.

Аналогичное соотношение в характере взаимных изменений значений параметров ΔU и $\rho_к$ наблюдалось в лабораторных условиях вблизи зоны подготовки разрушения образца грейзена [*Кольцов и др.*, 1984]. Это соответствие между лабораторными и натурными наблюдениями может служить определенным аргументом в пользу гипотезы о тектонической природе зарегистрированных перед Джиргатальским землетрясением вариаций указанных параметров.

Наконец, рассмотрим вариации во времени перед Джиргатальским землетрясением таких величин, как атмосферное давление (кривая 11, рис. 8.0) и температура воздуха (кривая 12, рис. 8.2), наблюдавшихся на метеостанциях "Гарм" и "Ляхш" соответственно.

Долговременный ход атмосферного давления, отфильтрованный от сезонных колебаний, имеет отклонения от среднего значения в интервале 1979–1983 гг. не более 0.3–0.4 мБар. Вместе с тем с первых месяцев 1984 г. атмосферное давление стало направленно уменьшаться, и это уменьшение достигло к моменту землетрясения 0.9–1.0 мбар по сравнению с долговременным средним. Затем начинается возврат атмосферного давления к исходному состоянию, который продолжается в течение первых месяцев 1985 г. Таким образом, момент Джиргатальского землетрясения пришелся на минимум наблюдаемой бухтообразной аномалии в поведении атмосферного давления. Аналогичные бухтообразные изменения атмосферного давления перед Джиргатальским землетрясением наблюдались и на метеостанции "Ляхш".

Более длительная по времени бухтообразная аномалия наблюдалась в поведении разности Δt среднемесячных температур летних и зимних месяцев по данным метеостанции "Ляхш" начиная с 1979 г. вплоть до момента обсуждаемого сильного землетрясения. Правда, надежность ее выделения невысока за исключением резкого повышения Δt непосредственно перед сейсмическим толчком, превысившего границы 97%-ного доверительного интервала наблюдаемых вариаций относительно долговременного среднего на всем рассматриваемом временном интервале.

Затруднительно указать возможную природу связи наблюдаемых аномалий в поведении атмосферного давления и температуры с процессами в твердой Земле, предваряющими возникновение сейсмической катастрофы. Тем не менее мы не могли не упомянуть об этих аномалиях в связи с Джиргатальским землетрясением, поскольку уже имеется большое количество сообщений о наблюдении подобных эффектов перед другими сейсмическими катастрофами в разных регионах мира [*Сидорин*, 1992].

8.3. Интерпретация результатов мониторинга

Остановимся более подробно на обсуждении возможной неоднозначности интерпретации наблюдаемых длиннопериодных вариаций различных геофизических параметров, которые обычно пытаются связать с процессами в твердой Земле, развивающимися на стадии подготовки сейсмических катастроф. Выше некоторые из таких длиннопериодных вариаций интерпретировались как возможные предвестники Джиргатальского землетрясения. Обратимся с этой целью к рис. 8.3, где приведены наиболее яркие примеры длиннопериодных вариаций в инструментально измеряемых деформациях и наклонах дневной поверхности, разностях потенциалов электротеллурического поля, уровнях грунтовых вод и в величине наклона графика повторяемости.

Кривые 1 и 2 представляют собой сглаженные и отфильтрованные от сезонных и других высокочастотных колебаний реализации месячных значений "объемной" деформации, измеряемой на станциях "Чусал" и "Чиль-Дора". Известны попытки объяснить влиянием обсуждаемого землетрясения наблюдаемое многолетнее уменьшение скорости "объемной" деформации на ст. "Чусал" практически до нуля в середине 1984 г. и бухтообразную аномалию этой характеристики на ст. "Чиль-Дора" с 1982 по конец 1984 гг. [*Нерсесов и др.*, 1991а]. Но в таком случае, как объяснять наличие не менее значительных бухтообразных вариаций на реализациях ε в 1980–1981 гг. для ст. "Чусал" и в 1986 г. для ст. "Чиль-Дора"? Можно, конечно, в каждом конкретном случае пытаться увязывать появление бухтообразной аномалии с влиянием процессов подготовки какого-либо менее сильного, но более близкого к пункту регистрации землетрясения, как то отчасти и делалось в [*Нерсесов и др.*, 1991а]. Но используя подобный подход к интерпретации наблюдаемых длиннопериодных вариаций, мы никогда не сможем окончательно разобраться в их истинной природе.

Следуя далее рис. 8.3, рассмотрим длиннопериодные вариации азимута векторов наклонов дневной поверхности, измеренных на станциях "Чиль-Дора" и "Чусал". Они, как и вариации ежемесячных величин объемной деформации по ст. "Чиль-Дора" на предыдущей кривой, имеют заметно выраженный колебательный характер с периодом около 3–3.5 лет. Причем наблюдаемые вариации азимутов наклонов на сравниваемых реализациях осуществляются в противофазе. Следует указать, что долговременный тренд наклонов дневной поверхности существенно различается на сопоставляемых станциях. На ст. "Чусал" он развивается в южном близмеридиональном направлении, а на ст. "Чиль-Дора" – в западном субширотном направлении. В таком случае экстремальные значения вариаций азимутов наклонов следует интерпретировать как сближение направлений наклонов по обеим станциям в азимутальный сектор 120–140° на рубеже 1981–1982 гг. и в 1986 г. В начале 1980 г. и в середине 1987 г. дневная поверхность в окрестностях сопоставляемых станций, наоборот, наклоняется практически в противоположные стороны – на северо-восток для ст. "Чиль-Дора" и на юго-запад для ст. "Чусал".

Из-за ограниченной длины обсуждаемых временных рядов мы не можем надежно утверждать регулярный характер наблюдаемых длиннопериодных вариаций в скорости объемной деформации и наклонах дневной поверхности. Но это предположение может быть усилено привлечением к рассмотрению сглаженных и отфильтрованных от сезонных составляющих реализаций уровня воды в скважинах (кривые 6,*а* и 6,*б*, рис. 8.3). Как видим, та же 3–3.5-летняя периодичность колебаний прослеживается достаточно хорошо и в вариациях уровня грунтовых вод в этих двух далеко отстоящих друг от друга скважинах в окрестностях станций "Гарм" и "Хаит".

Не исключено, что эта квазипериодическая составляющая обусловила и хорошо выраженную "аномалию" разности потенциалов естественного электротеллурического поля, зарегистрированную на ст. "Чусал" (кривые 5,*а* и 5,*б*, рис. 8.3). Длительность наблюдаемой аномалии составляет как раз 3–3.5 г., и она хорошо согласуется с соответствующей аномалией наклонов дневной поверхности на ст. "Чусал" в интервале 1982–1986 гг. (кривая 4, рис. 8.3). Не исключено, что наблюдаемая аномалия объясняется перекосом ЭТП, возникающим в процессе изменения направления наклона дневной поверхности в месте измерения. Непосредственной причиной наблюдаемой аномалии ЭТП могут послужить механоэлектрические процессы, развивающиеся в зоне локального геологического контакта, который непосредственно пересекается измерительным диполем [*Пономарев и др.*, 1991].

Наиболее уверенно обсуждаемая 3–3.5-летняя периодичность в длиннопериодных вариациях геофизических параметров просматривается в сглаженных полугодовым окном вариациях наклона графика повторяемости (γ) для высокосейсмичной центральной части Гармского района (кривая 7, рис. 8.3). Наблюдаемые вариации γ удовлетворительно коррелируют с перекрывающимися участками кривых 2, 4, 6 на рис. 8.3.

Таким образом, интерпретация каждой наблюдаемой "бухты" в вариациях геофизических параметров в качестве возможного предвестника сильного землетрясения становится довольно проблематичной. Напротив, их обусловленность длиннопериодными квазирегулярными вариациями значений соответствующих геофизических параметров представляется вполне вероятной.

Возникает проблема выяснения степени регулярности этих наблюдаемых квазипериодических вариаций, а также их возможной природы. Первая часть проблемы может решаться лишь путем увеличения длительности анализируемых реализаций. Вторая часть состоит в разрешении альтернативы: имеют ли наблюдаемые длиннопериодные вариации локальную природу, обусловленную процессами в твердой Земле, развивающимися в пределах ограниченной территории на стадии подготовки сейсмической катастрофы, или же в их возникновении повинны региональные или даже глобальные (а возможно, и космические) причины. Разрешение этой альтернативы должно составить объект дальнейших исследований, связанных как с проблемой прогноза землетрясений, так и с проблемой геодинамики твердой Земли.

8.4. Перспективы выделения пространственно-временной упорядоченности в геофизических полях

Если реальную геофизическую среду понимать как открытую неравновесную диссипативную динамическую систему взаимодействующих между собой отдельностей, а сильное землетрясение – как потерю устойчивости, или "катастрофу" в ней, становится возможным понимание, на качественном уровне, эволюции такой системы в терминах концепции детерминированного хаоса. Тогда процессы в геофизической системе, приводящие к сильным землетрясениям, можно пытаться отождествлять с моментами упорядочения, самоорганизации на фоне хаоса в поведении неравновесной диссипативной динамической системы.

Далее возникает задача практического использования подобных представлений. Аналогичный опыт метеорологии говорит о том, что мало перспективны надежды подобрать подходящую математическую модель, адекватно отражающую поведение реальной геофизической системы (в данном конкретном случае – атмосферы). Многолетние попытки осуществить это как в области чистой теории, так и с помощью привлечения огромного экспериментального материала многолетних непрерывных наблюдений за поведением различных параметров атмосферы на различных горизонтах путем использования плотных сетей метеорологических станций, воздушных шаров-зондов, авиации, метеорологических ракет и космических спутников оказываются пока безуспешными. Свидетельство тому – малая эффективность долгосрочных прогнозов погоды.

Можно предположить, что причина этого кроется не только и не столько в неполноте решаемой системы уравнений, недостатке исходных данных или вычислительной мощности, сколько в принципиальной неадекватности подобного детерминированного подхода. Действительно, как принято считать, для подобных систем первоначально близкие траектории, даже замкнутые в ограниченном объеме фазового пространства, расходятся со временем по экспоненциальному закону. Лоренц назвал эту чувствительность к начальным условиям эффектом бабочки, взмах крыльев которой может кардинально сказаться на характере погоды спустя некоторое время [*Шустер*, 1988, с.14]. В результате даже небольшая погрешность задания начального состояния (точное знание которого в принципе невозможно) ведет к быстрому нарастанию неопределенности будущей эволюции системы.

В то же время более успешным оказался эмпирический подход к прогнозу погоды, основанный на выделении самоорганизующихся атмосферных структур в виде отдельных вихрей (циклонов) или же целых комплексов образований такого рода над определенными территориями ("кухнями" погоды). С эволюцией и перемещениями подобных упорядоченных вихрей, выделение которых существенным образом облегчилось в последние годы благодаря возможности использования фотографий атмосферы из космоса со спутников Земли, в основном и увязывают все прогнозируемые изменения погоды.

Надо заметить, что и в случае твердой Земли, несмотря на несовершенство существующих методик выделения подобных "аномальных" пространственно-временных структурных образований в различных геофизических полях, наиболее эффективными пока оказываются предвестники сильных землетрясений, основанные на выделении различных когерентных структур такого рода. Вместе с тем наглядность, полнота, да и глубина теоретического осмысления анализируемой информации в случае твердой Земли пока еще значительно уступают уровню, достигнутому в метеорологии. С другой стороны, и сама связь между появлением упорядоченных пространственно-временных структур в геофизических полях и возникновением сильных землетрясений, представляющих, в отличие от погоды, сравнительно редкие, "разовые" явления, возможно, не столь однозначна, как в случае атмосферных образований. Очевидно, все указанные факторы и обусловливают несопоставимо низкую даже по сравнению с метеорологией эффективность текущего прогноза землетрясений, что мы и попытались показать на примере Джиргатальского землетрясения.

Глава 9

САМООРГАНИЗАЦИЯ И ЭНТРОПИЯ: ДВЕ ТЕНДЕНЦИИ ЭВОЛЮЦИИ?

«Мудрец не скажет: все мне в мире ясно,
Мы новое познать еще не властны.
Напиток знанья терпкий и прекрасный...
Тянусь рукой... Как рот смочу, – не знаю.»

Махтумкули

9.1. "Самоорганизация" и "энтропия" в эволюции природных систем

Выше приведены многочисленные примеры, показывающие, что детерминированный подход к описанию геофизической среды и протекающих в ней процессов не позволяет дать их адекватное описание, в то время как представления о присутствии элементов хаотизации открывают возможности новых подходов к решению этой проблемы. Сознавая, что накопленный эмпирический материал и степень его осмысления недостаточны для однозначного решения вопроса о соотношении хаоса и порядка в природе, мы все же решили сделать попытку более широкого обобщения развитых в предыдущих главах представлений. Ниже высказаны некоторые, возможно небесспорные, замечания на эту тему как повод для дальнейшего обсуждения.

