

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОТОКА ВОЗБУЖДЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ СИГНАЛОВ ГЕОСРЕДЫ

© 2006 г. Л. М. Богомолов, В. Н. Сычев, П. В. Ильичев

*Научная станция Российской академии наук, г. Бишкек*

Поступила в редакцию 30.01.2006 г.

Для описания общих закономерностей вариаций потоков сейсмо- и акустоэмиссионных сигналов массивов горных пород и нагруженных образцов под влиянием внешних физических полей предложена феноменологическая модель эмиссионных откликов геосреды. В рамках модели, основанной на простых уравнениях, формирование откликов на воздействие импульсных вибро- и электрических полей рассматривается одновременно с релаксационным процессом, который в простейшем частном случае может проявляться как закон Омори.

*Ключевые слова:* триггерная сейсмичность, энерговодействие, геосреда, параметр состояния.

PACS: 91.30.Ab

### ВВЕДЕНИЕ

Эффекты активации эмиссионных событий (сейсмоэмиссия, сейсмоакустическая эмиссия, акустическая эмиссия, АЭ) в нагруженной геосреде под влиянием физических полей наблюдались на самых разных масштабных уровнях. На натурном масштабе к подобным эффектам относятся случаи прироста микросейсмичности вследствие подземных взрывов [Природные..., 2000], вибраций при водосбросах на ГЭС [Мирзоев, 1983], ионосферных магнитных возмущений [Закржевская, 2002], электророндирований коры с использованием геофизических МГД-генераторов [Тарасов, 1999]. Известны результаты многочисленных экспериментов на образцах, свидетельствующие об эффекте активации акустической эмиссии вибрациями либо электромагнитными импульсами [Соболев, 2003; Bogomolov, 2004]. При умеренных нагрузках, для которых разрушение маловероятно, эмиссионные события, возникающие вследствие деструкции гетерогенного материала, отражают процесс его “аккомодации” к данной нагрузке. С позиций того, что до некоторого предела среда может приспособливаться к действующему напряжению [Гольдин, 2004], внешняя стимуляция дефектообразования, проявляющаяся как прирост эмиссии, является благоприятным фактором (темп аккомодации возрастает), даже несмотря на некоторое сокращение долговечности по Журкову С.Н. [Журков, 1977]. Аналогичности эффектов, стимулированных электромагнитным и вибровоздействием, на различных масштабах длин, для различных случаев состава среды и ее напряженно-деформированного состояния естественно рассматривать как свиде-

тельство возможности управления сейсмическим процессом при помощи технологических средств, приемлемых по геоэкологическим, экономическим и т.п. критериям. Однако в некоторых работах [Гуфельд, 2005; 2005a] высказаны сомнения в правомерности опираться на аналогию натуральных и лабораторных наблюдений применительно к проблеме разрядки избыточных напряжений. Аргументация этих работ в значительной мере сводится к тому, что все еще не установлен механизм (или механизмы) активации эмиссионных событий физическими полями, у которых объемная плотность энергии на много порядков меньше, чем плотность упругой энергии. Таким образом, вопрос об объяснении механизма, ответственного за влияние нестационарных физических полей (в частности электромагнитного) на скорость деструкции геосреды на разных масштабных уровнях и интенсивность потока эмиссионных сигналов (АЭ, сейсмоакустики, сейсмоэмиссии, – в соответствии с характерным размером) становится принципиальным.

Сложность даже качественного объяснения откликов активности эмиссионных сигналов, т.е. индикаторов деструкции, на электромагнитное воздействие связана с тем, что к вопросу о механизме (или нескольких механизмах) этого явления может иметь отношение очень широкий круг эффектов, реализующихся на различных масштабах от микро- до макроуровня: обратный сейсмоэлектрический эффект и проявления пьезоэффекта в отдельных включениях, релаксация электрической поляризации, электропластика и магнитоэластика, эффекты электромагнитоупругости при распространении волн и др. В качестве

основного кандидата для объяснения механизма электрочувствительности деформационного режима для геоматериалов, содержащих связанную воду, можно упомянуть двойные электрические слои, распределенные во всем их объеме из-за внутренней трещиноватости-пористости и зернистости (блочной структуры) [Авагимов, 2002]. В ряде работ, например [Куксенко, 1997], отмечалось сходство активации/релаксации в геоматериалах при динамических и электромагнитных воздействиях. Но и для таких воздействий на геосреду, как взрывы или вибрации, механизм влияния на сейсмичность не полностью выяснен. Вероятно, наиболее важным для таких динамических воздействий является контактное взаимодействие на границах блоков [Кочарян, 2003]. При этом роль внешних факторов сводится к модернизации параметров закона Кулона-Мора: угла внутреннего трения и сцепления. Отметим, что подобным образом (исходя из закона Кулона-Мора) пытались объяснить возбуждение микросейсмичности при нагнетании воды в скважины [Tadako, 2001].

С учетом всего вышеизложенного, наряду с развитием теории энерговоздействий, по необходимости привлекающей большое число уравнений, могут представлять интерес упрощенные феноменологические либо эвристические модели. Ниже рассматривается одна из таких моделей, которую можно условно назвать аккомодационной, поскольку в ней действие импульсных физических полей описывается как возмущение процесса приспособления геосреды к нагрузке. В рамках этой модели предпринята попытка выделить те общие черты откликов геосреды на энерговоздействия, которые могут быть описаны простыми уравнениями.

### ОПИСАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Основная сложность формулировки модели связана с тем, как совместить дискретный во времени и локализованный характер эмиссионных событий с непрерывным во времени и пространстве действием физических полей. Действительно методы учета влияния электромагнитного и других полей на макроскопические параметры напряженно-деформированного состояния уже разработаны [Рахматулин, 1985]. Но в рассматриваемом случае слабых полей все эти методы дают тривиальный результат (отсутствие влияния), что говорит о недостаточности описания на макроуровне для анализа триггерных сейсмоэмиссионных эффектов.

