

УДК 550.334

МИКРОСЕЙСМИЧЕСКИЙ ШУМ В МИНУТНОМ ДИАПАЗОНЕ ПЕРИОДОВ: СВОЙСТВА И ВОЗМОЖНЫЕ ПРОГНОСТИЧЕСКИЕ ПРИЗНАКИ

© 2008 г. А. А. Любушин

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 10.09.2007 г.

В статье обобщается опыт, накопленный при изучении микросейсмического фона в диапазоне периодов от 1 до 300 минут в течение временных интервалов, предшествующих нескольким сильным землетрясениям. Этот частотный диапазон является наименее изученным и находится на стыке между низкочастотной сейсмологией и исследованием медленных геофизических процессов. Он содержит колебания, индуцированные атмосферными и океаническими процессами, а также различные моды собственных колебаний Земли, которые возбуждаются после очень сильных землетрясений. В статье основное внимание уделено фоновому поведению микросейсм, которое содержит постоянные вступления от близких слабых и далеких сильных и умеренных землетрясений. В статье основной акцент сделан на исследовании эффектов синхронизации, появляющихся при совместном многомерном анализе информации от нескольких станций с применением оценок мультифрактальных спектров сингулярности и многомерных спектральных мер когерентного поведения параметров спектров сингулярности. Рассмотрен вопрос об использовании эффектов синхронизации микросейсмического фона для поиска новых предвестников сильных землетрясений.

PACS: 91.30.Vi

ВВЕДЕНИЕ

Микросейсмические колебания в широком частотном диапазоне являются одним из наиболее популярных объектов геофизических исследований. Это обусловлено их доступностью, наличием большого числа региональных и глобальных сейсмических сетей и уже сложившейся практикой сейсмических наблюдений. Дать хотя бы приблизительный обзор литературы по анализу микросейсм практически невозможно. Особенно это относится к анализу высокочастотных микросейсм с частотами от 0.01 до 100 Гц и выше, вплоть до сейсмоакустических исследований. Распространенность высокочастотных микросейсмических наблюдений обусловлена сравнительной простотой и мобильностью аппаратуры, в частности, отсутствием жестких требований к долговременной стабильности датчиков, совершенно необходимых для задач низкочастотного геофизического мониторинга. Поэтому лишь бегло укажем несколько работ, в которых могут быть найдены более обширные ссылки. Работа [Плескач, 1977] является одной из пионерских в серии работ, посвященных детальному анализу спектрального состава высокочастотных микросейсм. Различные аспекты поведения высокочастотных микросейсмических полей, в том числе временные вариации их интенсивности и явления модуляции и синхронизации с приливами в связи с сейсмическим процессом рассмотрены в [Рыкунов и др., 1979; 1998; Табулевич,

1986; Салтыков и др., 1997]. В работах [Спивак и др., 1999; Спивак, Кишкина, 2004] анализ микросейсмических колебаний использовался для решения задач геоэкологии. В работе [McNamara, Buland, 2004] приведены результаты детального исследования микросейсмического фона естественного и промышленного происхождения в частотной полосе 0.01–16 Гц, включая построение оценок распределения по времени (внутри суток и по сезонам) и по пространству свойств спектра мощности.

При увеличении периода исследуемых микросейсмических фоновых колебаний все большую роль начинает играть воздействие атмосферы и океанических волн как основных источников микросейсм. В работе [Berger et al., 2004] приведен обзор использования широкополосных сейсмических станций IRIS для исследования фоновых микросейсм. В работе [Stehly, 2006] приведено исследование микросейсмических колебаний в диапазоне периодов 5–40 сек и установлено их океаническое происхождение. В работах [Friedrich et al., 1998; Kobayashi and Nishida, 1998; Tanimoto et al., 1998; Tanimoto, Um, 1999; Ekstrom, 2001; Tanimoto, 2001; 2005; Kurlle, Widmer-Schmidrig, 2006] рассматривались постоянно наблюдаемые микросейсмические колебания с периодами 100–500 сек. Эти колебания генерируются как слабыми землетрясениями, так и процессами в атмосфере. Однако, атмосферные процессы играют основную роль. Если бы источником постоянных микросей-

смических колебаний были землетрясения, то, для поддержания наблюдаемой интенсивности таких колебаний необходимо было бы как минимум одно землетрясение с магнитудой 6 ежедневно. Кумулятивный эффект от всех слабых землетрясений, оцененный по закону повторяемости Гуттенберга-Рихтера, дает энергетический вклад на 1–2 порядка меньше наблюдаемого. Влияние атмосферных процессов (движения циклонов) и генерируемых ими океанических волн и воздействие волн на шельф и берега дает основной энергетический вклад в подпитку низкочастотного микросейсмического фона.

В работах [Rhie, Romanowicz, 2004; 2006] проведено исследование причин возникновения низкочастотного сейсмического “гула” с преобладающим периодом 4 минуты. Установлена значимая корреляция интенсивности этих колебаний с высотой волн (штормами) в океанах, причем, показано, что интенсивность “гула” не зависит от сейсмической активности Земли: приведен пример сейсмически спокойного интервала времени 31.01–03.02.2000, характеризуемого, тем не менее, аномально большими амплитудами микросейсмического фона в окрестности периода 4 минуты. В качестве возможного механизма возникновения таких колебаний предлагается возмущение гравитационного поля высокими волнами с последующим возбуждением ими на океаническом дне низкочастотных сейсмических волн. В качестве основных мест возникновения таких колебаний предлагается север Тихого океана зимой и юг Атлантического океана летом.

В работах [Линьков, 1987; Линьков и др., 1990; Петрова, 2002; Петрова и др., 2007] рассмотрены низкочастотные колебания микросейсмического фона и гравитационного поля Земли с периодами от нескольких десятков до первых сотен минут, возникающие перед сильными землетрясениями в результате взаимодействия литосферы и атмосферы. Важно отметить, что источником таких колебаний предположительно являются медленные волнообразные деформации литосферы.

Настоящая статья обобщает опыт, накопленный при изучении микросейсмического фона в диапазоне периодов от 1 до 300 минут в течение временных интервалов, предшествующих нескольким сильным землетрясениям [Соболев, 2004; Соболев и др., 2005; Соболев, Любушин, 2006; 2007; Любушин, Соболев, 2006]. Этот частотный диапазон является наименее изученным и находится на стыке между низкочастотной сейсмологией и исследованием медленных геофизических процессов, таких как вариации гравитационного поля, деформации и наклоны земной коры и т.д. Этот частотный диапазон содержит различные моды собственных колебаний Земли [Жарков, Трубицын, 1980], которые возбуждаются после очень

сильных землетрясений, но в данной статье основное внимание будет уделено фоновому поведению микросейсм. Отметим, что этот фон содержит постоянные вступления от близких слабых и далеких сильных и умеренных землетрясений.

Совокупное воздействие атмосферных и океанических процессов, приливных деформаций земной коры, глобального сейсмического процесса, а также трудно идентифицируемых и малоизученных процессов в земной коре, связанных с накоплением и медленной диссипацией тектонической энергии в литосфере приводит к формированию случайного процесса, для исследования которого традиционный аппарат спектрального анализа оказывается малоэффективным. В работах [Соболев, 2004; Соболев и др., 2005; Соболев, Любушин, 2006; 2007; Любушин, Соболев, 2006; Любушин, 2007] для исследования низкочастотного микросейсмического фона применялись методы выделения периодичностей в потоке событий, ортогональных вейвлет-разложений, оценок мультифрактальных спектров сингулярности, и многомерные меры когерентного поведения.

В данной статье основной акцент будет сделан на исследовании эффектов синхронизации, появляющихся при совместном многомерном анализе информации от нескольких станций. Будет рассмотрен вопрос об использовании эффектов синхронизации микросейсмического фона для поиска новых предвестников сильных землетрясений.

СВОЙСТВА СКАЛЯРНЫХ СИГНАЛОВ

Исходными данными для анализа являются широкополосные непрерывные сейсмические записи вертикальной компоненты с частотой дискретизации 20 Гц на нескольких станциях IRIS, любезно предоставленные Геофизической службой РАН. Для перехода в минутный диапазон периодов предварительно вычислялись средние значения в последовательных непересекающихся интервалах длиной 600 отсчетов. Таким образом, осуществлялся переход к шагу дискретизации 30 сек или 0.5 минуты, для которого минимальный период, доступный для анализа (период Найквиста), как раз равен 1 минуте.

В таблице представлены координаты 8 станций IRIS, сейсмические записи которых будут анализироваться в статье, и признаки наличия (“+”) или отсутствия (“–”) непрерывного временного ряда за один из трех указанных промежутков времени.

Выбранные промежутки времени соответствуют интервалам времени перед сильными землетрясениями: 05.11–05.12.1997 – перед Кроноцким землетрясением 05.12.1997, $M = 7.8$, (54.64° с.ш., 162.55° в.д.); 01.09–25.09.2003 – перед землетрясением на Хоккайдо 25.09.2005, $M = 8.3$, (41.81° с.ш., 143.91° в.д.); 15.09–15.11.2006 – перед Симушир-

Таблица

Станция	Долгота, град.	Широта, град.	1997 05.11–05.12 <i>N</i> = 87775	2003 01.09–25.09 <i>N</i> = 72000	2006 15.09–15.11 <i>N</i> = 177029
PET	158.653	53.0167	+	+	+
YSS	142.733	46.954	+	+	+
ERM	143.157	42.015	–	<i>N</i> = 60892	+
MAJ	138.207	36.5427	–	–	+
MDJ	129.592	44.6164	–	+	+
INC	126.633	37.483	–	+	+
VJT	116.168	40.0183	–	+	+
OBN	36.5687	55.1138	+	+	+

ским землетрясением на Курильских островах, $M = 8.2$, (46.57° с.ш., 153.29° в.д.). В верхней строке трех последних колонок таблицы, помимо интервала наблюдений, проставлено значение N – числа отсчетов с шагом 0.5 минуты. Семь станций (VJT, INC, MDJ, MAJ, ERM, YSS и PET) находятся в Дальневосточном регионе в относительной близости к эпицентрам, а станция OBN (Обнинск) находится в более чем 7000 км от эпицентров и выбрана как своего рода “опорная” точка наблюдений в асейсмическом регионе. Для идентификации анализируемых временных рядов будем использовать аббревиатуры типа PET–2003 – это будет означать запись на станции PET за промежуток времени 01.09–25.09.2003. Для ряда ERM–2003 признак “+” наличия непрерывной записи в таблице заменен на значение числа отсчетов $N = 60892$, поскольку станция ERM (наиболее близко расположенная к эпицентру землетрясения на Хоккайдо) вышла из строя 22.09.2003, за 3 суток до события.

В работах [Соболев, Любушин, 2006; Любушин, Соболев, 2006] данные за 1997 год анализировались не только для станций PET, YSS и OBN, но еще для ARU (г. Арти, Урал), YAK (г. Якутск) и MAG (г. Магадан). В дальнейшем данные от этих станций уже не использовались и поэтому они не включены в таблицу. В то же время следует отметить, что знак “–” для станций ERM, MAJ, MDJ, INC, VJT в таблице за период 1997-го года не означает отсутствия непрерывных наблюдений на этих станциях – просто перед Кроноцким землетрясением в статье они не использовались.