Еще со времен Гегеля известно, что содержание явления может быть раскрыто через его ограничение и отрицание. Если прибегнуть к "геометрической" терминологии, можно сказать, что одним из методов расширения сферы науки является введение новых "координатных осей" (типа холодное – горячее, быстрое – медленное), используя которые можно упорядочить познаваемые явления и включить их таким образом в сферу рационального знания. Как следует из азов диалектики, оба конца подобной оси равно важны и немыслимы один без другого, т.е. существует определенная симметрия, "равноправие" между ними.

Однако для некоторых из давно вошедших в научный арсенал понятий представление о противоположном не выглядит достаточно четким. По-видимому, подобные трудности имеют место для пары категорий *самоорганизация – энтропия* [*Николис, Пригожин*, 1990, с.80]. Действительно, по определению процесс возрастания энтропии однонаправлен. Отсюда обычно делается вывод о том, что противоположный процесс может реализоваться только в некоторых особых исключительных условиях.

Попробуем непредвзято отнестись к данному тезису. Однако прежде чем продолжить мысль, во избежание двусмысленностей необходимо договориться о терминологии. Постулируемая симметрия упомянутых категорий (энтропии и самоорганизации) будет рассматриваться нами прежде всего в контексте эволюционных процессов, т.е. закономерности роста уровня организации и возрастания энтропии будут пониматься как некоторые универсальные принципы запрета, накладывающие, подобно классическим законам сохранения, жесткие ограничения на возможные варианты эволюционного перехода сложных систем из одного состояния в другое. Тезис о том, что эти ограничения реализуются статистически (в отличие, например, от закона сохранения энергии), уже не может казаться “крамолой” после открытия законов квантовой механики. Таким образом, феномен самоорганизации будет пониматься нами весьма широко, хотя это и может показаться непривычным исследователям, анализирующим конкретные формы самоорганизации в различных предметных областях, такие, например, как ячейки Бенара и т.п.

Необходимость расширительного толкования понятия “самоорганизации” можно пояснить следующим образом.

Бесспорно, что при определенных внешних условиях некоторые достаточно простые системы (такие, например, как жидкость между двумя пластинами или набор магнитных доменов в веществе) могут “самопроизвольно” перестраиваться, т.е. переходить в новые, более упорядоченные состояния. Глубокая аналогия между самоорганизацией такого рода и фазовыми переходами показана Г.Хакеном [*Синергетика*, 1984]. Однако подобные процессы жестко детерминированы внешними условиями; вообще, их можно рассматривать как форму адаптации системы к изменившимся внешним условиям.

Закон возрастания энтропии (по крайней мере, в классической формулировке) относится, напротив, к изолированным системам. Трудно спорить с тем, что возможность описания неизолированных систем (например, путем учета энтропии, “поступающей” в систему извне) является уже некоторой “надстройкой”, определенным расширением исходного постулата.

В случае узкой трактовки феномена самоорганизации его сопоставление с феноменом энтропии оказывается некорректным, поскольку системы, для которых определены данные понятия, различны. Чтобы сопоставление (и противопоставление) стало возможным, мы должны изменить постановку задачи. Предлагаемый здесь подход, связанный с расширительным толкованием термина “самоорганизация”, как раз и отражает данное стремление. Итак, под самоорганизацией предлагается понимать наблюдающуюся в некоторых природных системах тенденцию к росту уровня организации (уровня упорядоченности) с течением времени. Естественно, что такой рост может наблюдаться только в эволюционирующих системах. Фактически феномен самоорганизации предлагается рассматривать как некоторый статистический закон, определяющий направления возможной эволюции системы. При этом обмен энергией и веществом с “внешним” миром перестает быть определяющим условием. Ниже сделана попытка показать, что при таком подходе закономерность самоорганизации может быть в определенном смысле противопоставлена закономерности роста энтропии, и очертить условия, при которых преобладает та или иная из них.

Как известно, закон возрастания энтропии представляет собой лаконичное описание огромной совокупности эмпирических фактов, относящихся к определенному классу явлений. Однако, как кажется, существует не менее обширный класс принципиально важных эмпирических результатов, которые можно в известном смысле противопоставить предыдущей общности. Характерно, что попытки очертить круг условий, в которых возможна самоорганизация (т.е. указать, в чем же именно заключается их “исключительность”, позволяющая преодолеть детерминизм второго начала термодинамики) до сих пор постоянно терпели крах, если только поставленные границы не были столь расплывчаты, что в них можно было “вписать” практически любое явление.

Вряд ли нужно доказывать, что по своему характеру закон самоорганизации материи (в том понимании, как описано выше) поистине универсален: от атомов и звезд до ноосферы – все подчиняется этому закону [*Щербаков*, 1990]. Как же совместить безусловные эмпирические факты, свидетельствующие о самопроизвольном возникновении сложных структур (например, биосферы), с "общепринимаемым" постулатом о стремлении материи к равновесию?

Обычно считается, что неравновесные системы (такие, например, как биосфера) возникают и существуют только при условии притока энергии извне [*Синергетика*, 1984; *Николис, Пригожин*, 1990, с.70]. Проверим, всегда ли это бесспорно, или же современные научные представления допускают неоднозначную трактовку данного постулата.

Первый пример: с одной стороны, как принято считать, Вселенная в целом формально удовлетворяет всем признакам замкнутой системы, с другой, – налицо чрезвычайно сложная структура, возникшая, согласно общепринятой концепции "Большого Взрыва", из первоначальной бесструктурной (о чем свидетельствует изотропность реликтового излучения) сингулярности: от метагалактик до планетных систем со всеми их подсистемами (включая биосферу) и беспредельно глубокими связями между элементами [*Шкловский*, 1965; *Чижевский*, 1973; *Владимирский*, 1994]!

Последние работы, связанные с исследованием самоподобных фрактальных структур [*Фракталы...*, 1988] показывают, что самоорганизация вещества, проявляющаяся в форме фрактального упорядочения первоначально однородной пространственной структуры, может происходить при весьма общих условиях. В частности, если попытаться смоделировать процесс расширения первоначально плотной и однородной системы (Вселенной), в которой отсутствуют какие-либо флуктуации плотности, то на некотором этапе приливно-гравитационные взаимодействия между телами неизбежно приведут к кластеризации вещества, результатом чего вполне может быть наблюдаемая картина пространственно неоднородной Вселенной [*Пьетронеро, Куперс*, 1988, с.461]. Полученный результат позволяет согласовать наблюдаемую изотропность реликтового излучения и данные о существовании высокоупорядоченной структуры крупномасштабного пространственного распределения материи во Вселенной, что проявляется в существовании групп–скоплений–сверхскоплений Галактик, причем фрактальная размерность кластеров в широком диапазоне масштабов равна 1/2 [*Луккин*, 1988, с.479].

Другой, более "локальный" пример системы, где без притока энергии извне происходит неспровоцированное пространственно-временное упорядочение (самоорганизация) – реакция Белоусова–Жаботинского.

Рассматривая Землю как планету, можно утверждать, что ее недра живут активной и далеко не беспорядочной жизнью. Достаточно указать на такие эндогенные процессы, как гравитационная дифференциация вещества, геомагнитное динамо, магматизм, тектоника плит, сейсмичность. Вряд ли можно считать, что все эти процессы в определяющей степени детерминируются внешними энергетическими причинными факторами (хотя управляющая, информационная роль таких воздействий может быть заметна). Очень интересны в этом плане рассуждения А.С.Щербакова [1990], рассмотревшего происходящие в литосфере процессы минералогенеза и установившего их глубокую аналогию с процессами межвидовой конкуренции, долгое время считавшимися специфичными исключительно для живой материи. С противоположных позиций, но к очень близким по духу выводам пришел и А.Г.Гамбурцев [1990, с.5, 294], рассмотревший некоторые формы пространственно-временной самоорганизации литосферы. Можно ли считать, что все эти процессы, каждому из которых свойственны определенные формы самоорганизации, полностью детерминируются единственно потоком поступающей в систему внешней энергии?

Принято считать, что некоторые подобные перечисленным выше процессы могут идти благодаря "запасенной" в системе энергии (в терминологии, принятой лет сто назад, – благодаря "плохому" выбору начальных условий). Но есть ли хоть одна сложная система, "запас" энергии в которой равнялся бы нулю? И с другой стороны, можно ли описать все богатство процессов самоорганизации в чисто энергетических терминах? Отсутствие явных успехов на этом пути, несмотря на усилия видных физиков и философов [*Бриллюэн*, 1960, 1966; *Пригожин*, 1985 и др.], говорит само за себя.

Попробуем по-иному взглянуть на условие "незамкнутости" систем, в которых может происходить самоорганизация. Не логичнее ли предположить, что необходимым условием, при котором только и возможно наблюдение (реализация) процессов самоорганизации, является условие продолжающейся эволюции этих систем, т.е. последовательного изменения их состояния, независимо от того, какими (внутренними или внешними) причинами эта эволюция вызвана? Действительно, если энтропия и самоорганизация проявляются как некие направляющие (ограничивающие) эволюцию факторы, то вне контекста эволюционных процессов говорить о них бессмысленно.

Формально можно выделить два типа эволюционирующих систем, в которых наблюдаются эффекты самоорганизации. К первому типу относятся сравнительно сложные, не обязательно изолированные системы, обладающие достаточным внутренним потенциалом для развития эволюционных процессов (биосфера, Земля как планета, Вселенная). Для таких систем изменение внешних условий не является определяющим фактором эволюции. Например, эволюционное развитие биосферы продолжается в течение почти двух миллиардов лет (и принимает все новые формы), несмотря на приблизительное постоянство внешних условий, таких, как светимость Солнца и др. Во втором случае эволюционный переход системы в новое состояние провоцируется исключительно изменением внешних условий и выглядит как адаптация к этим условиям (конвекция Бенара). Условность проведенной границы показывает следующий пример. Как известно, эволюция некоторой системы может быть спровоцирована путем особого приготовления начального состояния этой системы, затем система изолируется и дальнейшие процессы происходят без взаимодействия с окружающей средой (реакция Белоусова–Жаботинского). По аналогии немедленно напрашивается вопрос о том, кто же "приготовил" Вселенную (или предбиосферу), но его обсуждение, кажется, выходит за рамки не только науки, но и философии.

Традиционно считается, что наука лишь описывает механизмы природных явлений, а не объясняет их, т.е. отвечает на вопрос "Как?" в противовес вопросу "Почему?" (который один из известных физиков отнес к компетен

Как известно, наука описывает, а не объясняет механизмы природных явлений, отвечая на вопрос "Как?" в противовес вопросу "Почему?" (который один из известных физиков отнес к компетенции Господа Бога). Другими словами, в конфликтных ситуациях надежно установленные экспериментальные факты имеют приоритет перед теориями. Не следует ли из совокупности известных эмпирических фактов, что тенденция к самоорганизации есть фундаментальное свойство материи, не выводимое из других известных ее свойств, точно так же, как, например, законы статистической физики не выводятся из механики? Если отважиться на такое утверждение, следующим естественным шагом было бы полное и всеобъемлющее противопоставление процессов роста организации и возрастания энтропии. Фактически тем самым предлагается признать эмпирическое равноправие, или симметрию, двух упомянутых категорий. Если для философов в таком признании нет ничего удивительного, то в научной среде до сих пор настороженно относятся к подобному тезису. Не в последнюю очередь это связано с тем, что для энтропии известно строгое численное определение ($dS = dQ/T$), в то время как для самоорганизации пока нет общепризнанной подобной характеристики (см., например, [*Пригожин*, 1985; *Карери*, 1985]).

Попытаемся все же предположить, что нужная формула (обобщающая категории энтропии и самоорганизации) будет в конце концов найдена. В таком случае каждому состоянию произвольной физической системы можно будет поставить в соответствие некоторое значение этой обобщенной характеристики, что позволит упорядочить огромное множество явлений в рамках указанной координатной оси, "концами" которой являются состояния максимальной энтропии и максимальной организации. Соответственно, любой процесс будет характеризоваться, помимо прочего, изменением данной обобщенной характеристики. Как кажется, в случае признания действительного равноправия направлений этой оси многие процессы (феномены), труднообъяснимые в рамках "однонаправленной" (только в сторону роста энтропии) модели эволюции, находят свое естественное место.