В недавней работе [Ziv, 2003] было предложено модернизировать уравнения Дитриха, первоначально записанные для модели межблоковых подвижек (stick-slip), для анализа наведенной сейсмичности. Используя подход этой работы, при-

ем в качестве исходного следующее соотношение, связывающее усредненную сейсмическую (либо эмиссионную) активность  $\dot{N}$  с параметром состояния  $\Gamma$ , чувствительным к скорости изменения сдвиговой нагрузки  $\dot{\tau}$

$$\dot{N}/\dot{N}_0 = 1/(\Gamma\dot{\tau}_0). \quad (1)$$

Здесь  $\dot{N}_0$  – нормирующий параметр для активности  $\dot{N}$ ,  $\dot{\tau}_0$  – параметр, имеющий смысл референтной скорости роста сдвигового напряжения. Поскольку рассматриваются подвижки по разлому, то считается, что основной вклад в активность дают события в приразломной зоне. В работах [Ziv, 2003; Dieterich, 1995]), использовано уравнение, определяющее эволюцию  $\Gamma(t)$ , в виде  $d\Gamma = (dt - d\tau)/A\sigma$ ,  $\tau$  – текущее сдвиговое напряжение,  $A$ ,  $\sigma$  – параметры, причем  $\sigma$  подразумевает масштаб нормального напряжения. Обобщая это уравнение, выполняющее роль определяющего материального соотношения (constitutive law, по терминологии Дитриха [Dieterich, 1979]), перепишем его в форме

$$\dot{\Gamma} + \Gamma \frac{\dot{\tau}}{A\sigma} = \frac{1}{A_0\sigma}, \quad (2)$$

где  $A_0$  – еще один параметр, введенный в модель. Необходимо отметить, что в модели stick-slip более известным является другая форма записи уравнения Дитриха для параметра эволюции поверхностей  $\theta$  [Dieterich, 1994]:

$$\frac{d\theta}{dt} + \frac{\theta v}{D_C} = 1, \quad (3)$$

где фигурирует скорость плавного смещения по разлому  $v$  и характерная корреляционная длина  $D_C$ , определяемая размером неровностей и/или величиной “скачкообразной” подвижки. Легко усмотреть смысловое соответствие эволюционных уравнений (2), (3): отношение  $\dot{\tau}/\sigma$  в уравнении (2) можно свести к нормированной на некоторую величину скорости нарастания сдвиговой деформации, что равносильно фактору  $v/D_C$ . Если характерное время процесса  $\delta t$ , то  $\theta/\delta t$  соответствует  $\Gamma\dot{\tau}_0$ .

Рассматривая  $\dot{N}$  как монотонную функцию параметра повреждаемости, фигурирующего в известных моделях хрупкого разрушения при высоких температурах, можно попытаться распространить систему уравнений (1), (2) со случая контактирующих блоков на цельный объем материала, несущего нагрузку. О резонности такого расширения области применения (1), (2) могут свидетельствовать следующие соображения. Во-первых, в приложениях акустической эмиссии для неразрушающего контроля изделий широко используется взаимосвязь усредненной во временном

окне активности  $\dot{N}$  с параметрами напряженно-деформированного состояния, в частности с коэффициентом интенсивности напряжений [Грешников, 1976]. Во-вторых, система (1), (2) в предельных частных случаях описывает общие положения, не относящиеся только к геометрии соприкасающихся блоков. В одном из этих предельных случаев, при постоянном сдвиговом напряжении ( $d\tau/dt = 0$ ) уравнение (2) интегрируется элементарно, и из (1) получается закон Омори для спадания активности ( $A_0 \rightarrow \infty$ ), в пренебрежении правой частью (2), что соответствует несущественности релаксационных эффектов по сравнению с фактором роста нагрузки, для активности получается экспоненциальная зависимость от напряжения  $\tau$ :  $\dot{N} \sim \exp[\tau(t) - \tau(0)]/A\sigma$ . Такую зависимость естественно ожидать из кинетической концепции прочности [Журков, 1977]. В третьих, уравнение (2) по форме оказалось аналогичным уравнению для вероятности разрушения  $p$ , или (по терминологии других работ [Работнов, 1988; Падуков, 1983]) кинетическому уравнению накопления повреждений, которое позволяет распространить известное уравнение Журкова С.Н. для долговечности  $\Delta t$  и соответствующей элементарной вероятности разрушения  $dt/\Delta t$  при постоянной нагрузке на случай нарастающего  $\tau$

$$\begin{aligned} dp/dt &= (1 - p)/\Delta t, \\ \Delta t &= t_0 \exp \frac{U - \gamma \sigma_1}{kT}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $p$  – вероятность разрушения на микроуровне, с которым естественно связывать эмиссионные события, описываемые (1);  $\Delta t$  – долговечность по Журкову С.Н. [Журков, 1977]. Поясним смысл первого из выражений в (4): вероятность  $dp$  того, что разрушение произойдет в интервале между  $t$  и  $t + dt$  определяется произведением элементарной вероятности (обратной долговечности при данном  $\sigma_1$ ) на вероятность того, что разрушение не имело места в течение времени от 0 до  $t$ . В случае нарастания напряжения с постоянной скоростью  $\dot{\tau} = \text{const}$ , который выделяется особо, поскольку он многократно рассматривался в моделях взаимосвязи подготовки землетрясения с тектоникой, и часто реализуется при испытаниях образцов на прессах, уравнений (2) и (3) однотипны. При этом, если  $\dot{\tau} = A/A_0$ , то решения этих уравнений связаны следующим образом:  $\Gamma(t) \sim p(\Delta t/A_0\sigma t)$ , где коэффициент  $\Delta t/A_0\sigma$ , стоящий перед  $t$ , суть константа.

Уравнение (2) допускает решение в квадратурах при произвольной зависимости  $\tau(t)$ . Обозначая  $\mu(t) = \tau/\sigma$ , что по размерности соответствует

коэффициенту внутреннего трения, решение для  $\Gamma(t)$  можно записать в следующей форме

$$\Gamma = e^{-[\mu(t) - \mu(0)]/A} \left\{ \Gamma_0 + \frac{1}{A_0\sigma} \int_0^t e^{[\mu(t) - \mu(0)]/A} dt \right\}, \quad (5)$$

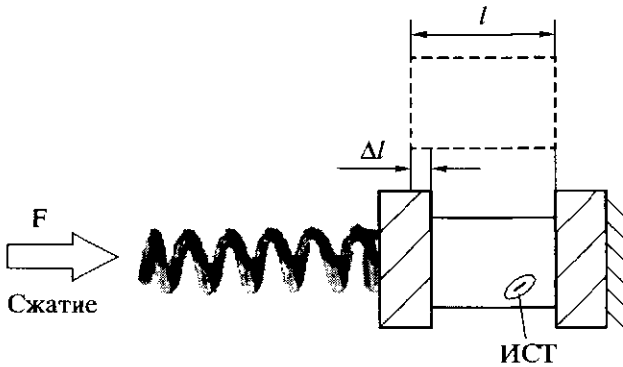
где в начальный момент времени  $\Gamma(0) = \Gamma_0$ . В вышеупомянутом выделенном случае  $\dot{\tau} = \dot{\tau}_c = \text{const}$  из (4) следует аналитическая форма решения

$$\Gamma = \left( \Gamma_0 - \frac{A}{A_0\dot{\tau}_c} \right) \exp\left(-\frac{\dot{\tau}_c t}{A\sigma}\right) + \frac{A}{A_0\dot{\tau}_c}. \quad (6)$$