В качестве типичного примера на рис. 1 представлены графики сейсмических записей (левая колонка графиков (в)) после перехода к шагу по времени 0.5 минуты для 8 станций IRIS за период с 15.09.2006 по 15.11.2006, за 2 месяца до Курильского землетрясения 15.11.2006, $M = 8.3$ – см. рис. 1б. Поскольку даже после перехода к 0.5 минутному шагу по времени путем усреднения сейсмические записи содержат высокоамплитудные

вариации, соответствующие вступлениям волн от землетрясений (рис. 1а), то графики изображены со срезкой больших выбросов. Как видно из графиков рис. 1в, сигналы содержат интенсивные низкочастотные составляющие, в основном приливные вариации, а также изменения среднего уровня, имеющие как плавный (тренды), так и достаточно резкий характер.

Из графиков на рис. 1в невозможно представить характер вариаций низкочастотного микросейсмического шума, поскольку доминируют приливные вариации и высокоамплитудные выбросы, приуроченные к вступлениям от землетрясений. Для того, чтобы их убрать, применялась нелинейная пороговая вейвлет-фильтрация [Mallat, 1998], то есть для каждой записи производилось быстрое дискретное ортогональное вейвлет-преобразование с оптимальным базисом, найденным из условия минимума энтропии распределения квадратов вейвлет-коэффициентов. Затем определен процент вейвлет-коэффициентов (в нашем случае 1%), имеющих самые большие по модулю значения, независимо от уровня детальности, которому эти коэффициенты принадлежали, обнулялся, а от оставшихся коэффициентов производилось обратное преобразование. Напомним, что уровень детальности с номером α содержит компоненты сигнала с преобладающими периодами от $\delta t \cdot 2^\alpha$ до $\delta t \cdot 2^{(\alpha+1)}$, где δt – шаг дискретизации по времени. Таким образом, эта нелинейная операция позволяет избавиться от высокоамплитудных доминирующих составляющих, независимо от их характерного периода и получить собственно “шум”. На рис. 1г представлены графики результата выделения шума, графики полных записей которых изображены слева.

На рис. 2 представлены графики оценок спектров мощности записей, полученных одинаковым методом в перекрывающихся окнах длиной 2880 отсчетов (1 сутки) в диапазоне периодов от 1 до 400 минут. Перекрытие окон выбиралось минимальным и зависящим от общей длины ряда так,

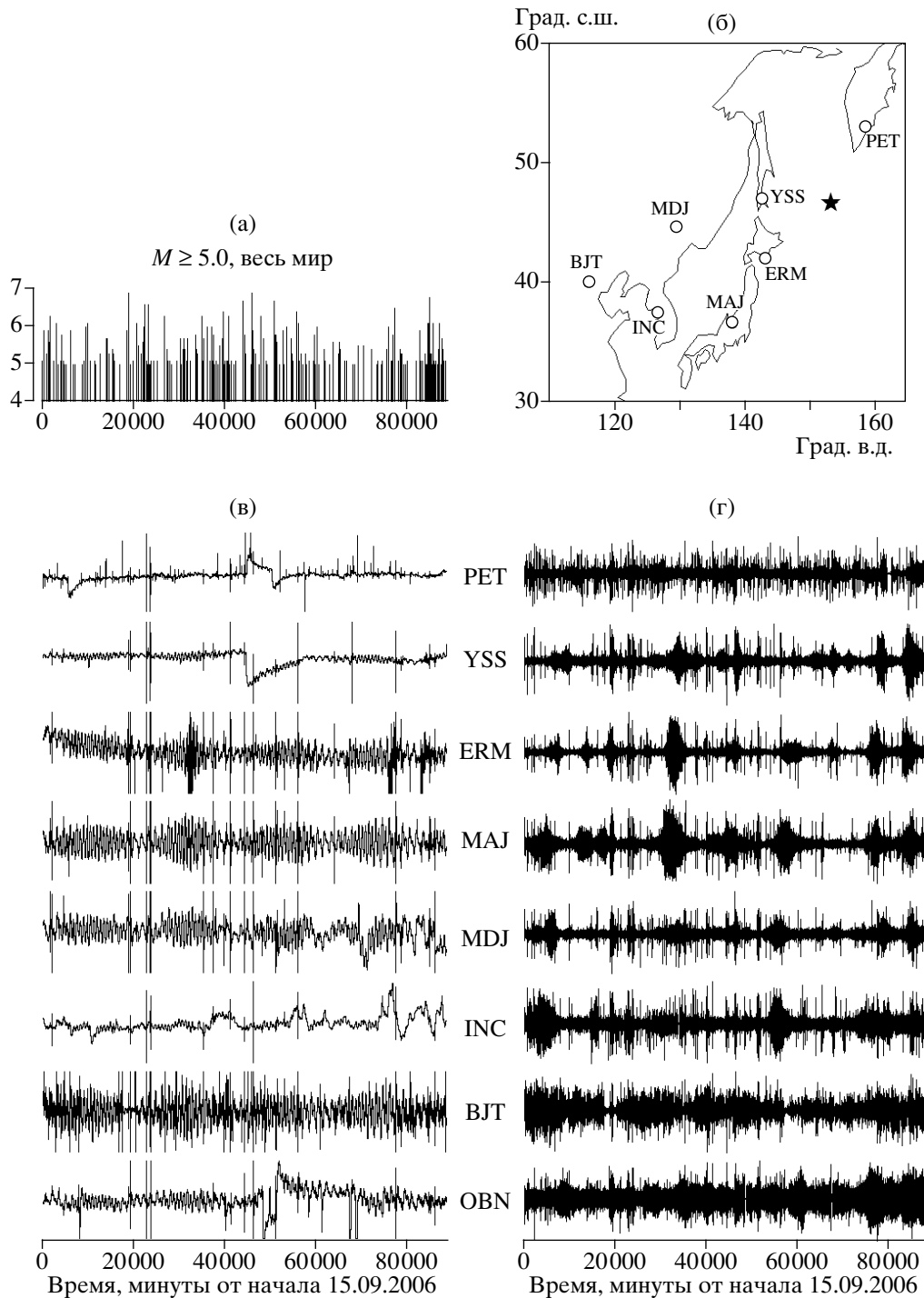


Рис. 1. (а) – последовательность сейсмических событий с магнитудой не менее 5 во всем мире за интервал времени 15.09–15.11.2006; (б) – положения станций (кружки, за исключением OBN) и эпицентра Симуширского землетрясения 15.11.2006 (звездочка); левая колонка графиков (в) – сейсмические записи на 8 станциях IRIS после перехода к 30-секундным отсчетам за интервал времени с начала 15.09.2006 по 11:13 15.11.2006; правая колонка графиков (г) – “шум”, полученный после пороговой вейвлет-фильтрации.

чтобы набор перекрывающихся окон покрывал всю выборку. В каждом окне устранялся общий линейный тренд, выборка сглаживалась косинусным окном на интервалах длиной 0.125 от длины

окна для устранения влияния удаленных частот и вычислялась модифицированная периодограмма [Brillinger, 1975]. Затем периодограммы для каждого значения частоты ω усреднялись по различ-

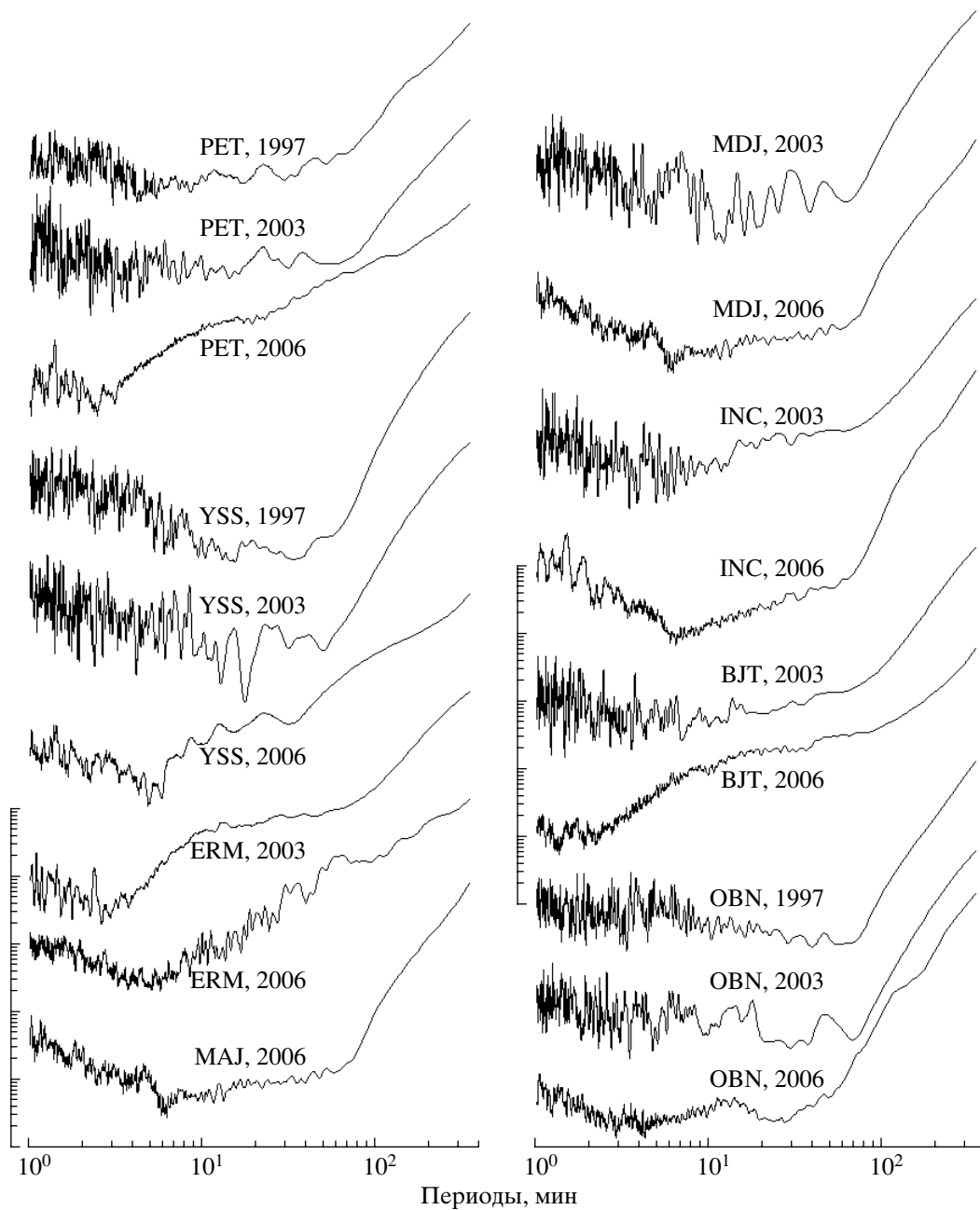


Рис. 2. Графики оценок спектров мощности для различных станций и в разные промежутки времени. Оси ординат графиков сдвинуты друг относительно друга, но имеют одинаковый логарифмический масштаб – 5 порядков.