Линией раздела между преобладанием одной из двух этих тенденций могло бы стать условие существования в системе обратных связей (В.А. Коломбет [1997] предпочитает термин "автокатализ"), реализующихся, в том числе, и через так называемые "информационные взаимодействия" [*Щербаков*, 1990]. В системе без обратных связей (условие центральной предельной теоремы) растет энтропия, возникают гладкие распределения, нормой являются "хаотические" процессы с белошумовым спектром. В системах с интенсивными обратными связями обычная интерпретация понятия "энтропия", как известно, неприменима [*Николис, Пригожин*, 1980, с.77]. В таких системах возрастают "дальние корреляции" [*Карери*, 1985, с.13-14], усиливается упорядоченность, преобладают детерминированные, например периодические, процессы.

9.2. Естественность промежуточных состояний природных систем

В природе любые крайние состояния встречаются относительно редко, т.е. представление о таких состояниях обычно является некоторой идеализацией. Если согласиться с тем, что большая часть природных феноменов должна занимать на предложенной оси не одно из крайних, а некоторые промежуточные положения, то многие казалось бы удивительные вещи начинают выглядеть как нечто вполне естественное.

Так, фликкер-шумовой характер спектра, промежуточный [*Дещеревский и др.*, 1995] между белошумовым спектром чисто случайных [*Корн, Корн*, 1984, с.599] процессов и дискретным (дельта-функция) у чисто периодических, следует понимать не как некую "экзотику", а как нормальное явление, отражающее промежуточное положение реальных систем на шкале интенсивности обратных связей. Этот тезис можно пояснить следующим образом. В системах с интенсивным взаимодействием между элементами (атомы, планетные системы; мера "интенсивности" – энергия взаимодействия) реализуются периодические (детерминированные) процессы с дискретным спектром. В системах, где такое взаимодействие отсутствует (идеальный газ), спектры различных характеристик выглядят как белый шум. Для получения фликкер-шума нужно ввести в систему ограниченное определенным образом взаимодействие между элементами системы. Эквивалентное описание можно дать в терминах "памяти" системы. В этом случае периодическому процессу соответствует бесконечно долгая "память"; белошумовому – отсутствие всякой "памяти"; фликкер-шум наблюдается в системах, способных постепенно (по степенному закону) "забывать" свое прошлое [*Дещеревский и др.*, 1995].

С высказанной позиции находит свое объяснение и известный феномен "макрофлуктуаций", впервые установленный в работах С.Э.Шноля с коллегами [1985; 1992]. Действительно, в свете представлений о двунаправленности природных процессов кажется совершенно непонятным, почему "негладкая" гистограмма всегда рассматривается как нечто необычное и даже сомнительное, в то время как "гладкая" – понятна без всякого объяснения. Как известно из курса физики, интенсивность флуктуаций в системе обратно пропорциональна корню из количества частиц в ней [*Яворский, Детлаф*, 1980, с.132]. При этом подразумевается, что все частицы независимы. Такое допущение, безусловно, верно для идеального газа, но не приемлемо для систем, где имеются многочисленные связи между элементами. Более того, известно [*Синергетика*, 1984; *Карери*,1985, с.71], что при некоторых не слишком экзотических условиях связи между элементами системы могут стать столь сильными, что единственная "флуктуация" охватит всю систему (фазовые переходы, лазер). В свете тезиса об естественности промежуточных состояний можно предположить, что в реальных системах, как правило, должно реализовываться нечто среднее между двумя указанными крайностями. В таком случае интенсивность флуктуаций будет существенно превосходить оценки, получаемые только на основе подсчета числа элементов системы. Внешне это может проявляться, например, в форме "негладких" гистограмм и тому подобных "макрофлуктуаций".

Встраиваются в обсуждаемую концепцию и весьма дискуссионные результаты С.Э.Шноля о сходстве гистограмм в процессах разной природы. Одним из проявлений принципа всеобщей самоорганизации материи в пространственно-временной области является глобальная синхронизация природных процессов в пределах Солнечной системы. Эта концепция, сформулированная А.М.Молчановым [1966] и затем развитая В.П.Козеловым [1972], получила недавно широкое экспериментальное обоснование в работе

Б.М.Владимирского с коллегами [1994]. В свете этой концепции неслучайность наблюдаемых гистограмм можно объяснить следующим образом. Хотя каждая такая гистограмма является результатом многих независимо действующих "причинных" факторов, их суперпозиция не приводит к априори ожидаемому хаосу (и гауссову распределению значений наблюдаемых величин), поскольку все или большинство причинных факторов коррелированы. Вследствие этого их воздействия, каждое из которых в отдельности может быть достаточно слабым, оказываются согласованы между собой, и на поверхности появляется то, что С.Э.Шноль и соавторы [1985] назвали "макрофлуктуацией". Данный пример показывает один из возможных конкретных механизмов реализации эффектов пространственно-временной самоорганизации.

9.3. "Двунаправленность" эволюционных процессов и феномен зарождения жизни

Одним из самых интересных природных феноменов, необъяснимых вне рамок представлений о двунаправленности эволюционных процессов, является феномен эволюции биосферы. Действительно, считается общепризнанным, что в своем развитии жизнь преодолела ряд "узких мест", называемых также "серыми пятнами эволюции", причем в каждый из этих моментов вероятность успешного наступления следующей фазы эволюционного развития была ничтожно мала. Обсуждению подобных аспектов эволюции был, в частности, посвящен недавний симпозиум в Пущино [*Дещеревский, Витязев*, 1995].

Наиболее известный пример такого "серого пятна" – момент зарождения жизни. Уже выполнены десятки, если не сотни работ, пытающихся смоделировать этот акт, подобрать наиболее благоприятные условия его реализации, и все равно вероятность спонтанного зарождения жизни даже при самых идеальных условиях оценивается как исчезающе малая. И тем не менее мы существуем! Как примирить это отрадное наблюдение с современной научной парадигмой?

На наш взгляд, анализ известных данных позволяет утверждать, что концепция "серых пятен" противоречит всему эмпирическому опыту. В свете идеи о двунаправленной динамике эволюционных процессов неправомерность подобных подсчетов вероятности следует уже из того, что все они базируются на неявно принимаемой гипотезе о том, что самопроизвольно могут протекать только процессы разрушения, усреднения, хаотизации. Разумеется, при такой посылке самопроизвольное зарождение сложно организованных материальных структур выглядит более чем удивительным. Напротив, в свете представлений о естественности самоорганизационных процессов последовательное усложнение структуры живой материи оказывается предопределенным, и вопрос может стоять только о выборе той или иной конкретной формы такого развития.

9.4. Практические следствия

Таким образом, в рамках представлений о двунаправленной динамике эволюционных процессов интерпретация упомянутых и многих иных эмпирических фактов, в том числе и "не вписывающихся" в обычные представлеческих фактов, в том числе и "не вписывающихся" в обычные представления, представляется весьма естественной и логичной. Однако любая претендующая на научность концепция должна быть проверяемой. С.Лем [1996] отмечал, что научная ценность гипотез, которые ни при каких условиях не могут быть опровергнуты, крайне сомнительна. Все до сих пор высказанные рассуждения имели чисто словесную форму. Это было неизбежно, поскольку делалась попытка охватить достаточно общие закономерности. Но можно привести и весьма конкретные следствия, проверка которых позволит отвергнуть всю конструкцию или же убедиться в ее согласии с эмпирикой. В частности, из высказанной концепции следует, что большинство природных процессов должны обладать спектром типа фликкер-шума (в противовес дискретному и белошумовому спектрам). Экспериментальное обоснование этой гипотезы по результатам анализа достаточно широкого набора временных реализаций различных параметров послужило бы серьезным аргументом в пользу более внимательного анализа высказанных здесь идей.

Другое следствие связано с видом распределений. Согласно высказанной концепции, чисто гауссовы распределения должны встречаться достаточно редко (не чаще, чем, например, дискретные), а более обычными должны быть распределения, заведомо отличающиеся от нормального. Это утверждение можно было бы проверить для различных систем, относительно которых у нас есть основания подозревать наличие (или, наоборот, отсутствие) "синхронизирующих" связей между элементами. В частности, можно было бы рассмотреть распределения масс астрономических объектов, элементарных частиц, средних (за последовательные интервалы времени) интенсивностей всевозможных шумов, потоков космических излучений и т.п.

Более конструктивное направление проверки и развития высказанной концепции может быть связано с конкретизацией понятия "самоорганизация", доведением его "до числа". В идеале надо сформулировать некоторый весьма общий закон, описывающий временную эволюцию произвольной системы в зависимости от уровня взаимодействия ее элементов. Как частные случаи из этого закона должны следовать правила возрастания энтропии и самоорганизации. Явная формулировка такого закона позволила бы проверить его на предмет соответствия всем известным эмпирическим фактам. В качестве начального шага можно было бы попробовать указать формальное "решающее" правило, позволяющее упорядочить любые известные процессы на вновь вводимой оси самоорганизация – энтропия и дать строгую численную меру такого упорядочения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многочисленные исследования последних лет в различных областях науки показали перспективность привлечения представлений о детерминированном хаосе для описания поведения неравновесных динамических систем. Эти представления в совокупности с развиваемой в геофизике моделью реальной среды в виде иерархической самоподобно структурированной (фрактальной) системы отдельностей (блоков) оказываются крайне полезными для понимания природы наблюдаемых вариаций геофизических полей. Именно это мы пытались показать в рамках настоящей работы.

Выполненный нами аналитический обзор заставляет признать, что для понимания эволюции различных природных процессов требуется привлечение представлений о фрактальности и детерминированном хаосе. В самых разнообразных областях науки и техники эти, казалось бы сугубо математические, теории позволяют преодолеть кризис классических представлений, в рамках которых невозможно объяснить такие явления, как турбулентность, фазовые переходы, термодинамическую самоорганизацию биохимических систем, различные проявления неустойчивости природных, технических, экологических и социальных систем, выражающиеся в катастрофах: коллапс звезд, непредсказуемое разрушение кристаллической решетки различных материалов, землетрясения, крупные стихийные бедствия, взрывное развитие популяций экологических видов, крахи финансовых систем, галопирование и разрушение тонкостенных конструкций под действием ветра, флаттер самолетов и т.д.

В геофизике подобный кризис проявляется особенно ярко на примере жизненно важной с практической точки зрения проблемы прогноза землетрясений. Суть кризиса в данном случае состоит в том, что все реально наблюдаемые временные реализации различных геофизических полей обладают ясно выраженной колебательной структурой, интерпретация которой сталкивается с непреодолимыми трудностями в рамках традиционной парадигмы, основанной на детерминистском подходе к изучению свойств реальной среды и развивающихся в ней процессов.

Попытки наметить пути преодоления этого кризиса и составили основу настоящей работы. В частности, весьма перспективным оказывается подход, основанный на идеях теории "катастроф". Признается, что безуспешные попытки рассмотрения большинства наблюдаемых вариаций в качестве "предвестников" сильных сейсмических событий могут найти альтернативное разрешение в терминах теории "катастроф".

Существенное продвижение в проблеме исследования строения геофизической среды обещает привлечение математического аппарата анализа фрактальных множеств. В работе изложены основы этого аппарата и показана перспективность его применения для описания пространственно-временной структуры акустической эмиссии при разрушении образцов горных пород в лабораторных условиях, а также пространственного структурирования сейсмичности и разрывной тектоники.

Оригинальный количественный анализ изменчивости корреляционной размерности модельного неоднородного фрактального множества показал, что при анализе фрактальной структуры необходимо обращать внимание на возможную неоднородность исследуемого множества. Выполненные на примере изучения пространственно-временной структуры акустической эмиссии расчеты параметра изменчивости корреляционной размерности дают основания считать, что этот параметр, позволяющий численно описать неоднородность фрактального множества, может использоваться для диагностики состояния среды и поиска критериев ее перехода в неустойчивое состояние.

В работе детально рассмотрена методология анализа фрактальных свойств временных рядов, показано, что исследование их спектров – эффективный инструмент такого анализа. Предложенный подход позволил установить единообразие спектральных свойств обширного массива разнородных экспериментальных реализаций, выявить фликкер-шумовую компоненту вариаций и исследовать ее свойства. Установлено, что эта компонента играет заметную, а иногда и определяющую роль практически во всех рассмотренных временных рядах. Присутствие фликкер-шумовой компоненты в колебательной структуре экспериментальных временных реализаций может рассматриваться как проявление детерминированного хаоса в динамике фрактальной геофизической системы.

В качестве наиболее предпочтительной модели такого хаоса принимается модель суперпозиции большого числа синусоид равной амплитуды со случайно распределенными периодами и фазами. "Причинные" факторы изменений наблюдаемых параметров в такой модели представляются суммой многих гармонических процессов, развивающихся в рассматриваемой среде. При этом из-за нелинейности отклика дискретной фрактальной среды относительно небольшое число квазисинусоидальных причинных воздействий может провоцировать возникновение широкого спектра колебаний на кратных частотах.