Особое решение  $\Gamma = \Gamma_0 = A/(A_0\dot{\tau}_c) = \text{const}$  является асимптотикой  $\Gamma(t)$  из (6) при  $t \rightarrow \infty$ , кроме того оно реализуется при соответствующем начальном условии. Для активности  $\dot{N}$  асимптотическое выражение примет форму

$$\dot{N}/\dot{N}_0 = (A_0\dot{\tau}_c)/(A\dot{\tau}_0), \quad (7)$$

по которой наглядно виден смысл введения в теорию [Ziv, 2003; Dieterich, 1995], дополнительного параметра  $A_0$ : отношение  $A_0/A$  определяет крутизну нарастания активности с увеличением отношения скорости роста напряжения  $\dot{\tau}_c$  к референтному уровню. При других начальных условиях и при  $\dot{\tau} \neq \text{const}$  решение в виде “стационарной” активности отсутствует. Из уравнений (2), (5)–(7) вытекает, что при спадающих и нарастающих с небольшой скоростью напряжениях  $\tau$  активность  $\dot{N} \sim 1/\Gamma$  убывает со временем, т.е. имеет место релаксация. А вот для нарастающих достаточно быстро  $\tau(t)$  для активности может получиться растущее решение  $\dot{N}$  и убывающее на данном интервале  $\Gamma(t)$ . Если, начиная с какого-то момента, к напряжению  $\tau$  добавится пусть небольшое  $\delta\tau$  от дополнительного источника, и при этом производная  $d/dt(\tau + \delta\tau)$  превысит критическое значение, определяемое уравнением (2) и условием  $d\Gamma/dt < 0$ , режим активности изменится. Переход от релаксационного режима к активации занимает определенное время. В самом общем случае это легко понять, используя аналогию между левой частью (2) и уравнением фильтра низких частот. Время задержки реакции  $t_R$  на действие  $\delta\tau$  можно оценить как характерное время переходного процесса для уравнения (2), т.е.  $t_R \sim A\sigma/\dot{\tau}$ . Это означает, что модель предсказывает постоянство (для данного геомеханического объекта) произведения времени задержки реакции на дополнительное внешнее воздействие на скорость роста сдвиговых напряжений  $\dot{\tau}$ -фактор, благодаря которому у геосреды появилась способность к активным откликам (одно из проявлений свойств “живой” среды, по образной терминологии из обзора [Голь-



**Рис. 1.** Совместность укорочения образца и изменения длины пружины, запасенная энергия которой – первопричина возникновения локального очага, как иллюстрация взаимодействия макросистемы (нагружающее устройство), промежуточной системы (образец в целом) и локальной подсистемы (источник АЭ). Деформация образца в целом детерминирована условием связи с макросистемой, а вот системы низшего уровня (источники эмиссии) описываются статистически.

дин, 2003]). Обычно эффекты при включении физических полей стараются анализировать на фоне квазистационарной активности эмиссионных событий, который рассматривается как “естественный”. Согласно (7), асимптотический уровень активности  $\dot{N}$ , который можно сопоставить с наблюдением квазистационарной предыстории перед энергвоздействием, прямо пропорционален  $\dot{\tau}$ . Отсюда можно заключить, что для выборки наблюдений по электромагнитным и вибровоздействиям, удовлетворяющей условию отсутствия трендов и значительных флуктуаций активности до начала ЭВ, произведение времени задержки реакции  $t_R$  и средней активности  $\dot{N}$  перед ЭВ должно быть инвариантом относительно  $\dot{\tau}$ . Можно предполагать слабую зависимость этого произведения от прочих параметров эксперимента. Некоторые результаты сопоставления модели с экспериментальными наблюдениями будут представлены в следующем разделе. В настоящее время распространена точка зрения, что в период задержки активации происходит накопление повреждений на более низком уровне иерархии размеров. Отражением этого может быть указанное в [Ставрогин, 1985] обобщение об инвариантности произведения времени задержки разрушения  $dt_R$  на скорость пластической деформации  $d\varepsilon_p/dt$  (предполагалось, что накопление повреждений на низшем структурном уровне макроскопически проявляется как псевдопластика). Для соответствия рассматриваемой модели с этим обобщением необходима пропорциональность  $d\varepsilon_p/dt$  и  $d\tau/dt$ , что может иметь место при относительно небольших нагрузках, на стадии упрочнения материала.

Для построения временных зависимостей  $\dot{N}(t)$ ,  $\Gamma(t)$  к системе (1), (2) необходимо добавить уравнение, описывающее эволюцию напряжения  $\tau(t)$ . Здесь возможно несколько вариантов модели, использующих, например, уравнение для диффузии напряжений [Митлин, 1990], или следующие уравнения для  $\tau$ ,  $\sigma$ , фигурирующие в модели stick-slip [Dieterich, 1994]:

$$\begin{aligned} \tau/\sigma &= \text{const} + a \ln v/v_0 + b \ln(v\theta/D_C), \\ d\tau/dt &= -\sigma K(v - v_0), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $K$  – коэффициент жесткости,  $a$ ,  $b$  – численные параметры, определяющие устойчивость прерывистого скольжения, а обозначения остальных величин указаны после формулы (3). Подобные варианты авторы предполагают рассмотреть в последующих работах из-за трудности учета поверхностной диссипации в подходе Митлина, и необходимости модернизации уравнений (8) для введения в них объемной диссипации, соответствующей вкладу пластичности. В данной работе внимание уделено случаю, когда зависимость  $\tau(t)$  описывается уравнением типа Соколовского-Малверна [Канель, 1996; Пэжина, 1968], моделирующего упруго-пластическое деформирование блочной среды в условиях стесненности при заданной извне скорости деформирования [Богомолов, 2002]. Ниже будет показано, что в этом случае имеется аналитическое решение уравнения (2). Предложенная в нашей предыдущей работе модель отталкивается от постановки эксперимента по испытанию образцов на пружинных прессах [Богомолов, 2001]: изменение длины образца связано монотонной зависимостью с изменением длины пружины, которая одной стороной жестко связана с образцом, а другая может перемещаться внешней силой (см. рис. 1). При этом полная деформация, представляемая в виде суммы упругой  $\varepsilon_E$  и пластической  $\varepsilon_p$  компонент, задается эффективной жесткостью нагружения, зависящей от коэффициента жесткости пружины, упругого модуля образца и соотношения между их геометрическими размерами.