ным окнам и получались значения средней периодограммы $I_{XX}(\omega)$. Наконец $I_{XX}(\omega)$ сглаживались по частоте с помощью гауссовских усредняющих ядерных функций [Hardle, 1989], то есть вычислялись оценки спектра для частоты ω_0 по формуле:

$$S_{XX}(\omega_0) = \sum_{\omega} I_{XX}(\omega) \psi(\omega_0 - \omega) \int \psi(\omega)$$

$= \exp(-(\omega/r)^2)$ – гауссовское ядро усреднения с параметром сглаживания r , а суммирование ведется по частотным дискретам с шагом по частоте $\Delta\omega =$

$= 2\pi/L$ (L – длина окна в числе отсчетов). Для того, чтобы можно было сравнивать оценки спектров мощности для выборок различной длины, значение параметра r сглаживания по частоте должно быть согласовано с числом получившихся перекрывающихся окон и, в конечном счете, с общей длиной выборки. Дисперсия спектральной оценки обратно пропорциональна числу окон и радиусу r – отсюда следует очевидный способ обеспечения одинаковой относительно дисперсии спектральной оценки. Для самых длинных временных

рядов (2006 год) этот параметр был взят равным 2 шагам частотного разрешения $\Delta\omega$ при 62 окнах. Для менее длинных рядов он получился равным $4\Delta\omega$ (1997 год – 31 окно), $4.77\Delta\omega$ (2003 год, кроме ERM – 26 окон) и $5.64\Delta\omega$ – для ERM–2003, 22 окна.

На рис. 2 графики оценок спектров мощности построены в одинаковом логарифмическом масштабе по оси ординат (5 порядков, но сами оси смещены, чтобы графики не наезжали друг на друга) для того, чтобы можно было сравнивать характерные черты поведения при уменьшении или увеличении периода. Заметим, что форма спектров весьма индивидуальна. Отметим 2 особенности. Первая заключается в том, что в спектрах записей MAJ-2006, MDJ-2006, INC-2006 – отчетливо, и YSS-1997, YSS-2003, INC-2003 – менее выражено, можно выделить 3 диапазона периодов с различающимися углами наклона графиков в двойном логарифмическом масштабе (т.н. спектральные экспоненты): 1–6, 6–60 и 60–400 минут. Вторая особенность заключается в том, что для периодов от 1 до 8 минут дисперсия оценки спектров мощности в 2006 году много меньше дисперсии в 1997 и 2003 годах. Это могло бы быть элементарным следствием большей длины реализации, однако эта причина устраняется более глубоким частотным сглаживанием средних периодограмм для данных 1997 и 2003 гг. по сравнению с 2006 г., описанным выше. Поэтому более правдоподобно это отличие объясняется генерацией микросейсмических колебаний в литосфере высокими океаническими волнами в интервалы времени 1997 и 2003 годов. Напомним, что этот механизм возникновения микросейсмического “гула” был исследован в работах [Rhie, Romanowicz, 2004; 2006]. Таким образом, дисперсия вырастает за счет появления большого числа гармоник в диапазоне периодов 1–8 минут.

Эффективным способом анализа информации является переход от исходных временных рядов к каким-нибудь интегральным безразмерным характеристикам данных, вычисленных внутри скользящего временного окна заданной длины. Важную роль в анализе сигналов играют так называемые фрактальные характеристики, такие как показатель Херста, наклон графика спектра мощности в двойном логарифмическом масштабе, параметры мультифрактального спектра сингулярности, корреляционная размерность [Hurst, 1951; Feder, 1988; Mandelbrot, Wallis, 1969; Mandelbrot, 1982; Turcotte, 1997]. Анализ фрактальных характеристик временных рядов мониторинга является одним из перспективных направлений анализа данных [Savit, Green, 1991; Смирнов и др., 2005; Currenti et al., 2005; Ramírez-Rojas et al., 2005; Ida et al., 2005; Telesca et al., 2005]. Популярность фрактального анализа основана на его возможности исследовать “шумы”, то есть сигналы, которые с точки зрения спектральной теории являются белым шу-

мом либо броуновским движением. Открытие эмпирического закона Херста для среднегодового режима расхода воды в реках [Hurst, 1951; Feder, 1988; Mandelbrot, Wallis, 1969] и последующие его приложения к изучению различных случайных процессов в природе, социологии и финансах явились началом широкого применения фрактальных методов в анализе временных рядов.

Первоначально постоянная Херста H для временного ряда определялась так называемым RS-методом: как коэффициент линейной регрессии между значениями $\ln(RS(s))$ и $\ln(s)$. Здесь s – длина временного интервала, $RS(s)$ – среднее значение отношения размаха (разности между максимальным и минимальным значениями) накопленной суммы отклонений от выборочного среднего к выборочной оценке стандартного отклонения на всех интервалах времени длиной s . При вычислении значения $RS(s)$ берется усреднение по всем интервалам этой длины, укладываемым в имеющуюся выборку временного ряда. То есть, имеет место формула $RS(s) \sim s^H$. Следует подчеркнуть, что эти операции надо выполнять для приращений исследуемого временного ряда. Эмпирический закон Херста заключается в том, что значение H для большого числа метеорологических, гидрологических и геологических наблюдений лежит в окрестности 0.7.

Близость значений постоянной Херста, оцененных для различных процессов, является доводом в пользу того, что их статистическая структура одинакова и близка к свойствам самоподобных случайных процессов. Случайный процесс $Y(t)$ с непрерывным временем называется самоподобным с индексом H , $H > 0$, если для любых $a > 0$ функция распределения (ф.р.) любых конечных выборок случайной величины $Y(a \cdot t)$ совпадает с ф.р. конечных выборок величины $a^H \cdot Y(t)$ [Таqqи, 1988]. То есть, если взять произвольное конечное число моментов времени t_1, \dots, t_n , а потом эти значения изменить в a раз, то ф.р. n -мерного случайного вектора с компонентами $Y(a \cdot t_1), \dots, Y(a \cdot t_n)$ будет совпадать с ф.р. вектора с компонентами $a^H \cdot Y(t_1), \dots, a^H \cdot Y(t_n)$. Растяжение (при $a > 1$) или сжатие (при $a < 1$) временной оси приводит соответственно к увеличению или уменьшению вероятности появления больших значений Y . Для самоподобных процессов того же самого можно добиться простым растяжением или сжатием оси ординат в a^H раз. Параметр H называется масштабирующей экспонентой или параметром Херста.

Если самоподобный процесс $Y(t)$ имеет стационарные приращения (для любого шага по времени h ф.р. величин $\Delta Y(h) = Y(t+h) - Y(t)$ зависит только от h , но не зависит от t), то последовательность значений $z(k) = Y((k+1) \cdot \delta t) - Y(k \cdot \delta t)$ с равномерным шагом по времени δt образует стационарный временной ряд с нулевым средним. Пусть

$0 < H < 1$ и $Y(t)$ – гауссовский процесс. Тогда $Y(t)$ называется фрактальным броуновским движением и обозначается $B_H(t)$. Если $H = 0.5$, то $B_H(t)$ является обычным броуновским движением или винеровским процессом. Без ограничения общности положим шаг по времени $\delta t = 1$. Если $Y = B_H(t)$, то временной ряд $z(k) = Y(k + 1) - Y(k)$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ называется фрактальным гауссовским шумом.

Для ковариационной функции фрактального шума справедлива формула [Таqqи, 1988]:

$$\begin{aligned} \gamma_{zz}(k) &= M\{z(i) \cdot z(i+k)\} = \\ &= \sigma^2(|k+1|^{2H} - 2|k|^{2H} + |k-1|^{2H})/2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $M\{\cdot\}$ – знак математического ожидания (усреднения), $\sigma^2 = Mz^2(k)$ – дисперсия фрактального шума, причем, $M\{|Y(t+h) - Y(t)|^2\} = \sigma^2 \cdot |h|^{2H}$. Заметим, что при $k \neq 0$, если $H = 0.5$, то $\gamma_{zz}(k) = 0$ (обычный белый шум), если $0 < H < 0.5$, то $\gamma_{zz}(k) < 0$ (отрицательная корреляция, антиперсистентность), а если $0.5 < H < 1$, то $\gamma_{zz}(k) > 0$ (положительная корреляция, персистентность). При $H \neq 0.5$ справедлива асимптотическая формула:

$$\gamma_{zz}(k) \sim \sigma^2 H(2H-1) \cdot |k|^{2H-2}, \quad |k| \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Пусть $S_{zz}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \gamma_{zz}(k)e^{-ik\omega}$ – спектральная

плотность стационарной случайной последовательности $z(k)$. Тогда из формулы (2) следует, что $S_{zz}(\omega) \sim \omega^{-(2H-1)}$ при $\omega \rightarrow 0$, т.е. если $0.5 < H < 1$, то $S_{zz}(\omega) \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} \infty$ и временной ряд $z(k)$ носит низкочастотный характер.

Если теперь по фрактальному шуму $z(k)$ вычислить его кумулятивное значение, то есть рассмотреть временной ряд $X(k)$, удовлетворяющий соотношению $X(k+1) = X(k) + z(k)$, то формально спектр мощности такого ряда будет удовлетворять асимптотике $S_{XX}(\omega) \sim \omega^{-(2H-1)}$, $\omega \rightarrow 0$, причем дисперсия любой реализации такого процесса длиной N отсчетов будет стремиться к бесконечности с ростом N по закону $\sim N^{2H}$, то есть понятие спектра мощности для ряда $X(k)$ строго говоря неприменимо. Очевидно также, что многие процессы, встречающиеся в природе и микросейсмический фон, в частности, не являются самоподобными с точки зрения чистой математики. Тем не менее, в практическом фрактальном анализе временных рядов делается предположение, что анализируемые сигналы в определенные интервалы времени могут обладать некоторыми свойствами самоподобных процессов и рассматривают приращения рядов как фрактальный шум. То есть, те характеристики временных рядов, которые получаются из их фрактального анализа, имеют смысл и поддаются интерпрета-

ции, в том числе и физической. Например, по конечной выборке ряда оценивается спектр мощности, определяется наклон α графика спектра мощности в двойном логарифмическом масштабе, как коэффициент линейной регрессии между значениями $\ln(S_{XX}(\omega))$ и $-\ln(\omega)$ исходя из формулы $S_{XX}(\omega) \sim \omega^{-\alpha}$. Далее получается оценка постоянной Херста $H = (\alpha - 1)/2$. Эта оценка не обязана удовлетворять ограничению $0 < H < 1$ и может быть даже отрицательной. Но те временные окна, когда она удовлетворяет этому ограничению, могут быть интерпретированы как интервалы самоподобного поведения.

Альтернативным способом вычисления спектральной экспоненты α является использование ортогонального вейвлет-разложения фрагментов сигнала в текущем временном окне. Оценку постоянной Херста можно найти по скорости роста средних значений квадратов модулей вейвлет-коэффициентов [Mallat, 1997]:

$$W_k = \sum_{j=1}^{N^{(k)}} |c_j^{(k)}|^2 / N^{(k)}. \quad (3)$$

Здесь $c_j^{(k)}$ – коэффициенты ортогонального дискретного вейвлет-разложения выборки самоподобного временного ряда, $k = 1, \dots, m$ – номер уровня детальности разложения, $N^{(k)}$ – число вейвлет-коэффициентов на уровне детальности k , $N^{(k)} \leq 2^{(m-k)}$. Тогда, аналогично соотношению для скорости роста спектра мощности, $W_k \sim (s_k)^{2H+1}$, где s_k – характерный временной масштаб уровня детальности k . Поскольку $s_k = 2^k - 2^{(k+1)}$, то отсюда следует, что

$$\lg_2(W_k) \sim k^{(2H+1)}. \quad (4)$$

Таким образом, значение коэффициента наклона прямой, подогнанной методом наименьших квадратов к парам значений $(\lg_2(W_k), k)$, дает оценку для величины $2H + 1$.