Определяющим свойством фликкер-шумового ряда является самоподобие статистических свойств вариаций на различных масштабах, указывающее на возможную их обусловленность самоподобными (фрактальными) свойствами геофизической среды. На наличие таких свойств прямо указывают результаты выполненного в работе исследования структуры поля сейсмотектонической деформации, реконструированного на основе многочисленных определений механизмов очагов землетрясений. Впервые установлено самоподобие сейсмотектонической деформации в широком диапазоне энергий (линейных размеров) сейсмических подвижек. Полученные результаты могут рассматриваться как свидетельство существования единого природного "механизма", управляющего накоплением, перераспределением и диссипацией упругой энергии тектонического процесса в широком диапазоне иерархических уровней подвижек. Такой "механизм", скорее всего, видится во фрактальном устройстве деформируемой реальной среды. Именно поэтому парадигма *детерминированного хаоса* оказывается наиболее привлекательной при исследовании колебательной структуры вариаций геофизических полей.

Нам представляется, что развиваемый в настоящей работе подход к изучению таких вариаций будет способствовать более глубокому пониманию протекающих в твердой Земле процессов.

ЛИТЕРАТУРА

Авсюк Ю.Н. Приливные силы и природные процессы. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 188 с.

Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика: Исследование зависимостей. М.: Финансы и статистика, 1985. 487 с.

Андерсон Т. Статистический анализ временных рядов. М.: Мир, 1976. 755 с.

Аптикаев С.Ф. Структура микромасштабного сейсмического поля: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1995. 178 с.

Асатрян Х.О., Соболев Г.А. Образование иерархической структуры разрывов при деформировании высокопластичного материала // Физика горных пород при высоких давлениях. М.: Наука, 1991. С.138–142.

Атлас временных вариаций природных процессов: Порядок и хаос в литосфере и других сферах / Отв. ред. А.В.Николаев, А.Г.Гамбурцев. М.: ОИФЗ РАН, 1994. 176 с.

Бак П., Чэн К. Самоорганизованная критичность // В мире науки. 1991. № 3. С.16–19.

Барсуков О.М. Солнечная активность и сейсмичность Земли // Геофизические поля Прикаспийского региона. Махачкала, 1984. № 2. С.123–130.

Белла Ф., Биаджи П.Ф., Деламоника Дж. и др. Наблюдения естественного электромагнитного излучения при умеренной сейсмической активности в Центральной Италии // Изв. РАН. 1991. № 11. С.57–60.

Белоусов В.В. Основы геотектоники. М.: Недра, 1975. 262 с.

Белоусов Т.П., Стаховский И.Р. Мультифрактальный анализ разломных кластеров из зоны сочленения Памира и Тянь-Шаня // Геофизические процессы в дискретной среде. М., 1993. С.49–61.

Бердыев А.А., Мухамедов В.А. Землетрясения – фликкер-шум? // Докл. АН СССР. 1987. Т.297, № 5.

Билби Б., Эшелби Дж. Дислокации и теория разрушения // Разрушение. М.: Мир, 1973. Т.1. С.112–203.

Бичем К.Д. Микропроцессы разрушения // Разрушение. М.: Мир, 1973. Т.1. С.265–375.

Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Вып.1, 2. М.: Мир, 1974. 405 с, 197 с.

Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М., 1960.

Бриллюэн Л. Научная неопределенность и информация. М., 1966.

Бурмакин А.В., Старшинин Д.А., Черниловский Ю.Ю. Карта полезных ископаемых СССР. Алтай-Гиссарская серия / Ред. Ю.А. Лихачев. М.: ГУГиК, 1965.

Вереда В.С. О характере современных тектонических движений земной коры в Донецком каменноугольном бассейне // Докл. АН СССР. 1974. Т.218, № 3. С.651–652.

Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1967. 436 с.

Владимирский Б.М., Нарманский В.Я., Темурьянц Н.А. Космические ритмы. Симферополь, 1994. 196 с.

Войцеховский А.И. Виновница земных бед. М.: Знание, 1990. 48 с.

Галаганов О.Н. Анализ деформографических и наклономерных наблюдений в сейсмоактивных районах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1987.

Гальперина А.А., Панова Е.Н., Чичасов Г.Н. Метеорологические факторы в диагнозе крупных землетрясений // Тр. Каз. регион. науч.-исслед. гидрометеорол. ин-та. 1992. № 111. С.157–183.

Гальперина А.А., Чичасов Г.Н. О метеорологических и геофизических условиях крупных землетрясений // Тр. Каз. регион. науч.-исслед. гидрометеорол. ин-та. 1992. № 111. С.183–191.

Гамбурцева Н.Г., Люкэ Е.И., Орешин С.И. и др. Периодические вариации динамических параметров сейсмических волн при просвечивании литосферы мощными взрывами // Докл. АН СССР. 1982. Т.266, № 6. С.1349–1353.

Гамбурцев А.Г., Александров С.И., Стародубровская С.П. и др. Сейсмический мониторинг земной коры. М.: ИФЗ АН СССР, 1986. 290 с.

Гамбурцев А.Г. Сейсмический мониторинг литосферы. М.: Наука, 1992. 200 с.

Гамбурцев А.Г. О периодических вариациях временных рядов при сейсмическом мониторинге земной коры // Докл. АН СССР. 1987. Т.297, № 1. С.64–67.

Гамбурцев А.Г. Сейсмический мониторинг земной коры: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1990.

Гарагаш И.А., Жантаев Ж.Ш. Влияние горного рельефа на распределение приливных напряжений в земной коре Северного Тянь-Шаня и связь с сейсмичностью // Геодезия–сейсмология: деформация и прогноз: Тез. докл. Междунар. симпоз. Ереван, 2–6 окт., 1989. М., 1989. С.61.

Гедакян Э.Г., Багдасарян Ю.Р. Выявление сейсмических затиший перед серией землетрясений на Джавахетском нагорье // Gerlands Beitr. Geophys. 1988. Vol.97, No 1. P.1–8.

Гейликман М.Б., Голубева Т.В., Писаренко В.Ф. Самоподобная иерархическая структура поля эпицентров землетрясений // Компьютерный анализ геофизических полей. М.: Наука, 1990. С.123–139. (Вычисл. сейсмология; Вып. 23).

Гейликман М.Б., Писаренко В.Ф. О самоподобии в геофизических явлениях // Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука, 1989. С.109–131.

Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир, 1973. 280 с.

Голубева Т.В., Гейликман М.Б., Писаренко В.Ф. Самоподобные фрактальные свойства сейсмичности // Математическое моделирование сейсмотектонических процессов в литосфере, ориентированное на проблему прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. С.24–31.

Гольдштейн Р.В., Осипенко Н.М. Иерархия структур при разрушении // Докл. РАН. 1992. Т.325, № 4. С.735–739.

Гольдштейн Р.В., Осипенко Н.М. Разрушение и формирование структуры // Докл. АН СССР. 1978. Т.240, № 4.

Гриднев Д.Г., Науменко-Бондаренко И.И., Сидорин А.Я. Аномальные изменения наклонов земной поверхности на Гармском геофизическом полигоне по данным кварцевых наклономеров // Докл. АН СССР. 1991. Т.320, № 1. С.74–77.

Гриднев Д.Г., Науменко-Бондаренко И.И., Тимофеев В.Ю., Сидорин А.Я. и др. Аномальные наклоны земной поверхности в Гарме и на Байкале перед близкими землетрясениями // Методика и результаты изучения пространственно-временных вариаций геофизических полей. Новосибирск, 1992. С.195–201.

Денисов А.И. Изучение и построение прогнозной карты современных вертикальных движений земной коры Криворожья: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Кривой Рог, 1987. 21 с.

Дещеревская Е.В., Дещеревский А.В., Удальцова Н.В., Коломбет В.А. Спектральный анализ макроскопических флуктуаций в экспериментальных временных рядах // Биофизика. 1995. Т.40, вып.5. С.1105–1107.

Дещеревский А.В. Фильтрация сезонных компонент вариаций геоэлектрических параметров на Гармском полигоне: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 200 с.

Дещеревский А.В., Витязев А.М. Белые пятна эволюции // Наука и технология в России. 1995. № 7 (13). С.30–31.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И. Аналитическая программа для исследования временных рядов // Федеральная система сейсмологических наблюдений и прогноза землетрясений: Инф.-анал. бюл. 1994а. № 3. С.32–35.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И. Система анализа и прогноза временных рядов для геофизических данных // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994б. С.129–134.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И. Тестирование методики оценки параметров фликкер-шума. М: ОИФЗ РАН, 1996. 12 с.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Сидорин А.Я. Алгоритмы фильтрации сезонных вариаций для геофизических временных рядов // Геофизические процессы в дискретной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1993. С.117–136.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Сидорин А.Я. Сезонные вариации кажущегося сопротивления на Гармском прогностическом полигоне // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994а. С.60–78.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Лукк А.А., Сидорин А.Я. Признаки фликкер-шумовой структуры во временных реализациях электрометрических параметров // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994б. С.5–17.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Сидорин А.Я. Линейность спектров несезонных компонент геофизических временных рядов // Докл. РАН. 1996а. Т. 346, № 6. С.815–818.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Сидорин А.Я. Некоторые алгоритмы фильтрации для геофизических временных рядов // Физика Земли. 1996б. № 2. С.56–67.

Дещеревский А.В., Журавлев В.И., Сидорин А.Я. Спектрально-временные особенности сезонных изменений кажущегося сопротивления // Физика Земли. 1997а (в печати).

Дещеревский А.В., Лукк А.А. Выделение регулярных составляющих во временных реализациях геофизических параметров методом разложения на негармонические компоненты // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994. С.18–36.

Дещеревский А.В., Лукк А.А., Сидорин А.Я. Фликкер-шум в структуре вариаций электрометрических параметров. М.: ОИФЗ РАН, 1995. 27 с.

Дещеревский А.В., Лукк А.А., Сидорин А.Я. Признаки фликкер-шумовой структуры во временных реализациях геофизических полей // Физика Земли. 1997б (в печати).

Дещеревский А.В., Сидорин А.Я. Фликкер-шум и регулярные составляющие в вариациях электротеллурического поля. М.: ОИФЗ РАН, 1996. 24 с.

Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971. Вып.1. 316 с.

Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1972. Вып.2. 397 с.

Динамическая структура сейсмического процесса. МГУ, 1991. 31 с.

Динариев О.Ю. Спектр флуктуаций в одной точно решаемой модели // Укр. физ. журн. 1990. Т.35, № 2. С. 306–309.

Дрейпер Н., Смит Г. Прикладной регрессионный анализ. М.: Финансы и статистика, 1986. 366 с.

Друмя А.В., Шебалин Н.В., Складнева Н.Н. и др. Карпатское землетрясение 1986 г. Кишинев: Штиинца, 1990. 335 с.

Жуков Л.В., Остапченко О.Е. Связь сейсмической активности с неравномерностью вращения Земли за период с IX.1955 г. по XII.1963 г. 1979. 18 с. Деп. в ВИНИТИ; № 859–80.

Журавлев В.И. Результаты спектрального анализа сейсмической активности Гармского района // Прогноз землетрясений. Душанбе: Дониш, 1982. С.409–423.

Завьялов А.Д. Наклон графика повторяемости как предвестник сильных землетрясений на Камчатке // Прогноз землетрясений. Душанбе: Дониш, 1984. № 5. С.173–184.

Запольский К.К. Измерения уровня и спектрального состава короткопериодных микросейсм // Тр. ИФЗ АН СССР. № 10 (177). Вып.3. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С.153–164.

Калашникова И.В., Магницкий В.А. Об унаследованном характере современных движений земной коры // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 10. С.13–20.

Карери Дж. Порядок и беспорядок в структуре материи. М.: Мир, 1985. 232 с.

Кей С.М., Марпл С.Л. Современные методы спектрального анализа: Обзор // ТИИЭР. 1981. Т.69, № 11.

Кейлис-Борок В.И., Кособоков В.Г. Периоды повышенной вероятности возникновения для сильнейших землетрясений мира // Математические методы в сейсмологии и геодинамике. М.: Наука, 1986. С.48–57.

Киракосян Х.В., Сидорин А.Я. Электротеллурические импульсы перед Спитакским землетрясением // Докл. РАН. 1995. Т.343, № 1. С.109–112.

Кобори С. Кометы и землетрясения // Jishin to yochi. 1981. Vol.8, No 2. P.5.

Козелов В.П. Геофизические исследования в зоне полярных сияний. Апатиты, 1972. С.128–139.

Козловский Д.А. О ритме вековых колебаний земной коры // Современные движения земной коры. Тарту, 1965. № 2. С.62–70.