Можно показать [Богомолов, 2001], что из условия равновесия и совместности удлинения/укорочения вытекает уравнение  $d\tau/dt + M d\varepsilon_p/dt = M d\varepsilon_{\text{ext}}/dt$ , записанное для определенности для сдвигового напряжения. Здесь  $M$  – параметр жесткости нагружения, переходящий в пределе абсолютно жесткого нагружения в модуль Юнга для материала образца,  $\varepsilon_{\text{ext}}(t)$  определяется внешней силой, сжимающей или растягивающей пружину. При экспоненциальной пластичности это уравнение принимает форму:

$$d\tau/dt + M_{p0} \exp[\eta(\tau - \tau_0)] = M d\varepsilon_{\text{ext}}/dt, \quad (9)$$

где  $\epsilon_{p0}$ ,  $\eta$  – параметры зависимости пластической деформации. Как было отмечено в предыдущих работах уравнение (9), несмотря на его нелинейность, допускает решение в квадратурах при произвольном  $\epsilon_{ext}(t)$ . Так обстоит дело благодаря наличию линеаризующей подстановки  $\xi \sim \exp[-\eta(\tau - \tau_0)]$ . Для переменной  $\xi$  опять-таки получается линейное дифференциальное уравнение, аналогичное по форме (2), (3):

$$d\xi/dt + \xi(M\eta d\epsilon_{ext}/dt) = M\dot{\epsilon}_{p0}. \quad (10)$$

Для нашего случая считаем, что вдали от некоторой зоны (подобласти, где изучается изменение активности по уравнениям (1), (2)) деформационный процесс идет с постоянной скоростью, и кроме того, начиная со стартового момента  $t_S$ , налагается “стимулирующее” возмущение  $\delta\epsilon_i$ , так что  $\epsilon_{ext}(t) = v_0 t + \delta\epsilon_i$ , причем  $\delta\epsilon_i(t) \ll v_0 t_S$ ,  $\delta\epsilon_i(t_S) = 0$ . Решение нулевого приближения в этом случае, согласно [Богомолов, 2002], выражается формулой

$$\tau_{(0)} = -\tau_0 + M v_0 t - (1/\eta) \ln \{ 1 + (\dot{\epsilon}_{p0}/v_0) [\exp(M\eta v_0 t) - 1] \}. \quad (11)$$

После подстановки временной зависимости (11) в интеграл в (5) с выбором условия соответствия “свободных” параметров  $A$ ,  $\sigma$ ,  $\eta$ :  $A = 1/\eta\sigma$ , при котором решения уравнений (2) и (9), без правых частей, совпадают, получается следующая итоговая зависимость  $\Gamma(t)$

$$\begin{aligned} \Gamma_{(0)}(t) = & \exp(-M\eta v_0 t) \times \\ & \times [1 - (\dot{\epsilon}_{p0}/v_0) + (\dot{\epsilon}_{p0}/v_0) \exp(M\eta v_0 t)] \times \\ & \times \{ \Gamma_0 + A/(A_0 \dot{\epsilon}_{p0}) \times \\ & \times \ln [1 - (\dot{\epsilon}_{p0}/v_0) + (\dot{\epsilon}_{p0}/v_0) \exp(M\eta v_0 t)] \}. \end{aligned} \quad (12)$$

Совместно с (1) зависимость (12) дает несколько более медленное нарастание активности по сравнению со случаем постоянной скорости нарастания напряжения  $\dot{\tau} = \text{const}$ . Поправка первого приближения по теории возмущений к  $\tau$  вытекает из (9) элементарно:  $\tau_{(1)} = M\delta\epsilon_i(t)$ . Поправку первого приближения к параметру  $\Gamma$  можно выразить формулой вида (4), если заменить в нем  $\Gamma$  на  $\Gamma_{(1)}$ ,  $1/A_0$  – на  $\Gamma_{(0)}\tau_{(1)}/A = \Gamma_{(0)}M\delta\epsilon_i(t)/A$ . На небольших временах после начала действия возмущения  $\delta\epsilon_i$  легко получить явное выражение для изменения хода активности и параметра  $\Gamma$

$$\begin{aligned} \dot{N}_{(1)}/\dot{N}_{(0)} = & -\Gamma_{(1)}/\Gamma_{(0)} = \\ = & (M/A\sigma\Gamma_{(0)}) \int_0^t [\Gamma_{(0)} d(\delta\epsilon_i)/dt] dt. \end{aligned} \quad (13)$$

При резких изменениях  $\delta\epsilon_i$ , т.е. когда  $d/dt(\delta\epsilon_i) \ll v_0$ , интегрирование в (13) дает еще более простое выражение

$$\dot{N}_{(1)}/\dot{N}_{(0)} = (M/A\sigma) [\delta\epsilon_i(t) - \delta\epsilon_i(t_S)]. \quad (14)$$

На временах, значительно превосходящих  $t_S$  справедливо приближение

$$\begin{aligned} \dot{N}_{(1)}/\dot{N}_{(0)} = & -\Gamma_{(1)}/\Gamma_{(0)} = \dot{\tau}_{(1)}/\dot{\tau}_{(0)} = \\ = & (M/\dot{\tau}_{(0)}) d(\delta\epsilon_i)/dt, \end{aligned} \quad (15)$$