На рис. 3, в левой колонке (а) представлены графики оценок постоянной Херста H после перехода к 30-секундным временным интервалам для данных 2003-го года (табл. 1). Параметр Херста оценивался в скользящем временном окне длиной 2880 отсчетов (1 сутки) при смещении 120 отсчетов (1 час). Для того, чтобы исключить влияние приливных вариаций, в каждом окне устранялся полиномиальный тренд 8-го порядка и для остатка вычислялся вейвлетный спектр мощности (3). При этом выбирался оптимальный ортогональный вейвлет Добеши с числом обнуляемых моментов от 2 до 10, реализующий минимум энтропии распределения квадратов вейвлет-коэффициентов для первых 8 уровней детальности вейвлет-разложения (масштабы или “периоды” от 1 до 256 минут при шаге по времени 0.5 минуты).

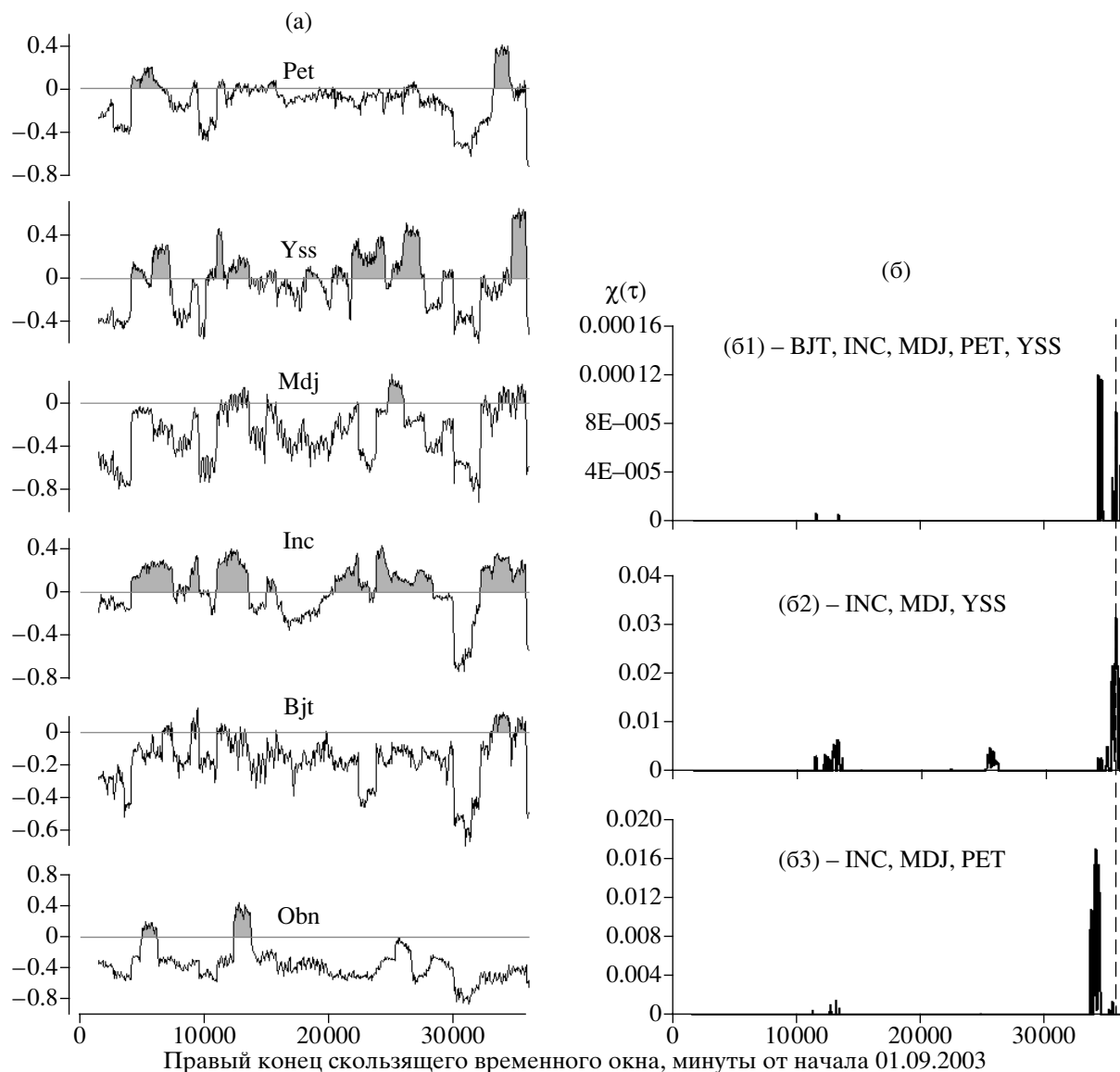


Рис. 3. (а) – вариации оценок постоянной Херста по формуле (4) для указанных станций в скользящем временном окне длиной 1 сутки со смещением 1 час после удаления в каждом окне полиномиального тренда 8-го порядка; (б1-б3) – графики изменения величины (5) для различных указанных комбинаций станций, вертикальная штриховая линия выделяет момент землетрясения на Хоккайдо.

Обозначим через $H_k(\tau)$ значение оценки параметра Херста для k -го временного ряда в зависимости от τ – временной координаты правого конца скользящего окна. Значения $H_k(\tau)$ для остатка после устранения тренда принимали как отрицательные, так и положительные значения. Выделим те временные окна, для которых эти оценки положительны. Интерес к положительным значениям оценок связан с тем фактом, что для самоподобных процессов значения постоянной Херста должны лежать между 0 и 1. Поэтому неравенство $H_k(\tau) > 0$ косвенно является признаком фрактального самоподобного поведения низкочастотного сейсмического шума. В силу этого представ-

ляет интерес выделение таких временных окон, когда сразу для всех совместно анализируемых процессов оценки постоянной Херста стали положительными – это является признаком некоторой низкочастотной синхронизации. Выделить такие окна можно с использованием меры:

$$\chi(\tau) = \prod_k \max(0, H_k(\tau)). \quad (5)$$

Очевидно, что величина (5) равна нулю, если хотя бы для одного сигнала оценка $H_k(\tau)$ неположительна.

На рис. 3, в правой колонке (б) представлены графики величины (5) для различных комбина-

ций станций. Получился неожиданный эффект синхронного превышения оценками $H_k(\tau)$ нулевого уровня незадолго до землетрясения на Хоккайдо.

Дальнейшее обобщение понятия самоподобного процесса состоит в допущении зависимости постоянной Херста от времени, то есть в рассмотрении такого случайного процесса, для которого $M\{|X(t + \delta t) - X(t)|^2\} \sim |\delta t|^{2H(t)}$, $0 < H(t) < 1$. В этом определении следует различать медленную зависимость от времени постоянной Херста при ее оценке в скользящем временном окне (эволюцию) и зависимость внутри каждого рассматриваемого окна или “быструю” зависимость от времени. “Быстрая” зависимость величины H связана с понятием индекса сингулярности Липшица-Гельдера [Taqqu, 1988; Feder, 1988; Mallat, 1998]. Пусть $X(t)$ – некоторый сигнал. Определим в качестве меры изменчивости $\mu_p(t, \delta)$ поведения сигнала $X(t)$ на интервале $[t, t + \delta]$ величину:

$$\mu_p(t, \delta) = \left(\sum_{s=1}^{s=t+\delta} |X(s)|^p \right)^{\frac{1}{p}}, \quad p \geq 1. \quad (6)$$

В случае непрерывного времени сумма заменяется на интеграл.

Заметим, что $\lim_{p \rightarrow \infty} \mu_p(t, \delta) = \max_{t \leq s \leq t+\delta} |X(s)|$, однако, чтобы соблюсти традицию, идущую еще от исследований Херста, определим:

$$\mu_\infty(t, \delta) = \max_{t \leq s \leq t+\delta} X(s) - \min_{t \leq s \leq t+\delta} X(s), \quad (7)$$

т.е., как размах сигнала на интервале времени $[t, t + \delta]$. Показатель $h_p(t)$ Гельдера-Липшица для точки t определяется как предел:

$$h_p(t) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\ln(\mu_p(t, \delta))}{\ln(\delta)}, \quad (8)$$

т.е. в окрестности точки t мера изменчивости сигнала $\mu_p(t, \delta)$ при $\delta \rightarrow 0$ убывает по закону $\delta^{h_p(t)}$. В этом определении, в силу формул (6)–(7), рассматривается лишь правосторонняя окрестность точки t , но для последующих конструкций для вычисления спектра сингулярности это не имеет значения. Спектр сингулярности $F_p(\alpha)$ определяется [Feder, 1988; Mallat, 1998] как фрактальная размерность множества точек t , для которых $h_p(t) = \alpha$, то есть имеющих один и тот же показатель Гельдера-Липшица, равный α .

Существование спектра сингулярности гарантировано не для любых сигналов, а лишь так называемых масштабно-инвариантных. Если $X(t)$ – случайный процесс, то вычислим среднее значение мер $\mu_p(t, \delta)$ в степени q :

$$M_p(\delta, q) = M\{(\mu_p(t, \delta))^q\}. \quad (9)$$

Случайный процесс называется масштабно-инвариантным, если $M_p(\delta, q)$ при $\delta \rightarrow 0$ убывает по закону $\delta^{\kappa_p(q)}$, то есть существует предел:

$$\kappa_p(q) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\ln M_p(\delta, q)}{\ln(\delta)}. \quad (10)$$

Если зависимость $\kappa_p(q)$ является линейной: $\kappa_p(q) = H_p \cdot q$, где $H_p = \text{const}$, $0 < H_p < 1$, то процесс называется монофрактальным. В частности, для броуновского движения $H_p = 0.5$. Процесс $X(t)$ называется мультифрактальным, если зависимость $\kappa_p(q)$ является нелинейной.

Смысл возведения в различные степени q в формуле (9) заключается в том, что это позволяет придать разные веса интервалам времени с большой и малой мерами изменчивости сигнала. Если $q > 0$, то основной вклад в среднее значение $M_p(\delta, q)$ дают интервалы времени с большой изменчивостью, тогда как интервалы времени с малой изменчивостью вносят максимальный вклад при $q < 0$.

Заметим, что для “истинных” масштабно-инвариантных процессов (подобно классическому мультипликативному биномиальному каскаду [Mandelbrot, 1982; Feder, 1988]) использование различных показателей p в формуле (6) смысла не имеет, поскольку спектр сингулярности получается одним и тем же. Но при анализе реальных наблюдений, свойства которых могут как сильно отличаться от свойств масштабно-инвариантных процессов, так и приближаться к ним – в зависимости от временного интервала, для которого производится обработка, использование различных показателей p может привести к разным результатам, что является следствием различия в учете вклада в меру (6) вариаций сигнала с большой амплитудой для разных показателей p . Ниже использовались 3 варианта: $p = 1$ (мера вариативности – средний модуль отклонения); $p = 2$ (мера вариативности – стандартное отклонение); $p = \infty$ (мера вариативности – размах).