Козырева Л.И., Сидорин А.Я. Длительность краткосрочных предвестников землетрясений // Комплексные исследования по прогнозу землетрясений. М.: Наука, 1991а. С.35–39.

Козырева Л.И., Сидорин А.Я. Закономерности изменений электрического сопротивления земной коры перед землетрясениями // Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991б. С.108–114.

Коломбет В.А. В поисках новой физики. Пущино: ИТЕБ РАН (на правах рукописи). 1997. 125 с.

Кольцов А.В., Пономарев А.В., Салов Б.Г. и др. Исследование подготовки и развития разрушения в образцах горных пород комплексом геофизических методов // Acta Geophys. Polonica. 1984. Vol.32, No 3. P.283–299.

Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1984. 831 с.

Кропоткин П.Н., Люстих А.Е. Сезонная периодичность землетрясений и принцип Ньютона–Маха // Докл. АН СССР. 1974. Т.217, № 5. С.1061–1064.

Курленя М.В., Опарин В.Н., Матасова Г.Г. и др. Эффект самоорганизации искусственных массивов с образованием ячеистых структур в виде пассивного ядра и активной несущей оболочки // Докл. РАН. 1992. Т.323, № 6. С.1072–1077.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.

Латынина Л.А., Кармалеева Р.М. Деформографические измерения. М.: Наука, 1978. 154 с.

Лем С. Мой роман с футурологией // Природа. 1996. № 8. С.90–96.

Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Осипов К.С. Сейсмогравитационные пульсации Земли и возмущения атмосферы как возможные предвестники сильных землетрясений // Докл. АН СССР. 1990. Т.313, № 5. С.1095–1098.

Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л. Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 304 с.

Ломакин В.В. Микропульсации земной коры и вопросы их изучения // Современные движения земной коры. Тарту, 1965. № 2. С.71–80.

Лукк А.А. Пространственно-временные последовательности слабых землетрясений Гармского района // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 2. С.25–37.

Лукк А.А. Анализ временных рядов параметров реконструируемого напряженно-деформированного состояния земной коры Гармского района // Комплексные исследования по прогнозу землетрясений. М.: Наука, 1991. С.51–69.

Лукк А.А. Возможные геофизические приложения теории детерминированного хаоса (Краткий аналитический обзор) // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994. С.98–114.

Лукк А.А., Леонова В.Г. Трещиноватость земной коры Гармского района по статистике механизмов очагов слабых землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 8. С.33–45.

Лукк А.А., Галаганов О.Н., Журавлев В.И. Волновые возмущения геофизических полей, наблюдаемые на Гармском полигоне в Таджикистане // Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука, 1994. С.55–75.

Лукк А.А., Журавлев В.И., Галаганов О.Н. Колебательная структура геофизических полей, регистрируемых на Гармском геофизическом полигоне // Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991. С.115–127.

Лукк А.А., Нерсесов И.Л. Вариации во времени различных параметров сейсмотектонического процесса // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 3. С.10–27.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Сезонная периодичность ориентации механизмов очагов и количества слабых землетрясений Гармского района // Докл. АН СССР. 1979а. Т.346, № 1. С.44–47.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Сейсмотектоническая деформация Гармского района // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979б. № 10. С.24–43.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Пространственно-временные проявления сейсмотектонической деформации Гармского района // Эксперим. сейсмология. М.: Наука, 1983. С.52–62.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Напряженно-деформированное состояние земной коры Гармского района. I. Общие вопросы, методика // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1988а. № 6. С.14–26.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Напряженно-деформированное состояние земной коры Гармского района. II. Результаты реконструкции // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1988б. № 7. С.10–23.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Геодинамика и напряженно-деформированное состояние литосферы Средней Азии. Душанбе: Дониш, 1988в. 234 с.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Фрактальность и напряженно-деформированное состояние земной коры Гармского района // Геология и геофизика. Душанбе: Дониш, 1989. № 2. С.259–276.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Волновые возмущения сейсмотектонических деформаций и напряжений, реконструируемых по механизмам очагов землетрясений Гармского района в Таджикистане // Геофизические процессы в дискретной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1993а. С.137–157.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Фрактальные свойства поля сейсмотектонических деформаций по данным о фокальных механизмах // Геофизические процессы в дискретной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1993б. С.30-48.

Лукк А.А., Юнга С.Л. Волновые возмущения в сейсмотектонических деформациях и напряжениях, реконструируемых по механизмам очагов землетрясений // Динамические процессы в геофизической среде. М.: Наука, 1994. С.21–39.

Лукк А.А., Юнга С.Л., Майсурадзе В.В. и др. Механизм очагов землетрясений, сейсмотектонические деформации и напряжения в литосфере Средней Азии и Казахстана // Землетрясения в СССР в 1986 году. М.: Наука, 1989. С.196–207.

Лукк А.А., Юнга С.Л., Шкляр Г.П. и др. Сейсмотектоническая деформация и напряженное состояние земной коры Средней Азии и Казахстана // Землетрясения Средней Азии и Казахстана в 1981 г. Душанбе: Дониш, 1983. С.118–135.

Лукк А.А., Юнга С.Л., Шкляр Г.П. и др. Сравнительный анализ напряженно-деформированного состояния земной коры различных районов Средней Азии // Землетрясения Средней Азии и Казахстана в 1982 г. Душанбе: Дониш, 1984. С.109–124.

Луккин Ф. Кластеризация во Вселенной // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С.446–453.

Лурсманашвили О.В., Гахокидзе Л.Д., Руда Л.Г. Спектр повторения сильных землетрясений мира и некоторых сейсмоактивных регионов Евразийского сейсмического пояса // Сообщ. АН ГССР. 1987. Т.126, № 2. С.321–323.

Лысенко В.Б., Писаренко В.Ф. Низкочастотная асимптотика спектра как характеристика нестационарности некоторых геофизических процессов // Геодинамика и прогноз землетрясений. М., 1994. С.45–57. (Вычисл. сейсмология; Вып. 26).

Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.

Мацкова В.А. Карта градиентов скорости современных вертикальных движений земной коры Европейской части СССР и исследования периодичности движений // Современные движения земной коры. Тарту, 1973. № 5. С.42–48.

Мещеряков Ю.А. Вековые движения земной коры: Некоторые итоги и задачи исследований // Современные движения земной коры. М.: Изд-во АН СССР, 1963. С.7–24.

Милованов А.В., Аванов Л.А., Застенкер Г.Н., Зеленый Л.М. Мультифрактальные свойства турбулентности солнечного ветра: теория и наблюдения // Космич. исслед. 1996. Т.34, №5. С.451-456.

Моги К. Предсказание землетрясений. М.: Мир, 1988. 382 с.

Молчанов А.М. Резонансы в многочастотных колебаниях // Докл. АН СССР. 1966. Т.168, № 2. С.284–287.

Мостеллер Ф., Тьюки Дж. Анализ данных и регрессия. М.: Финансы и статистика, 1982. Вып.1. 319 с.; Вып. 2. 239 с.

Нелинейные волны: Динамика и эволюция. М.: Наука, 1989. 398 с.

Нерсесов И.Л., Попандопуло Г.А. Пространственная неоднородность временных вариаций скоростных параметров в земной коре Гармского района // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1988. № 8. С.13–24.

Нерсесов И.Л., Рулев Б.Г. Динамика развития долговременных сейсмологических предвестников // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. № 1. С.39–51.

Нерсесов И.Л., Боканенко Л.И., Передерин В.П. Изучение деформационных процессов на Гармском полигоне // Экспериментальная сейсмология. М.: Наука, 1983. С.75–88.

Нерсесов И.Л., Галаганов О.Н., Журавлев В.И. и др. Закономерности временных изменений некоторых геофизических полей // Докл. АН СССР. 1986. Т.286, № 1. С.77–79.

Нерсесов И.Л., Галаганов О.Н., Передерин В.П., Боканенко Л.И. Долговременные вариации поля деформаций Гармского района и их связь с землетрясениями // Комплексные исследования по прогнозу землетрясений. М.: Наука, 1991а. С.166–180.

Нерсесов И.Л., Передерин В.П., Боканенко Л.И., Галаганов О.Н. Локальные деформации, наклоны земной поверхности и вариации уровня грунтовых вод на Гармском полигоне в 1981–1987 гг. // Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991б. С.164–181.

Нерсесов И.Л., Пономарев В.С., Тейтельбаум Ю.М. Эффект сейсмического затишья при больших землетрясениях // Исследования по физике землетрясений. М.: Наука, 1976. С.149–169.

Ни Ф. Возможный астрономический фактор для возникновения больших сейсмических событий // Acta Geophys. Sin. 1982. Vol.25, No 3. P.270–275.

Николаев А.В., Верещагина Г.М. Об инициировании землетрясений землетрясениями // Докл. АН СССР. 1991а. Т.318, № 2. С.320–324.

Николаев А.В., Верещагина Г.М. Об инициировании землетрясений подземными ядерными взрывами // Докл. АН СССР. 1991б. Т.319, № 2. С.333–336.

Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 510 с.

Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. М.: Мир, 1990. 342 с.

Николя А. Основы деформации горных пород. М.: Мир, 1992. 167 с.

Осипов А.И. Самоорганизация и хаос // Новое в жизни, науке, технике. Сер. физика. М.: Знание, 1986. № 7. 64 с.

Осташевский М.Г., Сидорин А.Я. Метод и результаты электрометрических наблюдений в сейсмоактивном районе // Докл. АН СССР. 1985. Т.282, № 2. С.295–299.

Осташевский М.Г., Сидорин А.Я. Аппаратура для динамической геоэлектрики. М.: ИФЗ АН СССР, 1990. 206 с.

Осташевский М.Г., Сидорин А.Я. Многофункциональная станция электрического зондирования и результаты ее использования // Комплексные исследования по прогнозу землетрясений. М.: Наука, 1991. С. 182–199.

Оцу Х. Мировые метеорологические аномалии и землетрясения // Jishin to yochi. 1980. Vol.7, No 9. P.7.

Пайтген Х.О., Рихтер П.Х. Красота фракталов: Образы комплексных динамических систем. М.: Мир, 1993. 176 с.

Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982. 382 с.

Петрова Л.Н., Осипов К.С. О сейсмогравитационных пульсациях и сейсмической активности Земли // Построение моделей развития сейсмического процесса и предвестников землетрясений. М.: ИФЗ РАН, 1993. Вып.1. С.71–75.

Погребников М.М., Комаровский Н.И., Копытенко Ю.А., Пушель А.П. О статистической связи сильных землетрясений с планетарной активностью геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т.24, № 2. С.339–340.

Пономарев А.В. Электрические явления при деформации и разрушении горных пород // Прогноз землетрясений. Москва; Душанбе: 1984. № 4. С.244–256.

Пономарев А.В. Изучение вариаций электрического состояния горных пород применительно к поискам предвестников землетрясений: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1987. 300 с.

Пономарев В.С., Тейтельбаум Ю.М. Динамические взаимодействия между очагами землетрясений // Региональные исследования сейсмического режима. Кишинев: Штиинца, 1974. С.79–92.

Пономарев А.В., Салов Б.Г., Завьялов А.Д., Ирисова Е.Л. Исследования вариаций электротеллурического поля // Комплексные исследования по прогнозу землетрясений. М.: Наука, 1991. С.199–207.

Попандопуло Г.А., Нерсесов И.Л. Некоторые результаты анализа 30-летних временных рядов скоростных параметров на Гармском полигоне // Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991. С.139–152.

Пригожин И.Р. От существующего к возникающему. М.: Наука, 1985. 327 с.

Пригожин И.Р., Стенгерс И. Порядок из хаоса: Новый диалог с природой. М.: Прогресс, 1986. 439 с.

Прозоров А.Г. Новый критерий проверки статистической значимости удаленного взаимодействия сильных землетрясений // Математическое моделирование сейсмотектонических процессов в литосфере, ориентированное на проблему прогноза землетрясений. М.: МИТП РАН, 1993. Вып.1. С.64–73.

Пьетронеро Л., Куперс Р. Стохастический подход к крупномасштабной кластеризации материи во Вселенной // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С.454–462.

Ривин Ю.Р. Циклы Земли и Солнца. М.: Наука, 1989. 165 с.

Рихтер В.Г. Об оценке метода повторного нивелирования при изучении современных тектонических движений // Бюл. МОИП. Отд. геол. 1957. Т.32, вып.2. С.105–120.

Росслер О. Хаос и турбулентность // Синергетика. М.: Мир, 1984. С.180–189.

Рулев Б.Г. Годовая периодичность в эмиссии микроземлетрясений и неравномерность вращения Земли // Землетрясения и процессы их подготовки. М.: Наука, 1991. С. 127–139.