т.е. имеем возврат к нулевому приближению (1), (7), что свидетельствует о вырождении влияния возмущения, макетирующего энергвоздействие, из-за наличия в системе релаксации. Для плавно меняющихся решений  $\dot{N}_{(0)}$ ,  $\Gamma_{(0)}$ , которые естественно рассматривать как фоновые, уравнения (13), (14) описывают довольно неожиданный результат: малые отклики, “линейные” по возмущению, должны появляться с началом ЭВ, т.е. в момент времени  $t_S$ . С точностью, которую может дать первое приближение теории возмущений, задержке реакции среды на энергвоздействие, отмеченной практически во всех экспериментальных работах по триггерным эффектам (обзор, к примеру в [Соболев, 2003]), соответствует более медленное нарастание  $\Gamma_{(1)}$ , определяемого интегралом в (13), по сравнению с  $\delta\epsilon_i(t)$  при  $t \geq t_S$ . Необходимым условием для появления различия этих фронтов является нестационарность активности  $\dot{N}_{(0)}$  и параметра  $\Gamma$  до начала воздействия. Другими словами, режим релаксации со спадающим трендом, и режим с плавным нарастанием  $\dot{N}$  обладают определенной устойчивостью и инерцией. При наблюдениях эффектов эмиссионной активации геосреды под влиянием физических полей, неизбежно проводимых в условиях шумов (что ограничивает разрешающую способность аппаратуры), это может создавать впечатление о задержке. Обсуждению прочих сторон сопоставления модели с результатами экспериментов посвящен следующий раздел. Здесь же заметим следующее обстоятельство. Отсутствие бифуркаций в рассмотренных решениях системы (1), (2), (9), в частности вышеупомянутая устойчивость релаксационных режимов могут свидетельствовать о том, что областью применимости модели является диапазон умеренных деформаций на  $\sigma - \epsilon$  характеристике, заведомо не доходящих до стадии запредельного деформирования.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. СВЯЗЬ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для сопоставления модели с экспериментом по моделированию энергвоздействий (ЭВ) необходимы выборки результатов, полученных при неизменных условиях регистрации АЭ. Это обусловлено тем, что абсолютное значение активности,  $\dot{N}$  – основной измеряемой характеристики, – зависит не только от темпа дефектообразования, но и от настройки измерительной системы на

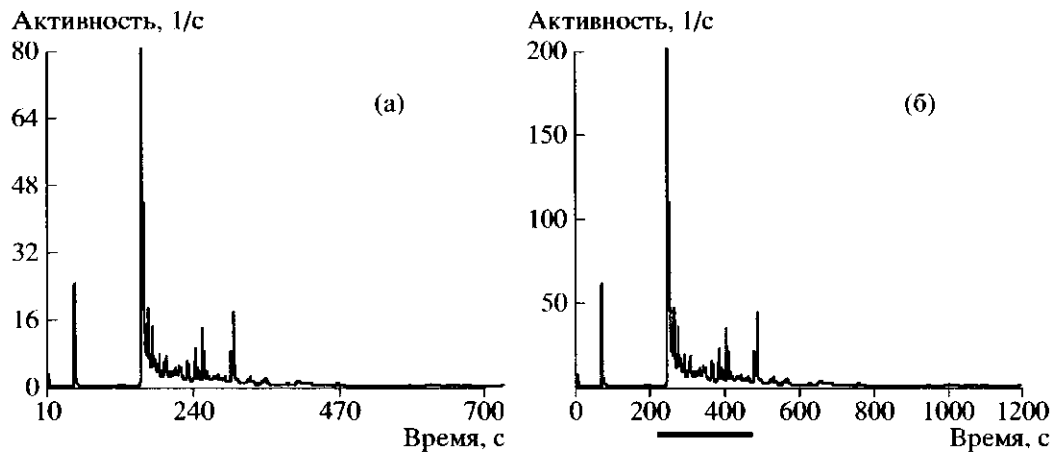
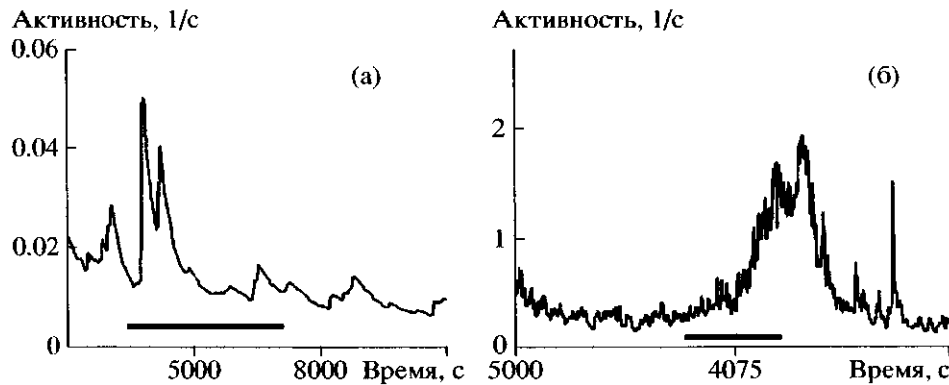


Рис. 2. Активность АЭ образца гранита Сары-Джаз диаметром 42 мм и высотой 84 мм: (а) – при изменении нагружающего усилия на 1 тонну; (б) – при воздействии генератором Г5-54 в период, показанный горизонтальной линией (амплитуда напряжения 15 В, частота следования прямоугольных импульсов – 50 кГц).

определенный уровень дискриминации сигналов АЭ по амплитуде [Грешников, 1976]. Для сейсмических событий имеется единообразная характеристика–магнитуда, и это затруднение отпадает при использовании представительных каталогов для той или иной территории и периода наблюдений. Но для сейсмичности нельзя исключить действие одновременно нескольких стимулирующих факторов (физических полей), из-за чего время начала “энерговоздействия” не всегда определено. Ввиду этого, для проверки модели использованы выборки результатов экспериментов по нагружению образцов геоматериалов с дополнительным воздействием физических полей, которые проводились в Научной станции РАН с участием авторов. Образцы гранитов, габбро, кварцита и т.д. испытывались на ползучесть при постоянном сжатии при помощи пружинной реологической установки УДИ (описание постановки эксперимента и методики широкополосных измерений АЭ приведено в [Закупин, 2003; Bogomolov, 2004]). Макетные ЭВ, т.е. включение источников вибраций и электрических импульсов, осуществлялись во время измерительных сеансов при постоянном уровне сжимающей нагрузки. Для вибровоздействия использовался прикрепленный к боковой поверхности образца малогабаритный вибратор мембранного типа (буззер) и подключенный к генератору синусоидального напряжения Г3-33. Воздействие электрическими импульсами проводилось при помощи генератора прямоугольных импульсов Г5-54, нагруженного на графитовые электроды, контактирующие с боковой поверхностью образца. Сигналы АЭ регистрировались пьезодатчиками в частотном диапазоне от 80 кГц до 3 МГц. Сигналы оцифровывались и записывались на жесткий диск персонального компьютера, затем при статистической обработке определялась средняя активность АЭ.