В последнее время для оценки спектров сингулярности временного ряда активно применяется метод анализа флуктуаций после исключения масштабно-зависимых трендов – Detrended Fluctuation Analysis (DFA) [Kantelhardt et al., 2002]. Ниже кратко приведены основные конструкции метода (см. также [Любушин, Соболев, 2006; Любушин, 2007]). Разобьем выборку на непересекающиеся малые интервалы длиной s отсчетов:

$$I_k^{(s)} = \{(t: 1 + (k-1) \cdot s \leq t \leq k \cdot s), \quad k = 1, \dots, [N/s]\} \quad (11)$$

и пусть

$$y_k^{(s)}(t) = X((k-1)s + t), \quad t = 1, \dots, s \quad (12)$$

участок временного ряда $X(t)$, соответствующий интервалу $I_k^{(s)}$. Пусть $P_k^{(s,m)}(t)$ – полином порядка m , подогнанный методом наименьших квадратов к сигналу $y_k^{(s)}(t)$. Рассмотрим отклонения от локального тренда:

$$\Delta y_k^{(s,m)}(t) = y_k^{(s)}(t) - P_k^{(s,m)}(t), \quad t = 1, \dots, s \quad (13)$$

и вычислим значение:

$$Z_p^{(m)}(q, s) = \left(\sum_{k=1}^{[N/s]} (\mu_p^{(k)}(s))^q / [N/s] \right)^{1/q}, \quad (14)$$

которое будем рассматривать как оценку для $(M_p(s, q))^{1/q}$. Здесь $\mu_p^{(k)}(s)$ – мера изменчивости (6) или (7) сигнала $\Delta y_k^{(s,m)}(t)$ (формула (14)) внутри интервала $I_k^{(s)}$ длиной s отсчетов. Процедура устранения тренда на каждом малом участке длиной s отсчетов необходима в случае наличия в сигнале трендов внешнего происхождения (сезонных, приливных и т.п.), то есть для того, чтобы “добраться до шума”. Определим функцию $h_p(q)$ как коэффициент линейной регрессии между значениями $\ln(Z_p^{(m)}(q, s))$ и $\ln(s)$: $Z_p^{(m)}(q, s) \sim s^{h_p(q)}$. Очевидно, что $\kappa_p(q) = qh_p(q)$, а для монофрактального процесса $h_p(q) = H = \text{const}$. Для того, чтобы учесть возможную потерю информации на правом конце выборки, если система интервалов (11) не полностью покрывает анализируемый участок временного ряда, величина (14) вычисляется аналогично, но по системе интервалов, начинающихся вплотную не к первому отсчету, как в (11), а к последнему, а потом берется среднее значение величин (14).

Следующим шагом в мультифрактальном анализе после определения функции $\kappa_p(q)$ является вычисление спектра сингулярности $F_p(\alpha)$. Заметим, что стандартный подход [Feder, 1988] состоит в вычислении статистической суммы Гиббса

$$W_p(q, s) = \sum_{k=1}^{[N/s]} (\mu_p^{(k)}(s))^q \quad \text{и определения показателя}$$

массы $\tau_p(q)$ из условия $W_p(q, s) \sim s^{\tau_p(q)}$, после чего спектр вычисляется согласно формуле: $F_p(\alpha) = \max\{\min_q(\alpha q - \tau_p(q)), 0\}$. Из формулы (14) нетрудно заметить, что $\tau_p(q) = \kappa_p(q) - 1 = qh_p(q) - 1$. Таким образом

$$F_p(\alpha) = \max\{\min_q(q(\alpha - h_p(q)) + 1, 0\}. \quad (15)$$

Обычно для вычисления спектра сингулярности используется формула $F_p(\alpha) = q \cdot \alpha - \tau_p(q)$, в которой производится замена переменной q на α

согласно неявной формуле $\alpha = d\tau_p(q)/dq$. Поскольку функция $\tau_p(q)$ находится численно, то ее дифференцирование представляет собой дополнительную задачу. Внутренняя операция взятия минимума в (15) гораздо более устойчива по отношению к погрешностям вычислений, чем численное дифференцирование. Что же касается внешней операции взятия максимума в (15), то она является естественным условием (размерность не может быть отрицательной) для выделения носителя спектра сингулярности, то есть интервала $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ значений его аргумента, для которых $F_p(\alpha) \geq 0$.

Если оценивать спектр $F_p(\alpha)$ в скользящем временном окне, то его эволюция может дать информацию об изменении структуры хаотических пульсаций ряда. В частности, положение и ширина носителя спектра $F_p(\alpha)$ (значения α_{\min} , α_{\max} , $\Delta\alpha = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ и α^* – то значение, которое доставляет функции $F_p(\alpha)$ максимум: $F_p(\alpha^*) = \max_{\alpha} F_p(\alpha)$) являются характеристиками шума. Величину α^* можно назвать обобщенным показателем Херста. Для монофрактального сигнала значение $\Delta\alpha$ должно быть равно нулю, что реально будет означать малую величину оценки ширины носителя, а $\alpha^* = H$. Что же касается значения $F_p(\alpha^*)$, то оно равно фрактальной размерности точек, для окрестности которых выполняется масштабирующее соотношение (8). Обычно $F_p(\alpha^*) = 1$, но встречаются окна, для которых $F_p(\alpha^*) < 1$. Напомним, что в общем случае (не только для анализа временных рядов) величина $F_p(\alpha^*)$ равна фрактальной размерности носителя мультифрактальной меры [Mandelbrot, 1982; Feder, 1988]. Поэтому условие $F_p(\alpha^*) < 1$ представляет интерес как индикатор уменьшения размерности множества точек, в окрестности которых шум ведет себя в соответствии с законом $M_p(s, q) \sim s^{\kappa_p(q)}$, $s \rightarrow 0$.

Все перечисленные выше параметры спектра сингулярности заслуживают внимания. Чаще все при мультифрактальном анализе временных рядов обращают внимание на параметр $\Delta\alpha$ ширины носителя спектра [Currenti et al., 2005; Ramírez-Rojas et al., 2005; Ida et al., 2005; Telesca et al., 2005], поскольку он непосредственно характеризует “степень разнообразия” поведения шума. Однако опыт работы с изменениями параметров спектра сингулярности при его оценке в относительно коротких временных окнах показал, что наименее подвержен статистическим флуктуациям обобщенный показатель Херста – величина α^* . Значения α^* характеризуют наиболее типичную сингулярность, которая встречается чаще всего в пределах текущего окна. Поэтому в дальнейшем акцент будет сделан на изучении свойства вариаций α^* .

На рис. 4 представлены графики изменения α^* для наборов временных рядов 2003 и 2006 года

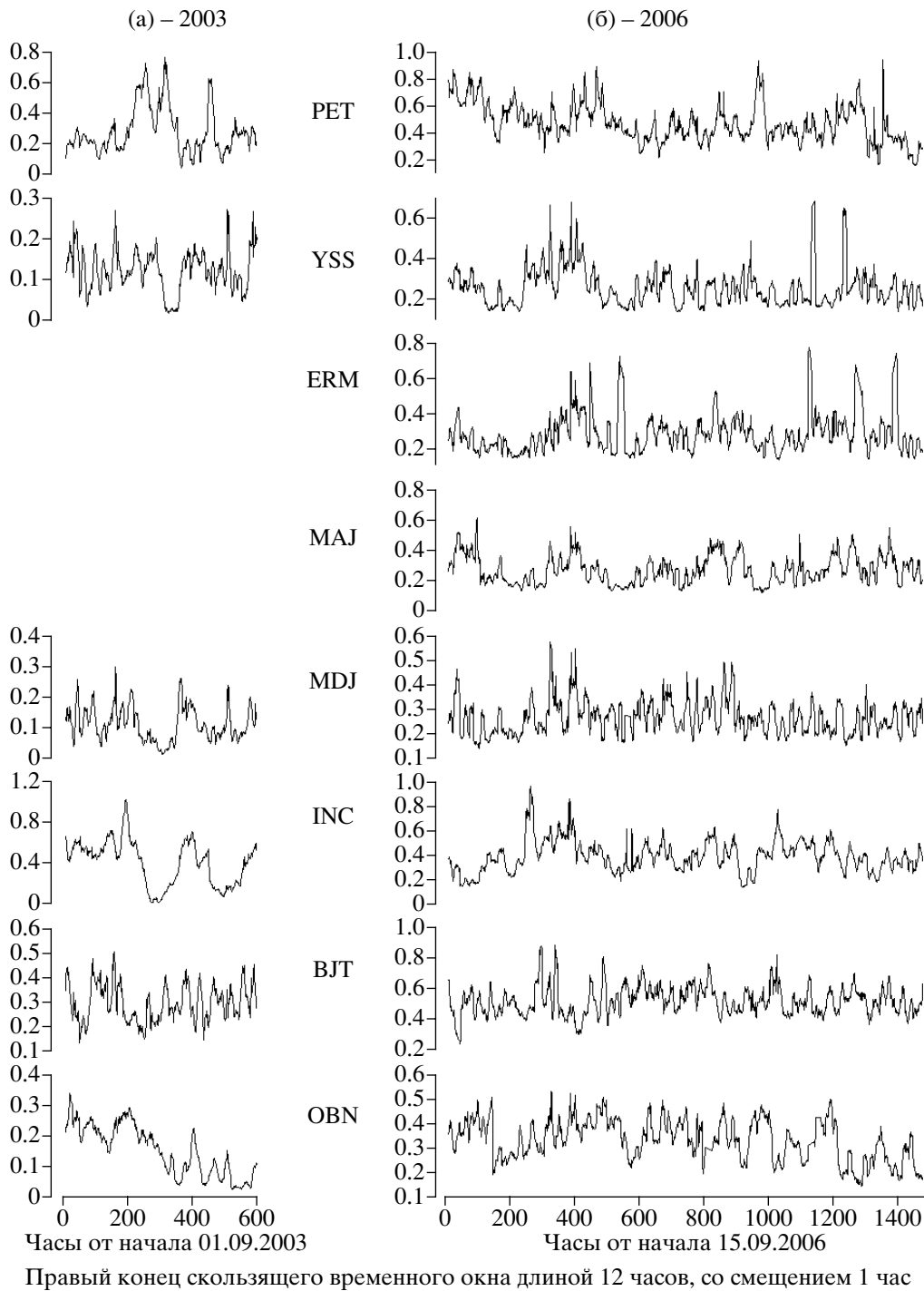


Рис. 4. Графики изменения α^* для наборов временных рядов 2003 (а) и 2006 г. (б) при оценке спектра сингулярности в скользящем временном окне длиной 12 часов при смещении 1 час.

(табл. 1) при оценке спектра сингулярности в скользящем временном окне длиной 1440 отсчетов (12 часов) при смещении 120 отсчетов (1 час). Для устранения масштабно-зависимых трендов (формула (13)), брались полиномы 4-го порядка. Функция $h_p(q)$ оценивалась в каждом окне для масштабов s , изменяющихся от минимального значения 20 отсчетов (10 минут) до

максимального, равного одной пятой длины окна. При длине 1440 отсчетов, таким образом, максимальный масштаб равен 288 30-секундных отсчетов или 144 минуты = 2.4 часа. Для набора временных рядов 2003 года использовалась мера вариативности (6) при $p = 2$ (стандартное отклонение), а для 2006-го года – мера (7) (размах).