Рыкунов Л.Н. Микросейсмы. Экспериментальные характеристики естественных микровибраций грунта в диапазоне периодов 0.07–8 с. М.: Наука, 1967. 86 с.

Рыкунов Л.Н., Смирнов В.Г., Старовойт Ю.О., Чубарова О.С. Об иерархическом характере сейсмической эмиссии // Докл. АН СССР. 1986. Т.288, № 1. С.81–85.

Рыкунов Л.Н., Смирнов В.Г., Старовойт Ю.О., Чубарова О.С. Самоподобие сейсмического излучения во времени // Докл. АН СССР. 1987. Т.297, № 6. С.1337–1341.

Садовский М.А. О естественной кусковатости горных пород // Докл. АН СССР. 1979. Т.247, № 4. С.829–831.

Садовский М.А. Автомодельность сейсмических процессов // Физические основы прогнозирования разрушения горных пород при землетрясениях: Материалы 2-й Всесоюз. школы-семинара, пос. Долинка, сент. 1985 г. М., 1987. С.6–12.

Садовский М.А. О значении и смысле дискретности в геофизике // Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука, 1989. С.5–14.

Садовский М.А., Писаренко В.Ф. Случайность и неустойчивость в геофизических процессах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1989. № 2. С.3–12.

Садовский М.А., Писаренко В.Ф. Сейсмический процесс в блоковой среде. М.: Наука, 1991. 96 с.

Садовский М.А., Голубева Т.В., Наркунская Г.С. и др. Структура геофизической среды и сейсмический процесс // Прогноз землетрясений. Душанбе: Дониш, 1986. № 6. С.323–336.

Садовский М.А., Голубева Т.В., Писаренко В.Ф., Шнирман М.Г. Характерные размеры горной породы и иерархические свойства сейсмичности // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984. № 2. С.3–15.

Садовский М.А., Лукк А.А., Сидорин А.Я., Сидорин И.А. Проблемы интерпретации временной структуры геофизических полей. М.: ИФЗ РАН, 1993. 100 с.

Садовский М.А., Писаренко В.Ф., Штейнберг В.В. О зависимости энергии землетрясения от объема сейсмического очага // Докл. АН СССР. 1983. Т.271, № 3. С.598–602.

Сидорин А.Я. Зависимость времени проявления предвестников землетрясений от эпицентрального расстояния // Докл. АН СССР. 1979. Т.245, № 4. С.825–828.

Сидорин А.Я. Зависимость величины аномальных деформаций земной коры от расстояния до эпицентра готовящегося землетрясения // Докл. АН СССР. 1980а. Т.250, № 3. С.599–602.

Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений северо-западной части Тихоокеанского сейсмического пояса // Вулканология и сейсмология. 1980б. № 4. С.88–98.

Сидорин А.Я. Результаты прецизионных наблюдений за вариациями кажущегося сопротивления на Гармском полигоне // Докл. АН СССР. 1986. Т.290, № 1. С.81–84.

Сидорин А.Я. О региональных различиях закономерностей проявления предвестников землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1987. № 2. С.84–87.

Сидорин А.Я. (ред.) Гармский геофизический полигон. М.: ИФЗ АН СССР, 1990а. 240 с.

Сидорин А.Я. (ред.) Режимные геофизические наблюдения. М.: ИФЗ АН СССР, 1990б. 240 с.

Сидорин А.Я. (ред.) Автоматизированная обработка данных на Гармском полигоне. М.: ИФЗ АН СССР, 1991а. 214 с.

Сидорин А.Я. Анализ деформаций земной коры в связи с землетрясениями // Комплексные исследования по прогнозу землетрясений. М.: Наука, 1991б. С.29–35.

Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 192 с.

Сидорин А.Я. Квазипериодические флуктуации геофизических полей при переходе среды в неустойчивое состояние // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994. С.79–90.

Сидорин А.Я., Журавлев В.И. Оценка размеров зон подготовки землетрясений по данным электрического зондирования // Моделирование предвестников землетрясений. М.: Наука, 1980. С.45–54.

Сидорин А.Я., Лукк А.А. Возможности и проблемы прогнозирования сейсмической катастрофы на примере разрушительного Джиргатальского землетрясения 1984 г. в Таджикистане // Физика Земли. 1996. № 3. С.53–64.

Сидорин А.Я., Осташевский М.Г. Методика прецизионного электрического зондирования для поиска предвестников землетрясений // Сейсм. приборы. Вып.25/26. М.: ОИФЗ РАН, 1996. С.189–211.

Сидорин И.А., Смирнов В.Б. Изменчивость корреляционной размерности за счет неоднородного фрактала (на примере аттрактора Лоренца) // Физика Земли. 1995. № 7. С.89–96.

Сидорин А.Я., Журавлев В.И., Осташевский М.Г. Комплексные электрометрические наблюдения на Гармском полигоне // Экспериментальная сейсмология. М.: Наука, 1983. С.149–162.

Сидорин И.А. Моделирование спектральных свойств фрактальной среды с помощью уравнения упругой струны // Геофизические процессы в дискретной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1993. С.19–29.

Сидорин И.А. Вариации структуры акустической эмиссии // Изучение природы вариаций геофизических полей. М.: ОИФЗ РАН, 1994. С.115–128.

Сидорин И.А., Смирнов В.Б. Определение корреляционной размерности неоднородного фрактала // Геофизические процессы в дискретной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1993. С.5–18.

Синай Я.Г., Шпильников Л.П. (ред.). Странные аттракторы. М.: Мир, 1981.

Славина Л.Б. Методика и некоторые результаты изучения параметра Vp/Vs по данным близких землетрясений фокальной зоны Камчатки // Исследования по физике землетрясений. М.: Наука, 1976. С.217–236.

Славина Л.Б., Мячкин В.В., Белянкин Г.А. Закономерности проявления во времени и пространстве кинематических предвестников землетрясений // Построение моделей развития сейсмического процесса и предвестников землетрясений. М.: ИФЗ РАН, 1993. Вып.1. С.131–138.

Смирнов В.А., Иванов-Ростовцев А.Г., Колотило Л.Г. Межблочная саморегуляция в иерархии структур земной коры (горные удары) // Докл. РАН. 1992. Т.323, № 4. С.664–666.

Смирнов В.Б. Фрактальные свойства сейсмичности Кавказа // Построение моделей развития сейсмического процесса и предвестников землетрясений. М.: ОИФЗ РАН, 1993. С.121–130.

Смирнов В.Б., Исполинова С.И. О дискретности энергетической структуры сейсмичности // Геофизические процессы в дискретной среде. М.: ОИФЗ РАН, 1993. С.62–65.

Смирнов В.Б., Люсина А.В. О временной структуре афтершоковых последовательностей (на примере Аляскинского и Камчатского землетрясений) // Вулканология и сейсмология. 1990. № 6. С.45–54.

Смирнов В.Б., Черепанцев А.С. Связь параметров высокочастотного сейсмического шума с динамикой геофизической среды // Вулканология и сейсмология. 1991. № 5. С.69–82.

Смирнов В.Б., Пономарев А.В, Завьялов А.Д. Структура акустического режима в образцах горных пород и сейсмический процесс // Физика Земли. 1995. № 1. С.38–58.

Смоэс М. Химические волны в колебательной системе Жаботинского. Переход от временной организации к пространственно-временной // Синергетика. М.: Мир, 1984. С.139–163.

Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М.: Наука, 1993. 313 с.

Соболев Г.А., Асатрян Х.О. Развитие иерархии разрывов при деформировании высокопластичного материала // Докл. АН СССР. 1990. Т.315, № 2. С.345–348.

Соболев Г.А., Богаевский В.Н., Лементуева Р.А. и др. Изучение механоэлектрических явлений в сейсмоактивном районе // Физика очага землетрясения. М.: Наука, 1975. С.184–195.

Степанов В.В. Морфологическая характеристика и количественная оценка палеодеформаций западной части внешней зоны Памиро-Кунь-Луня // Поля напряжений и деформаций в литосфере. М.: Наука, 1979. С.78–96.

Сытинский А.Д. Об одном солнечно-атмосферном эффекте во время сильных землетрясений // Докл. АН СССР. 1979. Т.245, № 6. С.1337–1340.

Сытинский А.Д. О зависимости глобальной и региональной сейсмичности Земли от фазы 11-летнего цикла солнечной активности // Докл. АН СССР. 1982. Т.265, № 6. С.1350–1353.

Тамразян Г.П. Склонение Луны в кульминациях и высвобождение энергии наисильнейших землетрясений Земли // Изв. АН АрмССР. Науки о Земле. 1979. Т.32, № 2. С.57–60.

Тимашев С.Ф. О термофлуктуационной природе фликкер-шума в твердых телах // Докл. РАН СССР. 1984. Т.279. С.1407–1410.

Тимашев С.Ф. Роль химических факторов в эволюции природных систем (химия и экология) // Успехи химии. 1991. Т.60, № 11. С.2292–2331.

Тимашев С.Ф. Интермиттанс в кинетике химических реакций в твердом теле // Журнал физической химии. 1992а. Т.66, № 3. С.846–850.

Тимашев С.Ф. Фликкер-шум и второе начало термодинамики // Журнал физической химии. 1992б. Т.66, № 4. С.1129–1132.

Тимашев С.Ф. О природе фликкер-шума // Журн. физ. химии. 1993а. Т.67, № 4. С.798–799.

Тимашев С.Ф. Принципы фликкер-шумовой спектроскопии // Журн. физ. химии. 1993б. Т.67, № 8. С.1755–1756.

Тимашев С.Ф. Физикохимия глобальных изменений в биосфере // Журн. физ. химии. 1993в. Т.67, № 1. С.160–165.

Тимашев С.Ф. Проявления макрофлуктуаций в динамике нелинейных систем // Журн. физ. химии. 1995а. Т.69, № 8. С.1349–1354.

Тимашев С.Ф. О природе универсальности закона Колмогорова-Обухова для развитой турбулентности // Журн. физ. химии. 1995б. Т.69, № 8. С.1499–1501.

Тимашев С.Ф. Физико-химические принципы глобальной экологии // Рос. хим. журн. 1996. Т.15, № 2. С.113–124.

Тимашев С.Ф. Фликкер-шум как индикатор стрелы времени // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. М.: Моск. науч.-техн. о-во радиотехники, электроники и связи им. А.С.Попова, 1997. С.5–30.

Тимашев С.Ф., Костюченко И.Г. Фликкер-шум в процессах солнечной активности. // Журн. физ. химии. 1995.

Тимашев С.Ф., Крученицкий Г.М., Костюченко И.Г. и др. Методология анализа временных рядов на основе теории детерминированного хаоса // Атлас временных вариаций природных антропогенных и социальных процессов. Т.2. Циклическая динамика в природе и обществе. 1997 (в печати).

Томпсон Дж.М.Т. Неустойчивости и катастрофы в науке и технике. М.: Мир, 1985. 254 с.

Торошелидзе Т.И., Фишкова Л.М. Анализ колебаний ночного излучения средней и верхней атмосферы, предшествующих землетрясениям // Докл. АН СССР. 1988. Т.302, № 2. С.313–316.

Трантер К.Дж. Интегральные преобразования в математической физике. М.: Гостехиздат, 1956. 204 с.

Тьюки Дж. Анализ результатов наблюдений. М.: Мир, 1981. 674 с.

Тяпкин К.Ф., Бондарчук А.Г. О годичной компоненте современных вертикальных движений земной коры // Геофиз. журн. 1983. Т.5, № 1. С.23–31.

Удальцова Н.В. Об отнесении макроскопических флуктуаций в водных растворах белков и других веществ к классу фликкер-шумов // Биофизика. 1982. Т.27. С.529–531.

Уломов В.И. Глобальная упорядоченность сейсмогеодинамических структур и некоторые аспекты сейсмического районирования и долгосрочного прогноза землетрясений // Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. М., 1993. Вып.1. С.24–44.

Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 260 с.

Федотов С.А. О сейсмическом цикле, возможности количественного сейсмического районирования и долгосрочном сейсмическом прогнозе // Сейсмическое районирование СССР. М.: Наука, 1968. С.121–150.

Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. 670 с.

Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В. Теория катастроф в сейсмологии: лучевой метод, узкополосная фильтрация, интерференция // Прогноз землетрясений. Душанбе: Дониш, 1988. № 10. С.137–153.

Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В., Чигарев Н.В. Хаос и самоорганизация сейсмотектонических процессов в структурах и слоях земной коры // Структурно-геоморфологические исследования проявления сейсмичности. М.: Наука, 1987. С.27–37.

Хакен Г. (ред.) Синергетика: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. М.: Мир, 1985. 248 с.

Хемминг Р.В. Цифровые фильтры. М.: Сов. радио, 1980. С.224.

Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. М.: Мысль, 1973. 350 с.