Принципиальным для предложенной феноменологической модели является предположение о возможности описания триггерных эффектов, вызванных энерговоздействиями разной природы, при помощи одного управляющего параметра  $\tau$ , – имеющего смысл эффективного сдвигового напряжения, локализованного в некоем очаге. В недавно проведенных в ИС РАН экспериментах было выявлено сходство формы временных зависимостей  $\dot{N}(t)$  у отклика АЭ нагруженного образца на внешнее воздействие электромагнитными импульсами и у отклика того же образца на механическое воздействие в чистом виде (прирост сжимающего напряжения). На рис. 2 показан результат регистрации АЭ в данном эксперименте. График на рис. 2а демонстрирует активность АЭ в течение 10 минут после того, как сжимающее усилие было увеличено на 1 тонну и составило 25 тонн (50% от разрушающей). Для данного образца это соответствовало изменению на 4 процента главного напряжения сжатия, оцениваемого как 160 МПа. Другой график (рис. 2б) показывает изменение хода активности при воздействии электроимпульсами от генератора Г5-54. Видно, что во втором случае  $\dot{N}$  изменилась в 3 раза больше, чем в первом, когда механическая нагрузка возросла на 4%. Бросается в глаза сходство в форме графиков изменения активности со временем в случае а и б, что можно интерпретировать как соответствие с основным допущением модели.

**Примечание:** Необходимо подчеркнуть, что аналогия формы откликов АЭ нагруженной среды на внешнее воздействие электромагнитных импульсов и на механическую пригрузку заведомо не объясняется обычным пьезоэффектом. Действительно фракции кварца, входящие в со-



**Рис. 3.** Пример двух типов отклика активности АЭ на воздействие квазипериодическими импульсами. Период включения источника-генератора Г5-54 отмечен полосой. Амплитуда напряжения (50 В) и частота следования импульсов (2 кГц) в обоих случаях одинаковы; (а) – отклик первого типа, зарегистрированный на образце гранита; (б) – отклик второго типа для образца габбро.

став гранитных образцов (максимальный коэффициент электромеханической связи, пьезоэлектрический модуль –  $2.3 \times 10^{-12}$  м/В [Пархоменко, 1965]), при наложении электрического поля порядка 300–1000 В/м могут дать добавку деформации  $0.6\text{--}2 \times 10^{-9}$ . Если взять для оценки значение модуля Юнга 30 ГПа, то этой деформации будет соответствовать добавка напряжения не выше 60 Па, но не 7 МПа как в сопоставляемом случае ступенчатого прироста сжимающего напряжения. Для сравнения упомянем, что в экспериментах с дополнительным вибровоздействием на образцы [Богомолов, 2001] регистрировались отклики активности АЭ с временным профилем наподобие рис. 2б, при этом амплитуда колебаний давления оценивалась как 100 Па, т.е. порядка  $10^{-6}$  от уровня главного напряжения.

Существенным моментом при сопоставлении модели с экспериментальными данными является то, что в случае электромагнитного воздействия имеется несколько мод откликов нагруженного геоматериала, различающихся профилем  $\dot{N}$  после начала макетного ЭВ [Закупин, 2003]. На рис. 3 показаны два предельных типа временных зависимостей активности АЭ образцов в сеансах с одним и тем же источником – генератором прямоугольных импульсов Г5-54. Отклик первого типа (рис. 3а) представляет собой кратковременный всплеск активности с возвратом к прежнему либо более низкому среднему уровню при продолжающемся воздействии. Для отклика второго типа (рис. 3б) характерно длительное, квазистационарное повышение активности под влиянием ЭВ и медленный спад к исходному уровню после выключения источника, т.е. наличие последействия. В работе [Закупин, 2003], где была введена данная классификация, отмечалось, что отклики первого типа имеют место в диапазоне главных сжимающих нагрузок 70–85% от максимума (разруше-

ния). Отклики второго типа, как правило, обнаруживаются при достаточно больших нагрузках (80–95% от разрушения). Выборка из 41 сеанса регистрации АЭ при постоянной нагрузке, в которых на образцы подавались импульсы от генератора Г5-54 в течение 1–1.5 часов, содержит 28 откликов первого типа (68%), и 13 откликов второго типа (32%). Промежуточные случаи, наподобие показанного на рис. 2б, когда длительный характер отклика очевиден, но возросшая активность не стационарна, отнесены ко второму предельному типу.

До сих пор не было попыток интерпретации наличия нескольких мод откликов АЭ на однотипное воздействие, указывающего на то, что эффект электромагнитных импульсов оказался сложнее простого стимулирования АЭ. Если в рамках предложенной феноменологической модели рассмотреть ход активности  $\dot{N}(t)$  и параметра состояния  $\Gamma(t)$  в случае кусочно-непрерывных  $\dot{\tau}$  (скорость нарастания этого управляющего параметра непрерывна на каждом из нескольких интервалов, а сама зависимость  $\tau(t)$  претерпевает излом), то различным эмиссионным откликам среды на одно и то же внешнее воздействие можно поставить в соответствие различные изменения  $\tau$ , или безразмерного отношения  $\tau/\sigma$ , эквивалентного “внутреннему трению”. Кратковременным откликам первого типа соответствует прирост производной  $\tau$ , локализованной в области будущего очага, на непродолжительное время с последующим возвратом к исходному темпу. А вот откликам второго типа, т.е. бифуркациям с переходом в новое состояние с повышенной активностью соответствует квазистационарное повышение скорости роста локализованного напряжения.

Нетривиальным оказалось сравнение модели и эксперимента по временам задержек реакции на ЭВ. Феноменологическая модель описывает

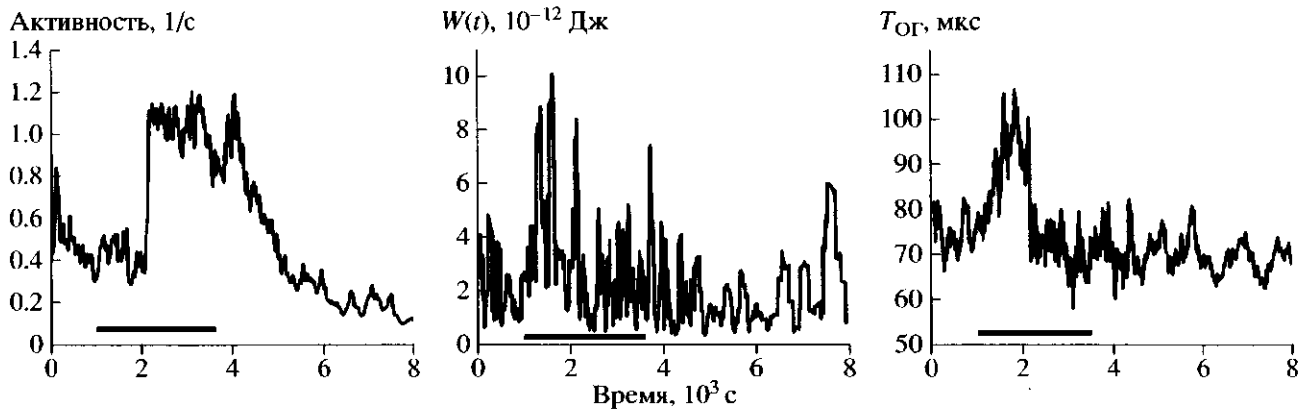


Рис. 4. Изменения активности АЭ, средней энергии и длительности сигналов АЭ гранитного образца, испытываемого на одноосное сжатие, в сессии с вибровоздействием (период воздействия отмечен полосой).