Таким образом, исходные временные ряды заменялись на более низкочастотные ряды вариаций значений α^* – поэтому на временных осях на рис. 4 вместо минут стоят часы. Целью дальнейшего анализа является обнаружение эффектов когерентного (синхронного) поведения микросейсмических колебаний в минутном диапазоне периодов после перехода от исходных данных к α^* . В работах [Соболев, 2004; Соболев и др., 2005; Соболев, Любушин, 2006; 2007] с помощью метода приращений логарифмической функции правдоподобия [Любушин и др., 1998] изучалась частотно-временная структура пиковых значений шума, превосходящий заданный порог и феномен появления низкочастотных асимметричных импульсов.

СВОЙСТВА МНОГОМЕРНЫХ СИГНАЛОВ, СИНХРОНИЗАЦИЯ

Эффекты синхронизации поведения геофизических полей, увеличения их коллективной составляющей, являются важным индикатором изменений состояния земной коры и, в частности, подготовки крупных землетрясений. Для этого есть методические рекомендации, вытекающие из наиболее общих закономерностей поведения систем, приближающихся к бифуркации, катастрофе [Nicolis, Prigogine. 1989], например, увеличение радиуса корреляции флуктуаций в окрестности точки бифуркации (критическая опалесценция), которая указывает на тенденцию к установлению согласованности во всем объеме системы, готовящейся к переходу в новое состояние. Дать физическое описание механизма синхронизации с большей детализацией того “как же именно” это происходит очень трудно, если вообще возможно. Это является следствием чрезвычайной сложности земной коры и большого числа внешних воздействий, многие из которых невозможно измерить и, вообще, даже контролировать их наличие или отсутствие в период наблюдений. Поэтому использование статистических мер синхронного поведения для исследования процессов, предвещающих сильные землетрясения, дает некий выход из этой сложной ситуации.

Ниже для выделения эффектов синхронного поведения результатов измерения низкочастотного микросейсмического фона на нескольких станциях используется спектральная мера когерентности, предложенная в [Любушин, 1998]. Многочисленные примеры приложения этой меры не только в физике твердой Земли, но и в гидрологии, метеорологии и климатических исследованиях имеются в [Любушин, 2007]. Там же изложены все технические детали вычислений, которые здесь опущены. Спектральная мера когерентности $\lambda(\tau, \omega)$ строится как модуль произве-

дения покомпонентных канонических когерентностей

$$\lambda(\tau, \omega) = \prod_{j=1}^m |v_j(\tau, \omega)|. \quad (16)$$

Здесь $m \geq 2$ – общее число совместно анализируемых временных рядов (размерность многомерного временного ряда), ω – частота, τ – временная координата правого конца скользящего временного окна, состоящего из определенного числа смежных отсчетов, $v_j(\tau, \omega)$ – каноническая когерентность j -го скалярного временного ряда, которая описывает силу связанности этого ряда со всеми прочими рядами. Величина $|v_j(\tau, \omega)|^2$ является обобщением обычного квадратичного спектра когерентности между двумя сигналами на случай, когда второй сигнал является не скалярным, а векторным. Выполняется неравенство $0 \leq |v_j(\tau, \omega)| \leq 1$ и чем ближе значение $|v_j(\tau, \omega)|$ к единице, тем сильнее линейно связаны вариации на частоте ω во временном окне с координатой τ j -ого ряда с аналогичными вариациями во всех прочих рядах. Соответственно величина $0 \leq \lambda(\tau, \omega) \leq 1$ в силу своего построения описывает эффект совокупного когерентного (синхронного, коллективного) поведения всех сигналов. Заметим, что, в силу построения, значение величины $\lambda(\tau, \omega)$ принадлежит интервалу $[0, 1]$ и чем ближе соответствующее значение к единице, тем сильнее связь между вариациями компонент многомерного временного ряда на частоте ω для временного окна с координатой τ . Следует подчеркнуть, что сравнение абсолютных значений статистики $\lambda(\tau, \omega)$ возможно лишь для одного и того же числа m одновременно обрабатываемых временных рядов – поскольку, в силу формулы (16), при росте m величина λ убывает, как произведение m величин, меньших единицы. Если рассматриваются лишь 2 временных ряда, $m = 2$, то функция (16) становится обычным квадратичным спектром когерентности (частотно зависимым квадратом коэффициента корреляции).

Далее мера (16) применяется для анализа эффектов синхронного поведения между временными рядами вариаций обобщенных показателей Херста α^* для разных станций. Для реализации этого алгоритма необходимо иметь в каждом временном окне оценку спектральной матрицы исходного многомерного ряда. Ниже предпочтение отдается использованию модели векторной авторегрессии [Marple(Jr), 1987] 3-го порядка. Длина временного окна для получения зависимости $\lambda(\tau, \omega)$ бралась равной 5 суткам. Поскольку каждое значение α^* получено по временному окну длиной 12 часов, а смещение этих окон равно 1 часу, то длина временного окна для оценки спектральной матрицы равна 109 отсчетам, т.к. $(109-1) \times 1 + 12 = 120$ часов = 5 суток.

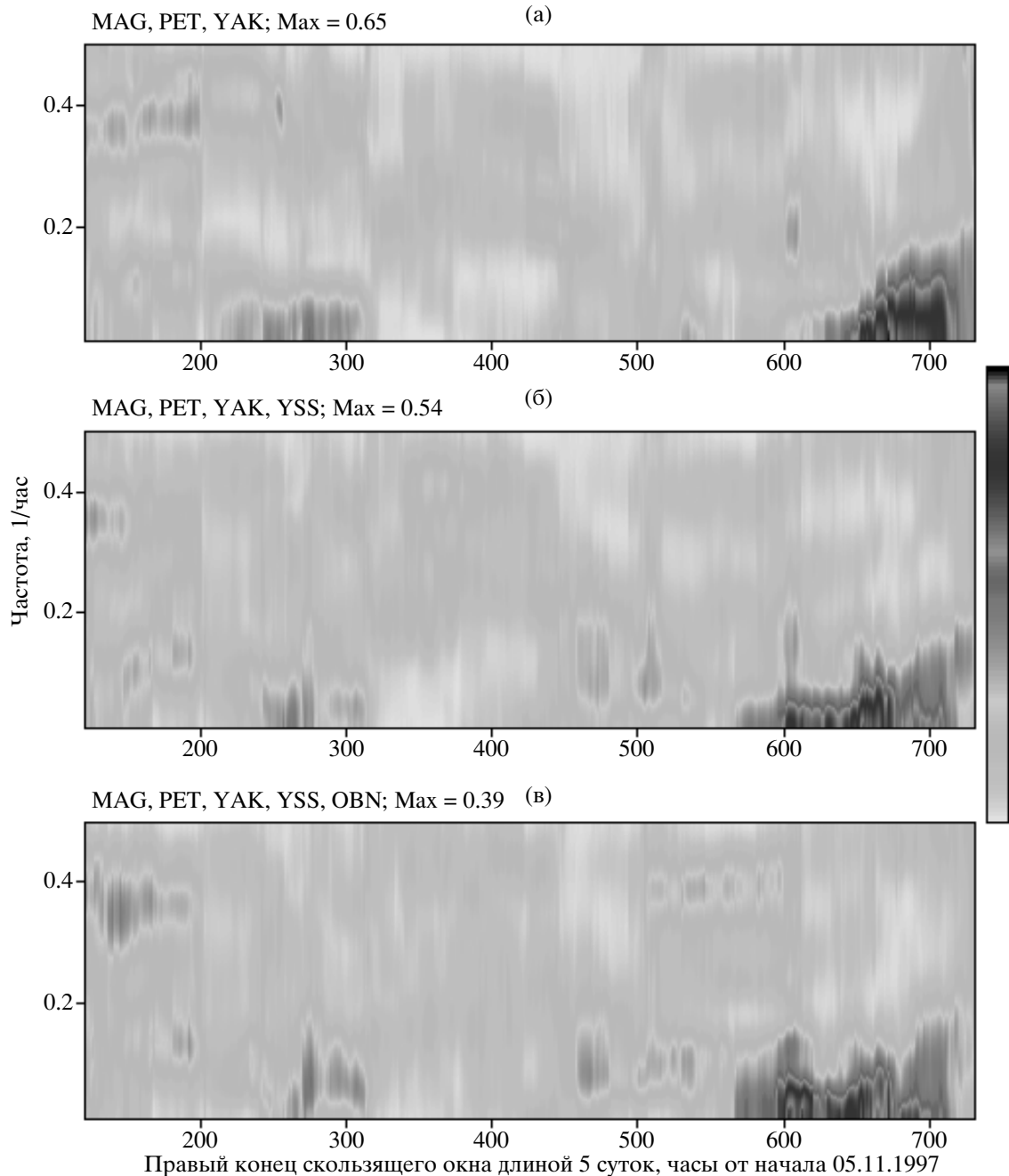


Рис. 5. Частотно-временные диаграммы эволюции спектральной меры синхронизации для вариаций обобщенного показателя Херста α^* микросейсмического фона перед Кроноцким землетрясением 05.12.1997 после перехода к 0.5-минутным отсчетам. Величины α^* оценивались в скользящем временном окне длиной 12 часов со смещением 1 час. На диаграммах проставлены обозначены сейсмических станций, включенных в обработку (YAK – Якутск, MAG – Магадан) и указаны максимальные значения статистики (16) (минимальное практически равно нулю для всех станций).

Заметим, что существует аналог формулы (16), в которой участвуют не канонические когерентности, а канонические корреляции между вейвлет-коэффициентами разных уровней детальности ортогональных разложений исходных сигналов в текущем временном окне. Таким образом, получается вейвлетная мера синхронного поведения компонент многомерного временного ря-

да [Любушин, 2000; 2002; 2007]. В работе [Соболев, Любушин, 2007] для выделения эффектов синхронизации использовались обе меры, как спектральная, так и вейвлетная. Но для выделения синхронизации между временными рядами α^* ниже будет использоваться только спектральная мера – в силу сходства полученных результатов и того, что частотно-временная диаграмма дает более ком-