Шалимов С.Л. О влиянии длиннопериодных колебаний Земли на верхнюю атмосферу // Изв. РАН. Физика Земли. 1992. № 7. С.89–95.

Шкловский И.С. Вселенная. Жизнь. Разум. М.: Наука, 1965. 284 с.

Шноль С.Э., Намиот В.А., Хохлов Н.Б. и др. Дискретные спектры амплитуд (гистограммы) макроскопических флюктуаций в процессах различной природы: Препр. Пущино: ОНТИ НЦБИ АН СССР, 1985. 40 с.

Шноль С.Э., Удальцова Н.В., Коломбет В.А. и др. О закономерностях в дискретных распределениях результатов измерений // Биофизика. 1992. Т.37, вып.3. С.467–488.

Шустер Г. Детерминированный хаос. М.: Мир, 1988. 240 с.

Щербаков А.С. Самоорганизация материи в неживой природе. М.: Изд-во МГУ, 1990. 111 с.

Экман Ж.-П. Переход к турбулентности в диссипативных динамических системах // Синергетика. М.: Мир, 1984. С.190–219.

Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1980. 507 с.

Abe K., Kanamori H. Temporal variation of the activity of intermediate and deep focus earthquakes // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84B. P.3589–3595.

Aki K. A probabilistic synthesis of precursory phenomena // Earthquake prediction: An internal review. Manrice Ewing Ser, 1981/ Eds. D.W.Simpson, P.G.Richards. Washington (D.C.): AGU, 1981. Vol. 4. P.556–574.

Aki K. Asperities, barriers, characteristic earthquakes and strong motion prediction // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P.5867–5872.

Aviles C.A., Scholz C.H., Boatwright J. Fractal analysis applied to characteristic segments of the San Andreas fault // J. Geophys. Res. 1987. Vol. 92. P.331–334.

Avnir D., Farin D., Pfeifer P. Molecular fractal surfaces // Nature. 1984. N 308. P.261–263.

Bak P., Tang C., Winsenfeld K. Self-organized criticality: An explanation of 1/f noise // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P.381–384.
Bak P., Tang C., Winsenfeld K. Self-organized criticality // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. P.364–375.
Bak P., Tang C. Earthquakes as a self-organized critical phenomenon // J. Geophys. Res. 1989. Vol. 94. P.15635–15637.
Bak P., Tang C., Winsenfeld K. A physicist's Sand Box // J. Stat. Phys. 1989. Vol. 54. P.1441–1458.
Bale H.D., Schmidt P.W. Small-angle X-Ray-Scattering investigation of submicroscopic porosity with fractal properties // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53, N 6. P.596–599.
Barton C.C., Hsieh P.A. Physical and hydrological-flow properties of fractures // 28th International Geological Congress Field Trip Guidebook T385. Washington (D.C.): AGU. 1989.
Barton R.J., Poor H.V. Signal detection in fractional Gaussian noise // IEEE Trans. Inform. Theory, Sept. 1988. Part I. 1988. Vol. 34. P.943–959.
Bath M. Suspected periodicities in Sweden // Tectonophysics. 1978. Vol. 51, N 3/4. P.55–62.
Benjamin T.B. Bifurcation phenomena in steady flows of a viscous fluid. I. Theory. II. Experiment // Proc. Roy. Soc. London A. 1978. Vol. 359. P.1–43.
Berry M.V. Diffractals // J. Phys. A: Math. Gen. 1978. Vol. 12, N 6. P.781–794.
Brown S.R., Scholz C.H., Rundle J.B. A simplifed spring-block model of earthquakes // Geophys. Res. Lett. 1991. Vol. 18. P.215–218.
Burridge R., Knopoff L. Model and theoretical seismicity // Seismol. Soc. Amer. Bull. 1967. Vol. 57. P.341–371.
Burrough P.A. The application of fractal ideas to geophysical phenomena // Inst. Math. Applic. Bull. 1984. Vol. 20. P.26–42.
Burrough P.A. Fakes, facsimiles and fact: fractal models of geophysical phenomena // Science and uncertainty. 1987. Vol. 6. P.151–169.
Campbell D.K. Chaos: chto delat? // Nuclear Physics B. (Proc. Suppl.). 1987a. Vol. 2. P.541–562.
Campbell D.K. Nonlinear science: From paradigms to practicalities // Los Alamos Sci. Spec. Issue. 1987b. N 15. P.218–262.
Carlson J.M., Grannan E.R., Swindle G.H. Self-organizing systems at finite driving rates // Phys. Rev. 1993. Vol. E47. P.93–105.
Dubois J., Lassaad N. Quantification of fracturing of the slab using a fractal approach // Earth. and Planet. Sci. Lett. 1989. Vol. 94. P.97–108.
Feigenbaum M.J. Quantitative universality for a class of nonlinear transformations // J. Stat. Phys. 1978. Vol. 19.
Flandrin P. On the Spectrum of Fractional Brounian Motions // IEEE Trans. Inform. Theory. 1989. Vol. 35, N 1. P.197–199.
Fractals and dynamic systems in geoscience. Berlin; Heidelberg; New-York: Springer-Verlag, 1994. 421 p.
Fracture mechanics of rocks / Ed. B.K.Atkinson). London: Acad. Press. 1989. 534 p.
Frankel A. High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and scaling of strength on faults // J. Geophys. Res. 1991. Vol. 96. N B4. P.6291–6302.
Geilikman M.B., Golubeva T.V., Pisarenko V.F. Multifractal patterns of seismicity // Earth and Planet. Sci. Lett. 1990. Vol. 99. P.127–132.
Giordano F., Ortosecco I., Tramontana L. The fractality of marine measurement networks and of the Earth's sampled magnetic field // Ann. Geofizica. 1996. Vol. 39, N 1. P.1-10.
Goodwin B.C. The analysis of rhythmic behavior in organisms: a phenomenological approach // IMa Bull. 1976. N 12. P.2.
Grassberger P. Generalized dimensions of strange attractors // Phys. Lett. 1983. Vol. 97. P.227–230.
Grassberger P., Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors // Physica. 1983a. Vol. 9, N D1. P.189–208.
Grassberger P., Procaccia I. On the characterization of strange attractors // Phys. Rev. Lett. 1983b. Vol. 50. P.346–350; Phys. Lett. Vol. 97. P.227–230.
Grebogi C., Ott E., Yorke J.A. Crises, sudden changes in chaotic attractors and transients to chaos // Physica. 1983. Vol. 7D. P.181.

Grebogi C., Ott E., Yorke J.A. Chaos, strange attractors, and fractal basin boundaries in nonlinear dynamics // Science. 1987. Vol. 283. P.632–638.

Greensfelder R.W., Bennett J.H. Characteristics of strain variation along the San Andreas fault from geodimeter measurements // Stanford Univ. Publ. Geol. Sci. 1973. Vol. 13. P.54–63.

Haken H. (ed.). Chaos and order in Nature. Berlin; Heidelberg; New-York; Tokyo: Springer, 1981.

Haken H. (ed.). Evolution of order and chaos. Springer, Berlin; Heidelberg; New-York; Tokyo: Springer, 982.

Hardy Mc.I., Czerny B. Fractal X-ray time variability and spectral invariance of the Seyfert galaxy NGC5506 // Nature. 1987. Vol. 25. P.696-698.

Henon M. A two-dimensional mapping with a strange attractor // Comm. Math. Phys. 1976. Vol. 50. P.69.

Herrmann H.J. Fracture patterns and scaling laws // Physica A. 1990. N 163. P.359–372.

Hirata T. Fractal dimension of fault systems in Japan: Fractal structure in rock fracture geometry at various scales // Pure and Appl. Geophys. 1989a. Vol. 131. P.157–170.

Hirata T. A correlation between the *b* value and the fractal dimension of earthquakes // Journ. Geoph. Res. 1989b. Vol. 94, N B6. P.7507–7514.

Hirata T., Imoto M. Multiractal analysis of spatial distribution of microearthquakes in the Kanto region // Geophys. J. Int. 1991. Vol. 107. P.155–162.

Hirata T., Satoh T., Ito K. Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1987. Vol. 90, N 2B. P.369–377.

Hong Shiz, Hong Shim. Некоторые проблемы, связанные с исследованиями фрактальности сейсмичности // Earthquake. 1992. No 2. P.66–77.

Huang J., Turcotte D.L. Are earthquakes an example of deterministic chaos? // Geophys. Res. Lett. 1990a. Vol. 17. P.223–226.

Huang J., Turcotte D.L. Evidence for chaotic fault interactions in the seismicity of the San Andreas fault and Nankai trough // Nature. 1990b. Vol. 348. P.234–236.

Huang J., Narkounskaia G., Turcotte D.L. A cellular-automata, slider-block model for earthquakes. II. Demonstration of self-organized criticality for a 2-D system // Geophys. J. Int. 1992. Vol. 111. P.259–269.

Igarashi G., Wakita H., Notsu K. Groundwater observations at KSM site in Northeast Japan, a most sensitive site to earthquake occurrence // Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5. 1990. Vol. 33, N 2. P.163–175.

Jackens R.C., Thatcher W., Roberts C.W, Stein R.S. Correlation of changes in Gravity, Elevations, Strain in Southern California // Science. 1983. Vol. 219. P.1215–1216.

Jacubcova I., Pick M. Correlation between solar motion, earthquakes and other geophysical phenomena // Ann. Geophys. 1987. Vol. B5, N 2. P.135–141.

Kagan Y.Y. Seismicity: Turbulence of solids // Nonlinear Sci. Today. 1992. Vol. 2. P.1–13.

Kagan Y.Y., Knopoff L. Stochastic synthesis of earthquake catalogs // Pure and Appl. Geophys. 1981. Vol. 121, N 3. P.495–510.

Katz A., Thompson A.H. Fractal sandstone pores: implications for conductivity and pore formation // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol.54, N 12. P.1325–1328.

Kermit J. Drought cycles in the Midwest // Cycles. 1992. Vol.43, No 3. P.131–134.

Kruhl J.H. (ed.). Fractals and dynamic systems in geoscience. Berlin; Heidelberg; New-York: Springer-Verlag, 1994. 421 p.

Li G., Xu X. Fractal dimension as morphology and size parameters of fractured particles of rock // Trans. of Nonferrous Metals Soc. of China. 1993. Vol. 3, N 1. P.6–9.

Li H., Zhang W., Thang Y. et al. Временная фрактальная структура сейсмической активности перед Мыньюанским землетрясением с *M*=6.4 // Northwest. Seismol. J. 1987. Vol. 9, N 4. P.15–20.

Liu D., Wang J., Wang Y. Application of catastrophe theory in earthquake hazard assessment and earthquake prediction research // Tectonophysics. 1989. Vol. 167, N 2/4. P.179–186.

Liu G. Предварительный анализ триггерного воздействия приливных земных наклонов на некоторые землетрясения в Китае // Northwest. Seismol. J. 1988. Vol. 10, N 4. P.45–50.

Lockner D.A., Byerlee J.D. Precursory AE patterns leading to rock fracture // Microseismic Activity in Geol. Structures and Materials: Proc. 5th Conf. on Acoustic Emission / Ed. H.R.Hardly. Clausthal-Zellerfeld (Germany): Trans-Tech. Publications, 1992.

Lockner D.A., Byerlee J.D., Kuksenko V.S., Ponomarev A.V., Sidorin A.Ya. Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite // Nature. 1991. Vol. 350, N 6313. P.39–42.

Lockner D.A., Byerlee J.D., Kuksenko V.S., Ponomarev A.V., Sidorin A.Ya. Observations of quasi-static fault growth from acoustic emissions // Fault mechanics and transport properties of rocks. London: Acad. Press, 1992. P.3–31.

Lorenz E.N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Eci. 1963. Vol. 20. P.130.

Louis E., Guinea F. Fracture as a growth process // Physica D. 1989a. N 38. P.235–241.

Louis E., Guinea F. The fractal nature of fracture // Europhys. Lett. 1989b. N 3(8). P.871–877.

Mackley M.R. Flow singularities, polymer chainextension and hydrodynamic instabilities // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 1978. Vol. 4. P.111.

Mandelbrot B. Fractals, form, chance, and dimensions. New York: W.H.Freeman and Co., 1977. 365 p.

Mandelbrot B. How long is the coastline of Britain? Statistical self-similarity and fractional dimension // Science. 1967. Vol.156. P.636–638.

Mandelbrot B.B., Van Ness J.V. Fractional Brownian motions, fractional noises and applications // SIAM Rev. 1968. Vol. 10. P.422–437.

Mandelbrot B. The fractal geometry of nature. New York: W.H.Freeman and Co., 1982. 468 p.