как возможность длительных задержек (на время порядка  $t_R \sim A\sigma/\dot{\tau}$ ) эмиссионных откликов, имеющих характер резких всплесков, так и краткие времена задержек откликов в виде небольшого прироста активности по отношению к фону. В экспериментах, проведенных в ИС РАН [Закупин, 2003], [Bogomolov, 2004], значительные отклики, с повышением активности АЭ более, чем в 1.5 раза, наступали через 600–3000 с после включения источника (генератора Г5-54). Полученная выборка сеансов позволяет усмотреть качественную закономерность для таких “контрастных” откликов: чем меньше уровень активности до воздействия, тем длиннее задержка активации. Однако число сеансов с наблюдением подобных откликов недостаточно для количественного статанализа. Менее контрастные отклики, для которых прирост активности составлял 10–30%, наблюдались с задержкой от 100 до нескольких тысяч секунд. Не отмечено ни одного случая активации сразу с включением источника электроимпульсов. На первый взгляд это может создать впечатление о несоответствии с моделью, поскольку при небольших изменениях активности, когда применима теория возмущений, из нее следует кратковременность или вообще отсутствие задержек. Несоответствие устраняется при более детальном рассмотрении, учитывая наличие двух фаз: быстрой и медленной у откликов на дополнительное внешнее воздействие [Псахье, 2004; Ружич, 2003]. В вышеупомянутой выборке результатов регистрации АЭ на временных зависимостях активности проявляется лишь вторая, медленная фаза откликов. Тем не менее и для изучаемой реакции на ЭВ акустической эмиссии образцов геоматериалов существование первой, быстрой фазы удастся проследить по изменению усредненных параметров сигналов АЭ: длительности огибающей и энергии. Рис. 4 демонстрирует пример временных зависимостей этих параметров в сеансе с вибровоздействием. По графи-

кам видно, что ход средней длительности и энергии различен на трех участках: 1) до воздействия; 2) сразу после начала ЭВ, но до крутого нарастания  $\dot{N}$ ; и 3) после прироста активности. Примечательно, что изменение средней длительности и энергии сигналов АЭ на втором участке началось практически сразу с включением источника ЭВ (миковибратора, в данном случае). Это естественно сопоставить с изложенным выше следствием феноменологической модели и теории возмущений.

В течение периода “задержки” отклика активности средняя энергия и длительность сигналов АЭ возрастают по сравнению со значениями до начала вибровоздействия. После резкого нарастания активности, т.е. на третьем участке нарастание средней энергии и длительности сигналов АЭ сменяется убыванием до исходного или несколько более низкого уровня. Такое восстановление средних параметров АЭ при возросшей активности может быть проявлением самоподобия процесса деструкции геоматериалов. Здесь подразумевается, что динамические воздействия вызывают отклонения в распределении возникающих дефектов по размерам, что соответствует изменению средней энергии и длительности. Однако через некоторое время среда “приспосабливается” к ЭВ, за счет возрастания активности, что обеспечивает переход на более высокий уровень высвобождения энергии. При этом распределение дефектов (источников АЭ) по размерам вновь, как и до воздействия, становится самосогласованным.

Как видно по рис. 4, и в наших экспериментах прослеживается 2 фазы реакции на дополнительное воздействие (ЭВ). Таким образом, и с точки зрения задержек предложенная феноменологическая модель может быть кандидатом для объяснения первой фазы эмиссионных откликов, по крайней мере небольших по сравнению с исходным уровнем активности до воздействия. Лишь



флуктуации активности, характеризующиеся значительным среднеквадратичным отклонением, затрудняют идентификацию первой фазы отклика по графику  $\dot{N}(t)$  и его прямое сопоставление с моделью.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Роль простейших математических моделей, типа феноменологических уравнений (1), (2), заключается в том, что с их помощью можно различить воспроизведенные черты и “образы” триггерных эффектов и те особенности, которые пока описать не удается (для этого требуются гораздо более сложные модели). Предложенная феноменологическая модель свидетельствует о большой общности эффекта эмиссионного отклика геосреды на действие физических полей при умеренных, заведомо докритических нагрузках. Этому, скорее всего, соответствуют многочисленные экспериментальные наблюдения откликов АЭ образцов широкого круга геоматериалов с различными реологическими свойствами, которые находились в диапазоне нагрузок 70–95% от своего уровня разрушения [Закупин, 2003]. Это характерный диапазон дилатансионного упрочнения. Универсальность стадии упрочнения (дилатансионного или иной природы) при деструкции материалов естественно связывать с возможностью феноменологического описания активности эмиссионных сигналов “общими” уравнениями. В самой общей постановке задачи эти уравнения описывают взаимодополняющую альтернативу: релаксация – активация.

В рамках рассмотренной феноменологической модели частными случаями решений являются закон Омори для афтершоков (когда релаксация преобладает над стимулированием) и кратковременные всплески временной зависимости активности, стимулированные даже небольшим приростом сдвигового напряжения (этот случай можно интерпретировать как проявление триггерного эффекта). В первом случае, при стационарных  $\tau$ , решения соответствуют найденным в недавней работе [Гольдин, 2004]. В другом случае ход активности  $\dot{N}(t)$  согласуется с результатами экспериментов по макетным воздействиям физических полей на АЭ.