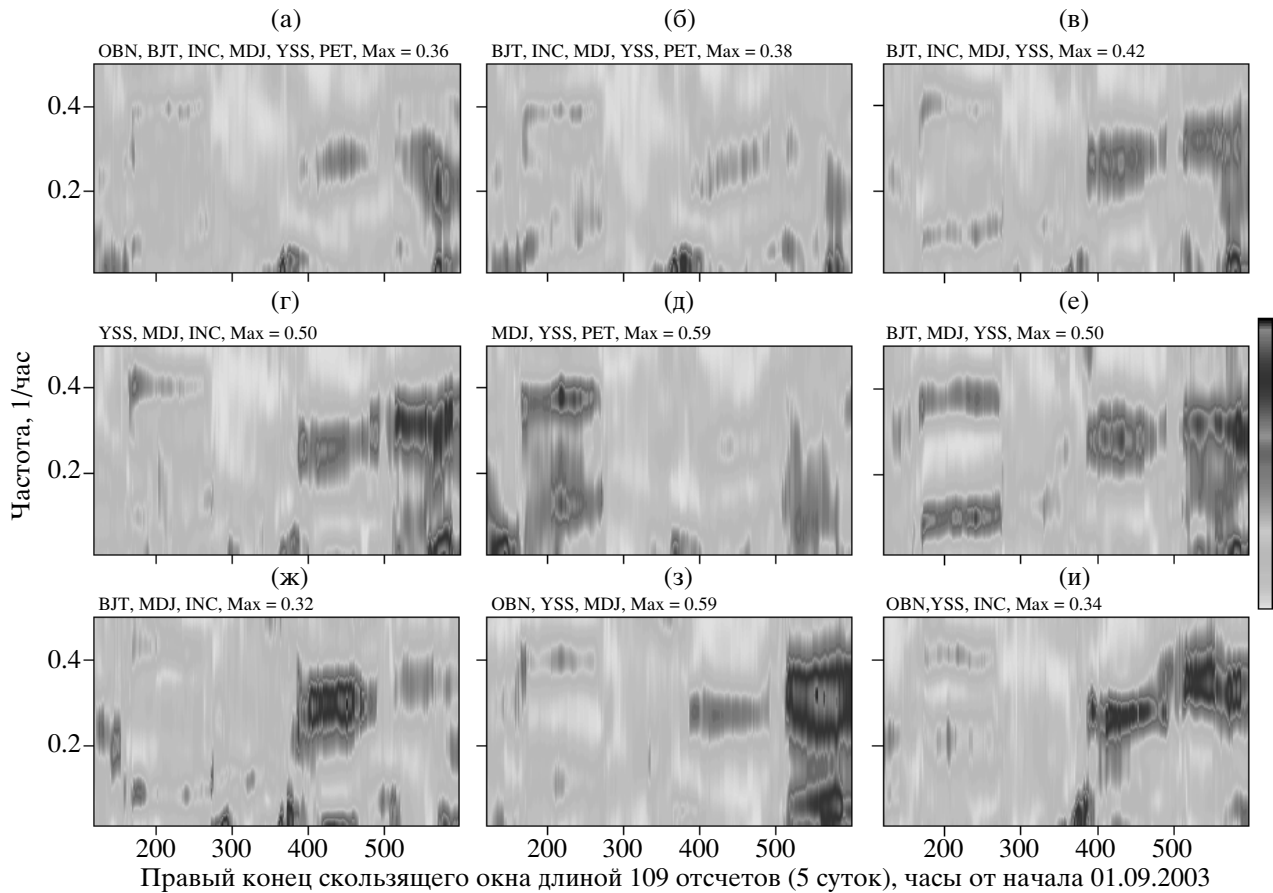


Рис. 6. Частотно-временные диаграммы эволюции спектральной меры синхронизации для вариаций обобщенного показателя Херста α^* микросейсмического фона перед землетрясением на Хоккайдо 25.09.2003 после перехода к 0.5-минутным отсчетам (рис. 4а). Величины α^* оценивались в скользящем временном окне длиной 12 часов со смещением 1 час. На диаграммах проставлены обозначения сейсмических станций, включенных в обработку и указаны максимальные значения статистики (16) (минимальное практически равно нулю для всех станций).

пактное и наглядное представление результата, чем набор линейных графиков эволюции вейвлетной меры синхронизации для анализируемых уровней детальности.

Следует отметить, что применение спектральной или вейвлетной мер непосредственно к исходным сейсмическим записям не позволило выделить значимых эффектов синхронизации за исключением тривиальной синхронизации на низких частотах (с периодами более 2 часов), связанных с глобальным приливным воздействием на литосферу, особенно в те интервалы времени, когда наблюдаются сильные 12-часовые приливы. Исключение составляет анализ микросейсмического фона перед Суматранским землетрясением 26.12.2004, $M = 9.2$, когда синхронизация для периодов 20–60 минут была предположительно инициирована в окрестности эпицентра за 2.5 суток до катастрофы в результате землетрясения Мак-Куори 23.12.2004, $M = 7.9$ [Соболев, Любушин, 2007]. В то же время переход от исходных данных к мультифрактальным характеристикам внутри

скользящих временных окон во всех случаях позволил выделить значимые эффекты синхронного поведения этих характеристик шума.

Попытки использовать для выделения синхронизаций обычный показатель Херста, то есть применение меры (16) к временным рядам типа представленных на рис. 3(а) в целом оказались менее успешными, хотя, например, использование меры (5) перед землетрясением на Хоккайдо позволило выделить ее всплеск за 2 суток до события (рис. 3(б1)–(б3)). Выяснилось, что обычный показатель Херста гораздо более подвержен шумам, чем обобщенный.

На рис. 5, представлен результат из работы [Любушин, Соболев, 2006] по выделению синхронизаций между вариациями α^* перед Кроноцким землетрясением. При оценке спектра сингулярности использовалась мера вариативности (7) – размах. На этих диаграммах отчетливо заметны области повышенных значений меры (16) на низких частотах примерно за 3–7 суток до события. В [Любушин, Соболев, 2006] показано, что этот эф-

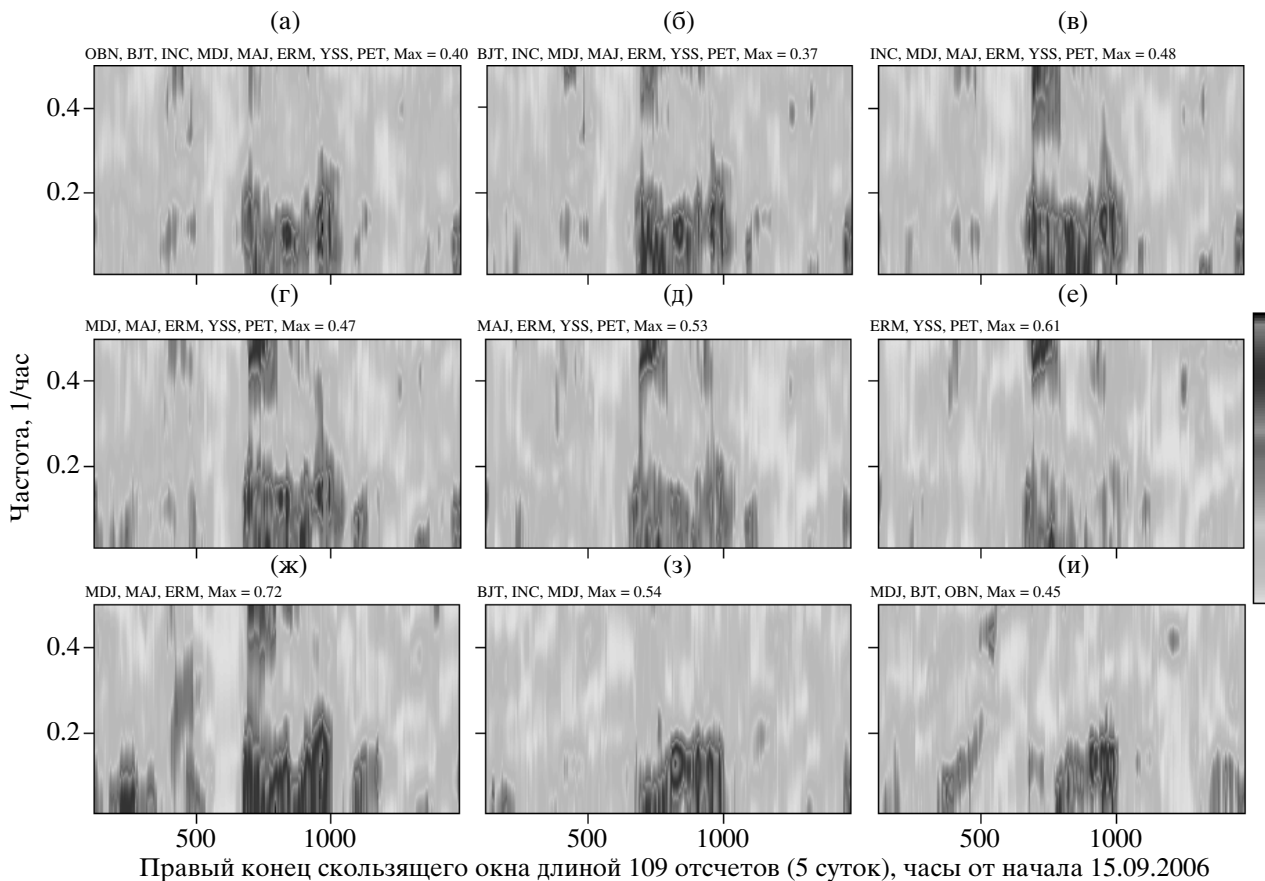


Рис. 7. Частотно-временные диаграммы эволюции спектральной меры синхронизации для вариаций обобщенного показателя Херста α^* микросейсмического фона перед Симуширским землетрясением 15.11.2006 после перехода к 0.5-минутным отсчетам (рис. 4б). Величины α^* оценивались в скользящем временном окне длиной 12 часов со смещением 1 час. На диаграммах проставлены обозначения сейсмических станций, включенных в обработку и указаны максимальные значения статистики (16) (минимальное практически равно нулю для всех станций).

фekt является довольно устойчивым при переборе станций, включенных в обработку. Естественно возникает вопрос о том, насколько обнаруженный эффект устойчив при анализе информации о низкочастотном микросейсмическом поле перед другими сильными землетрясениями.

На рис. 6 представлены результаты построения частотно-временных диаграмм для статистики (16) для 9 различных вариантов обрабатываемых станций перед землетрясением на Хоккайдо 26.09.2003, то есть для временных рядов значений α^* , графики которых представлены на рис. 4а (левая колонка графиков). Видна устойчивая синхронизация перед землетрясением как минимум за 2 суток до события, особенно отчетливо выраженная на рис. 6в, 6г, 6е, 6з, 6и. Интересно, что эта синхронизация начинается довольно рано (временная метка 400 часов), но потом прерывается на метке 500 часов, что соответствует интервалу времени прихода волн от 2-х удаленных сильных землетрясений с магнитудой выше 6. Таким образом, синхронизация мультифрактальных парамет-

ров сейсмического фона перед землетрясением на Хоккайдо также была выделена.

Однако ожидаемый эффект синхронизации непосредственно перед Симуширским землетрясением не был обнаружен. Результаты анализа представлены на рис. 7 также в виде набора из 9 частотно-временных диаграмм для различных наборов станций, оцененных для временных рядов α^* , представленных на рис. 4б (правая колонка графиков). Более того, перед землетрясением наблюдаются устойчивое отсутствие синхронизации, а всплеск синхронного поведения замечен в середине интервала наблюдений, для участка времени длительностью около 16 суток, 11–28.10.2006, причем тонкая структура пятна синхронизации довольно устойчива по отношению к изменению состава станций, включаемых в обработку.

Это говорит о том, что надежные предвестники не следует ожидать в виде простых эффектов увеличения синхронизации, а, скорее всего, в виде некоторых сценарий развития синхронизации [Любушин, 2003], включающих в себя также и немоно-

тонное поведение. Как уже отмечалось в работах [Соболев, Любушин, 2006; 2007; Любушин, Соболев, 2006] ясного понимания физических причин, приводящих к синхронизации изменений мультифрактальных параметров микросейсмического фона в настоящий момент не существует. Одна из наиболее вероятных причин – это интенсивные атмосферные и океанические процессы, причем не только в окрестности мест проведения измерений, но и практически в любом регионе земного шара, которые могут как синхронизировать параметры шума, так и быть триггером сильных землетрясений. Этим может объясняться неожиданная “дальнобойность” синхронизации между сильно удаленными станциями типа представленной на рис. 6з, би.