Mandelbrot B. Multifractal measures, especially for geophysicist // Pure and Appl. Geophys. 1989. Vol. 131, N 1/2. P.5–42.

Manneville P., Pomeau Y. Intermittence and the Lorenz model // Phys. Lett. 1979. Vol. 75A. P.1.

May R.M. Bifurcation's and dynamic complexity in ecological systems // Ann. N.Y. Acad. Sci. 1979. Vol. 316. P.517.

Mazzarella A., Palumbo A. Solar, geomagnetic and seismic activity // Nuovo cim. C. 1988. Vol. 11, N 4. P.353–364.

Mazzarella A., Palumbo A. Does the solar cycle modulate seismic and volcanic activity? // J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1989. Vol. 39, N 1. P.89–93.

Merceron T., Velde B. Application of Cantor's method for fractal analysis of fractures in the Toyoha Mine, Hokkaido, Japan // J. Geophys. Res. 1991. Vol. 96, N B10. P.16641–16650.

Meyer K. Periodic variations of the electric field of the Earth prior to imminent large earthquakes in Greece // Seismological Department, Uppsala University, Uppsala, Sweden: Report. 1985. N 3. 11 p.

Mogi K. Sequential occurrences of recent great earthquakes // J. Phys. Earth. Univ. Tokyo. 1968. Vol. 16. P.30–36.

Mogi K. Two kinds of seismic gaps // Pure and Appl. Geophys. 1979. Vol.117, No 6. P.1170–1186.

Mogi K. Механизм возникновения предвестников землетрясений // Journ. Seismol. Soc. Jap. 1992. Vol.45, No 1. P.61–69.

Morgan W.J., Stoner J.O., Dicke R.H. Periodicity of earthquakes and the invariance of the gravitational constant // J. Geophys. Res. 1961. Vol. 66, N 11. P.3831–3843.

Nakanishi H. Cellular automation model of earthquakes with deterministic dynamics // Phys. Rev. 1990. Vol. A41, P.7086–7089.

Nakanishi H. Statistical properties of the cellular automata model for earthquakes // Phys. Rev. 1991. Vol. A43. P.6613–6621.

Nakanishi H., Sahimi M., Robertson M.C., Sammis C.G., Rintoul M.D. Fractal properties of the distribution of earthquake hypocenters // J. Physys. Lett. 1993. Vol. 3. P.733–739.

Namias J. Summer earthquakes in southern California related to pressure patterns at sea level and aloft // J. Geophys. Res. 1989. Vol. 94, N B12. P.17671–17679.

Narkounskaia G., Turcotte D.L. A cellular-automata, slider-block model for earthquakes. I. Demonstration of chaotic behavior for a low order system // Geophys. J. Int. 1992. Vol. 111. P.250–258.

Newhouse S., Ruelle D., Takens F. Occurrence of strange axiom – A attractors near quasiperiodic flow on $T^{[m]}$, $m \geq 3$ // Comm. Math. Phys. 1978. Vol. 64. P.35.

Okubo P., Aki K. Fractal geometry in the San Andreas fault system // EOS. 1983. Vol.64. P.766.

Okubo P., Aki K. Fractal geometry in the San Andreas fault system // J. Geophys. Res. 1987. Vol. 92, N B1. P.345–355.

Ord A. The fractal geometry of patterned structures in numerical models of rock deformation // Fractals and dynamic systems in geoscience / Ed. J.H.Kruhl. 1994. P.131–155.

Palumbo A. Lunar and solar tidal components in the occurrence of earthquakes in Italy // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 84, N 1. P.93–99.

Pomeau Y., Manneville P. Intermittent transition to turbulence in dissipative dynamical systems // Comm. Math. Phys. 1980. Vol. 74. P.189.

Qian F., Zhao Y., Xu T. et al. A model of an impending-earthquake precursor of geoelectricity triggered be tidal forces // Phys. Earth and Planet. Int. 1990. Vol. 62, N 3/4. P.284–297.

Qin B., Bai J. Уменьшение предвестниковых флуктуаций и прогноз приближающегося землетрясения // Northwest. Seismol. J. 1989. Vol. 11, N 4. P.14–24.

Ren Z. Некоторые статистические факты, касающиеся связи между движениями небесных тел и возникновением землетрясений // J. Seismol. Res. 1985. Vol. 8, N 5. P.575–582.

Robertson M.C., Sammis Ch.G., Sahimi M., Martin A.J. Fractal analysis of three-dimensional spatial distributions of earthquakes with a percolation interpretation // J. Geophys. Res. 1995. Vol. 100, N B1. P.609–620.

Rossler O.E. Continuous chaos – four prototype equations // Ann. N. Y. Acad. Sci. 1979. Vol. 316. P.376.

Ruelle D., Takens F. On the nature of turbulence // Comm. Math. Phys. 1971. Vol. 20. P.167.

Rundle J.B. A physical model for earthquakes: 1, 2 // J. Geophys. Res. 1988. Vol. 93, N B6. P.6237–6274.

Sadeh D.S., Meidav M. Search for sidereal periodicity in earthquake occurrence // Journ. Geophys. Res. 1973. Vol.78, No 32. P.7709–7716.

Sadeh D.S., Wood K. Periodicity in lunar seismic activity and earthquakes // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83, N B3. P.1245–1249.

Sahimi M., Robertson M.C., Sammis C.G. Fractal distribution of earthquake hypocenters and its relation to fault patterns and percolation // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol.70. P.2186–2189.

Sammis C.G., King G.C., Biegel R. The kinematics of gouge deformation // Pure and Appl. Geophys. 1987. Vol. 125. P.777–812.

Sammis C.G., Osborne R.H., Anderson J.L., Banerdt M., White P. Self-similar cataclasis in the formation of fault gauge // Pure and Appl. Geophys. 1986. Vol. 124. P.53–78.

Schnelle F. Lange ph\Ha nologische Beobachtungsre-inhen-Klimaschwankungen // Bauer. Landwirt Jahrb. 67. 1990. N 1. P.335–363.

Scholz C.H. The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes // Bull. Seism. Soc. Amer. 1988. Vol. 58. P.399–415.

Scholz C.H. Earthquakes as chaos // Nature. 1990. Vol. 348. P.197–198.

Scholz C.H. Earthquakes and faulting: Self-organized critical phenomena with a characteristic dimension // Spontaneous Formation of Space-Time Structures and Criticality / Eds. T.Riste, D.Sherrington. Kluwer Dordrecht, 1991. P.41–56.

Scholz C.H., Aviles C. The fractal geometry of faults and faulting // Earthquake Source Mechanics, Geophys. Monogr. Ser. Washington: AGU, 1986. Vol. 6. P.147–155.

Schroeder M.R. Fractals, Chaos, Power Laws: Minutes from on Infinite Paradise. New York: W.H.Freeman, 1991. 429 p.

Sidorin A.Ya. Electrical resistivity of rocks before earthquakes // Earthquake prediction and mitigation of earthquake losses. New York, 1987. Vol. 2. P.141–145.

Sidorin A.Ya. Instability of geophysical medium before earthquakes // European Seismological Commission. XXIV General Assembly. 1994, September 19–24, Athens, Greece: Abstracts. 1994a. P.83.

Sidorin A.Ya. Some features of unstable condition of geophysical medium prior to strong earthquakes // International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior. 27 General Assembly. 1994, January 10–21. Wellington, New Zealand: Abstracts. 1994b. P.73.

Simpson J.F. Solar activity as a triggering mechanism for earthquakes // Earth and Planet. Sci. Lett. 1968. Vol. 3, N 5. P.417–418.

Slavina L.B., Tagizade T.T. On the use of the parameter τ for long-term and medium-term earthquake prediction // Tectonophysics. 1989. Vol. 167. P.313–318.

Smalley R.F. et al. A fractal approach to the clustering of earthquake: Applications to the seismicity of the New Hebrides // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1987. Vol. 77, N 4. P.1368–1381.

Sornette D., Davy P., Sornette A. Structuration of the lithosphere in plate tectonics as a self-organized critical phenomenon // J. Geophys. Res. 1990. Vol. 95. P.17353–17361.

Stakhovsky I.R., Belousov T.P. Statistical relations between scaling characteristics of fault and seismic fields // J. Earthquake Predict. Res. 1996. Vol. 5. P.505–524.

Stewart I. Applications of catastrophe theory to the physical sciences // Physica D (Nonlinear Phenomena). 1981. Vol. 2. P.245.

Sykes L.R. Predicting great earthquakes // Proc. Int. Sch. Phys. Enrico Fermi. Course 85: Earthquakes: Observ., Theory and Interp. Lect. semin., Vaana on Lake Como, 29 Jyne–9 July, 1982. Bologna; Amsterdam, 1983. P.398–435.

Thompson J.M.T. Experiments in catastrophe // Nature. 1975. Vol. 254. P.392.

Turcotte D.L. Fractals and fragmentation // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P.1921–1926.

Turcotte D.L. Fractals in geology and geophysics // Pure and Appl. Geophys. 1989a. Vol. 131, N 1/2. P.171–196.

Turcotte D.L. A fractal approach to probabilistic seismic hazard assessment // Tectonophysics. 1989b. Vol. 167. P.171–177.

Turcotte D.L. Earthquake prediction // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 1991. Vol. 19. P.263–281.

Turcotte D.L. Crustal deformation and fractals, a review // Fractals and dynamic systems an geoscience / Ed. J.H.Kruhl. 1994. P.7–23.

Velde B.J. et al. Fractal analysis of fractures in rock: The Cantor's dust method // Tectonophysics. 1990. Vol. 179. P.345–352.

Velde B.J. et al. Fractal patterns of fractures in granites // Earth and Planet. Sci. Lett. 1991. Vol. 104. P.25–35.

Walker D.A. More evidence indicates link between El Ninos and seismicity // EOS. Trans. Amer. Geophys. Union. 1995. Vol. 76, N 4. P.33–36.

Walker D.A. Seismicity of the East Pacific Rise: Correlations with the Southern Oscillation Index? // EOS. Trans. Amer. Geophys. Union. 1988. Vol. 69. P.857.

Winfree A.T. Rotating chemical reactions // Sci. Amer. 1974. Vol. 230. P.82.

Winfree A.T. Spatial and temporal organization in the Zhabotinski reaction // Adv. Biol. and Med. Phys. 1977. Vol. 16. P.115.

Woodcock A., Davis M. Catastrophe theory. New York: Dutton, 1978.

Wu R.S., Aki K. The fractal nature of the inhomogeneities in the lithosphere evidenced from seismic wave scattering // Pure and Appl. Geophys. 1985. Vol. 123, N 6. P.805–815.

Wyss M., Habermann R.E. Precursory seismic quiescence // Pure and Appl. Geophys. 1988. Vol. 126. P.319–322.

Yamauchi T. Anomalous strain response to rainfall in relation to earthquake occurrence in the Tokai area, Japan // J. Phys. Earth. 1987. Vol. 35, N 1. P.19–36.

Yang B. Анализ деформационных предвестников, зарегистрированных на станциях Сяньшань и Цсянь при землетрясении в области Датун-Янгао // Earthquake. 1992. N 2. P.44–51.

Yu Z. Strong earthquakes, novae and cosmic ray environment // XIX Intern. Cosm. Ray Conf., La Jolla, August 11–23: Conf. pap. Vol. 5. Washington (D.C.), 1985. P.529–532.

Zhao H. Complex space-temporal model of endogen and exogen parameters and it's use for earthquake forecast // J. Seismol. Res. 1987. Vol. 10, N 1. P.71–82.

Zhao H., Yang M. Characteristics of earth resistivity before and after the Haiynan earthquake of magnitude 5.5 on April 14, 1982 // J. Seismol. Res. 1984. Vol. 6, N 3. P.12–20.

Zhu Ch., Wang L. Принцип энтропии и сейсмологические исследования // J. Seismol. Res. 1988. Vol. 11, N 6. P.527–538.

Zhu L. Аномалии информационной энтропии перед сильными землетрясениями – случай изучения землетрясений Уця // Seismol. and Geol. 1988. Vol. 10, N 2. P.29–38.

Zugravescu D., Fatulescu I., Constantinescu L., Enescu D. Relatia dintre mareea gravimetrica si declansarea seismica in cazul cutremurelor Vrincene // Stud. si cerc. geol., geofiz., geogr. 1988. Vol. 26. P.17–23.

ОГЛАВЛЕНИЕ

CONTENTS

Научное издание

Лукк Альберт Артурович, Дещеревский Алексей Владимирович,
Сидорин Александр Яковлевич, Сидорин Игорь Александрович

Вариации геофизических полей как проявление детерминированного хаоса во фрактальной среде

Печатается по решению Экспертного совета Российского фонда фундаментальных исследований
Усл. печ. л. 26.2 Тираж 300 экз.