Авторы признательны А.А. Авагимову и С.В. Гольдину за обсуждение ряда вопросов по работе, а также коллегам по лаборатории А.В. Аладьеву и А.С. Закупину за содействие в обработке и интерпретации экспериментальных данных.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авагимов А.А., Зейгарник В.А., Новиков В.А. О механизме формирования вызванной сейсмичности, индуцированной электромагнитным воздействием. Физические основы прогнозирования разрушения горных пород / Под ред Мансурова В.А. Красноярск. 2002. С. 138–144.
- Богомолов Л.М., Zubovich А.В., Сычев В.Н., Сычев И.В. Модель виброчувствительности акустической эмиссии при деформировании гетерогенных материалов и ее геодинамические приложения / Там же. С. 48–54.
- Богомолов Л.М., Манжиков Б.Ц., Сычев В.Н., Трапезников Ю.А. и др. Виброупругость, акустопластика и акустическая эмиссия нагруженных горных пород // Геология и геофизика. 2001. Т. 42. № 10. С. 1678–1689.
- Гольдин С.В. Дилатансия, переупаковка и землетрясения // Физика Земли. 2004. № 10. С. 37–54.
- Гольдин С.В. Физика живой Земли. Проблемы геофизики XXI века. Кн. 1 / Ред. А.В. Николаев. М.: Наука. 2003. С. 17–36.
- Грешников В.А. Акустическая эмиссия / В.А. Грешников, Ю.Б. Дробот. М.: Изд-во стандартов. 1976. 272 с.
- Гуфельд И.Л., Гусев Г.А., Собисевич А.Л. Правомерна ли постановка работ по предотвращению сильных коровых землетрясений? // Уральский геофизический вестник. 2005. № 7. С. 5–15.
- Гуфельд И.Л., Гусев Г.А., Собисевич А.Л. Управление сейсмическим процессом: реальность и проблемы. Геофизика XXI столетия: 2003–2004 годы. Сб. тр. 5 и 6 геофизических Чтений им. В. В. Федынского. Тверь: Изд-во ГЕРС. 2005. С. 97–104.
- Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А. и др. К вопросу о прогнозировании разрушения горных пород // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1977. № 6. С. 8–13.
- Закржевская Н.А., Соболев Г.А. О возможном влиянии магнитных бурь на сейсмичность // Физика Земли. 2002. № 4. С. 3–15.
- Закупин А.С., Аладьев А.В., Богомолов Л.М., Боровский Б.В. и др. Влияние внешнего электромагнитного поля на активность акустической эмиссии нагруженных геоматериалов. Геодинамика и геоэкологические проблемы высокогорных регионов / Под ред. Леонова Ю.Г. и Гольдина С.В. Москва–Бишкек: 2003. С. 304–324.
- Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В. и др. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: “Янус-К”. 1996.
- Кочарян Г.Г., Спивак А.А. Динамика деформирования блочных массивов горных пород. М.: ИКЦ Академкнига. 2003. 424 с.
- Куксенко В.С., Махмудов Х.Ф., Пономарев А.В. Релаксация электрических полей, индуцированных механической нагрузкой в природных диэлектриках // ФТТ. 1997. Т. 39. № 7. С. 1202–1204.
- Мирзоев К.М., Негматуллаев С.Х. Влияние механических вибраций на выделение сейсмической энергии // Прогноз землетрясений / Под ред. Садовского В.А. Душанбе–Москва. 1983. № 4. С. 365–372.
- Митлин В.С., Николаевский В.Н. Нелинейная диффузия тектонических напряжений // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. № 5. С. 1093–1096.

- Николаев А.В.* Наведенная сейсмичность. Природные опасности России. Сейсмические опасности / Под ред. Соболева Г.А. М.: Крук. 2000. С. 139–164.
- Падуков В.А., Петров В.А.* Кинетический подход прогнозированию устойчивости бортов карьеров // Прогноз землетрясений / Под ред. Садовского В.А. Душанбе–Москва. 1983. № 4. С. 335–338.
- Пархоменко Э.И.* Электрические свойства горных пород. М.: Наука. 1965. 164 с.
- Псахье С.Г., Ружич В.В., Шилько Е.В. и др.* Изучение влияния водонасыщения и вибраций на режим смещений в зонах разломов // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. № 1. С. 23–30.
- Пэжина П.* Основные вопросы вязкопластичности. М.: Мир. 1968.
- Работнов Ю.Н.* Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука. 1988. 712 с.
- Рахматуллин Х.А., Шкенеv Ю.С.* Взаимодействие сред и полей. Ташкент: Изд-во Фан. 1985. 232 с.
- Ружич В.В., Псахье С.Г., Борняков С.А. и др.* Изучение влияния виброимпульсных воздействий на режим смещений в зонах сейсмоактивных разломов // Физическая мезомеханика. 2003. Т. 6. № 1. С. 41–53.
- Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003. 270 с.
- Ставрогин А.Н., Протосеня А.Г.* Прочность горных пород и устойчивость выработок на больших глубинах. М.: Недра. 1985. 271 с.
- Тарасов Н.Т., Тарасова Н.В., Авагимов А.А., Зейгарник В.А.* Воздействие мощных электромагнитных импульсов на сейсмичность Средней Азии и Казахстана // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4–5. С. 152.
- Bogomolov L.M., Il'ichev P.V., Zakupin A.S. et al.* Acoustic emission response of rocks to electric power action as seismic-electric effect manifestation// Annals of Geophysics. 2004. V. 47. № 1. P. 65–72.
- Dieterich J.H.* Earthquake simulations with time-dependent nucleation and long-range interaction // Nonlinear Process Geophys. 1995. V. 2. P. 108–120.
- Dieterich J.H.* A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering // J. Geophys. Res. 1994. V. 99 (B2). P. 2601–2618.
- Dieterich J.H.* Modeling of rock friction: 1. Experimental results and constitutive equations// J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 2161–2168.
- Tadokoro K., Nishigami K., Ando M., Hirata N.A. et al.* Seismicity changes related to a water injection experiment in the Nojima Fault Zone // Island Arc. 2001. V. 10. № 3/4. P. 235–243.
- Ziv A., Rubin A.M.* Implications of rate-and-state friction for properties of aftershock sequence: quasi-static inherently discrete simulation // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 2051–2063.

---

Сдано в набор 18.05.2006 г.	Подписано к печати 13.07.2006 г.	Формат бумаги 60 × 88 <sup>1</sup> / <sub>8</sub>
Цифровая печать	Усл. печ. л. 10,0	Усл. кр.-отг. 2,4 тыс.
	Тираж 233 экз.	Уч.-изд. л. 9,3
		Бум. л. 5,0
	Зак. 1659	

---

Учредители: Российская академия наук, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

---

Издатель: Академиздатцентр "Наука", 117997 Москва, Профсоюзная, 90  
 Оригинал-макет подготовлен МАИК "Наука/Интерпериодика"  
 Отпечатано в ППП "Типография "Наука", 121099 Москва, Шубинский пер., 6