ВЫВОДЫ

В результате совместного анализа вариаций аргумента, обеспечивающего максимальное значение мультифрактального спектра сингулярности (обобщенной постоянной Херста) при оценке в скользящем временном окне длиной 12 часов для микросейсмических колебаний в минутном диапазоне периодов на нескольких станциях IRIS выделены значимые эффекты их синхронизации (когерентного поведения) с помощью многомерной спектральной меры синхронизации. Мера синхронизации оценивалась в скользящем окне длиной 5 суток. Были проанализированы интервалы времени перед тремя сильными землетрясениями: Кроноцким 05.12.1997, $M = 7.8$; землетрясением на Хоккайдо 25.09.2005, $M = 8.3$ и перед Симуширским землетрясением на Курильских островах, $M = 8.2$. Длительность анализируемых интервалов времени перед событиями составляла 30.5, 25 и 61.5 суток соответственно. Станции находились на расстояниях от 70 до 7160 км от эпицентра в зависимости от того или иного землетрясения.

Перед Кроноцким землетрясением и землетрясением на Хоккайдо обнаружены эффекты синхронизации вариаций обобщенной постоянной Херста, начинающиеся за 3–7 суток до события для периодов от 2.5 часов и выше. Непосредственно перед Симуширским землетрясением 15.11.2006 эффекта синхронизации не обнаружено, однако исследуемый интервал времени содержит участок длиной 16 суток, 11–28.10.2006, характеризуемый когерентным поведением рассматриваемого параметра микросейсмического шума. Во всех случаях выделенные эффекты синхронизации характеризуется значительной устойчивостью по отношению к изменению набора анализируемых станций и наличием когерентности даже между сильно разнесенными станциями.

Анализ эффектов синхронизации фрактальных и мультифрактальных параметров поля микросейсмических колебаний в минутном диапазоне

периодов может дать важную информацию о процессе подготовки сильных землетрясений, о триггерных воздействиях, приводящих к сбросу накопленных напряжений и о взаимодействии литосферы с океаническими, атмосферными и ионосферными процессами. Дальнейшее развитие исследований в этом направлении должно включать использование глобальной информации и совместный анализ данных (временных рядов мониторинга) о твердой и жидкой оболочке Земли.

Работа выполнена при поддержке программы “Электронная Земля” Президиума Российской академии наук, гранта INTAS Ref. № 05-100008-7889 и гранта РФФИ 06-05-64625.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука. 1980. С. 448.
- Линьков Е.М. Сейсмические явления. Л.: Изд-во ЛГУ. 1987. 248 с.
- 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.
- Любушин А.А., Писаренко В.Ф., Ружич В.В., Буддо В.Ю. Выделение периодичностей в сейсмическом режиме // Вулканология и сейсмология. 1998. № 1. С. 62–76.
- Любушин А.А. Анализ канонических когерентностей в задачах геофизического мониторинга // Физика Земли. 1998. № 1. С. 59–66.
- Любушин А.А. Вейвлет-агрегированный сигнал и синхронные всплески в задачах геофизического мониторинга и прогноза землетрясений // Физика Земли. 2000. № 3. С. 20–30.
- Любушин А.А. Робастный вейвлет-агрегированный сигнал для задач геофизического мониторинга // Физика Земли. 2002. № 9. С. 37–48.
- Любушин А.А. Всплески и сценарии синхронизации в геофизических наблюдениях. – В выпуске: Очерки геофизических исследований. К 75-летию Объединенного Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта. М.: ОИФЗ РАН. 2003. 474 с. (с. 130–134).
- Любушин А.А., Соболев Г.А. Мультифрактальные меры синхронизации микросейсмических колебаний в минутном диапазоне периодов // Физика Земли. 2006. № 9. С. 18–28.
- Любушин А.А. Анализ данных систем геофизического и экологического мониторинга. М.: Наука. 2007. 228 с.
- Петрова Л.Н. Сейсмогравитационные колебания Земли при наблюдениях разнесенными в пределах Евразии вертикальными маятниками // Физика Земли. 2002. № 4. С. 83–95.
- Петрова Л.Н., Орлов Е.Г., Карпинский В.В. О динамике и структуре колебаний Земли в декабре 2004 г. по наблюдениям сейсмогравиметра в Санкт-Петербурге // Физика Земли. 2007. № 2. С. 12–20.

- Плескач Н.К.* Квазигармонические колебания микро-сейсмического фона в диапазоне частот 1–5 Гц // Докл. АН СССР. 1977. Т. 232. № 3. С. 558–561.
- Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В.* Временные вариации высокочастотных сейсмических шумов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 11. С. 72–77.
- Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В., Видмонт Н.А.* Модуляция высокочастотных сейсмических шумов при слабой сейсмичности Земли // Докл. РАН. 1998. Т. 358. № 2. С. 256–259.
- Салтыков В.А., Синицын В.И., Чебров В.Н.* Изучение высокочастотного сейсмического шума по данным режимных наблюдений на Камчатке // Физика Земли. 1997. № 3. С. 39–47.
- Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Qian Jiadong, Черепанов А.С.* Ритмы и детерминированный хаос в геофизических временных рядах // Физика Земли. 2005. № 6. С. 6–28.
- Соболев Г.А.* Вариации микросейсм перед сильными землетрясениями // Физика Земли. 2004. № 6. С. 3–13.
- Соболев Г.А., Любушин А.А., Закржевская Н.А.* Синхронизация микросейсмических колебаний в минутном диапазоне периодов // Физика Земли. 2005. № 8. С. 3–27.
- Соболев Г.А., Любушин А.А.* Микросейсмические импульсы как предвестники землетрясений // Физика Земли. 2006. № 9. С. 5–17.
- Соболев Г.А., Любушин А.А.* Микросейсмические аномалии перед землетрясением 26 декабря 2004 года на Суматре // Физика Земли. 2007. № 5. С. 3–16.
- Спивак А.А., Спунгин В.Г., Бугаев Е.Г., Горбунова Э.М.* Диагностика тектонических структур территории Ново-Воронежской АЭС на основе анализа микросейсмических колебаний // Геоэкология. 1999. № 3. С. 268–276.
- Спивак А.А., Кишкина С.Б.* Исследование микросейсмического фона с целью определения активных тектонических структур и геодинамических характеристик среды // Физика Земли. 2004. № 7. С. 35–49.
- Табулевич В.Н.* Комплексные исследования микросейсмических колебаний. Наука, Сибирское отделение. 1986. 151 с.
- Berger J., Davis P., Ekstrom G.* Ambient Earth Noise: A survey of the Global Seismographic Network // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. B11307.
- Brillinger D.R.* Time series. Data analysis and theory. Holt, Rinehart and Winston, Inc., N.Y., Chicago, San Francisco 1975. (Русский перевод: Бриллинджер Д. Временные ряды. Обработка данных и теория. М.: Мир. 1980. 536 с.)
- Currenti G., Negro C. del, Lapenna V., Telesca L.* Multifractality in local geomagnetic field at Etna volcano, Sicily (southern Italy) // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2005. № 5. P. 555–559.
- Ekstrom G.* Time domain analysis of Earth's long-period background seismic radiation // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № B11. P. 26483–26493.
- Feder J.* Fractals. Plenum Press, New York, London 1998. (Русский перевод: Федер Е. Фракталы. М.: Мир. 1991. 254 с.)
- Friedrich A., Krüger F., Klinge K.* Ocean-generated microseismic noise located with the Gräfenberg array // Journal of Seismology. March 1998. V. 2. № 1. P. 47–64.
- Hardle W.* Applied nonparametric regression. Cambridge University Press, Cambridge, New York, New Rochell, Melbourne, Sydney 1989. (Русский перевод: Хардле В. Прикладная непараметрическая регрессия. М.: Мир. 1993. 349 с.)
- Hurst H.E.* Long-term storage capacity of reservoirs // Trans. Amer. Soc. Civ. Eng. 1951. V. 116. P. 770–808.
- Ida Y., Hayakawa M., Adalev A., Gotoh K.* Multifractal analysis for the ULF geomagnetic data during the 1993 Guam earthquake. Nonlinear Processes in Geophysics. 2005. V. 12. P. 157–162.
- Kantelhardt J.W., Zschiegner S.A., Konsciency-Bunde E., Havlin S., Bunde A., Stanley H.E.* Multifractal detrended fluctuation analysis of nonstationary time series // Physica A. 2002. V. 316. P. 87–114.
- Kobayashi N., Nishida K.* Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances. Nature. 1998. V. 395. P. 357–360.
- Kurle D., Widmer-Schmidrig R.* Spatiotemporal features of the Earth's background oscillations observed in central Europe // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L24304.
- Mallat S.* A wavelet tour of signal processing. Academic Press. San Diego, London, Boston, N.Y., Sydney, Tokyo, Toronto. 1998. 577 p. (Русский перевод: Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов. М.: Мир. 2005. 671 с.)
- Mandelbrot B.B.* The fractal geometry of nature. Freeman and Co., New York 1982. (Русский перевод: Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. М.: Институт компьютерных исследований. 2002. 656 с.)
- Marple S.L.(Jr.)* Digital spectral analysis with applications. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey 1987. (Русский перевод: Марпл С.Л. (1990) Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир. 1990. 584 с.)
- McNamara D.E., Buland R.P.* Ambient Noise Levels in the Continental United States // Bulletin of the Seismological Society of America. 2004. V. 94. P. 1517–1527.
- Nicolis G., Prigogine I.* Exploring complexity, an introduction. W.H. Freedman and Co., New York (Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. М.: Мир. 1990. 344 с.)
- Ramírez-Rojas A., Muñoz-Diosdado A., Pavía-Miller C.G., Angulo-Brown F.* Spectral and multifractal study of electroseismic time series associated to the $M_w = 6.5$ earthquake of 24 October 1993 in Mexico // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2004. № 4. P. 703–709.
- Rhie J., Romanowicz B.* Excitation of Earth's continuous free oscillations by atmosphere-ocean-seafloor coupling // Nature. 2004. V. 431. P. 552–554.
- Rhie J., Romanowicz B.* A study of the relation between ocean storms and the Earth's hum // G³: Geochemistry, Geophysics, Geosystems, An Electronic Journal of Earth Sciences. 2006. <http://www.agu.org/journals/gc/>. V. 7. № 10. 7 October 2006.
- Savit R., Green M.* Dependent variables in broad band continuous time series // Physica D. 1991. V. 50. P. 521–544.

- Stehly L., Campillo M., Shapiro N.M.* A study of the seismic noise from its long-range correlation properties // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. B10306.
- Tanimoto T., Um J., Nishida K., Kobayashi N.* Earth's continuous oscillations observed on seismically quiet days // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 1553–1556.
- Tanimoto T., Um J.* Cause of continuous oscillations of the Earth // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 28.723–39.
- Tanimoto T.* Continuous Free Oscillations: Atmosphere-Solid Earth Coupling // *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 2001. P. 29:563–84
- Tanimoto T.* The oceanic excitation hypothesis for the continuous oscillations of the Earth // *Geophys. J. Int.* 2005. V. 160. P. 276–288.
- Taqqu M.S.* Self-similar processes. *Encyclopedia of Statistical Sciences.* Wiley, New York. 1988. V. 8. P. 352–357.
- Telesca L., Colangelo C., Lapenna V.* Multifractal variability in geoelectrical signals and correlations with seismicity: a study case in southern Italy // *Natural Hazards and Earth System Sciences.* 2005. № 5. P. 673–677.
- Turcotte D.L.* *Fractals and Chaos in Geology and Geophysics*, 2-nd edition. New York: Cambridge Univ. Press. 1997.