

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ОТДЕЛЕНИЕ НАУК О ЗЕМЛЕ  
НАУЧНАЯ СТАНЦИЯ РАН В Г. БИШКЕК



Препринт НС РАН №1-06

Л.М. Богомолов, Н.С. Адигамов, В.Н. Сычев, А.С. Закупин.

**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
РАЗНОМАСШТАБНЫХ ТРИГГЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ  
ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ ГЕОСРЕДЫ В  
ПРИСУТСТВИИ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ**

Бишкек, 2006

Л.М. Богомолов, Н.С. Адигамов, В.Н. Сычев, А.С. Закупин.

**Феноменологическое описание разномасштабных триггерных эффектов при деформировании геосреды в присутствии физических полей.** Препринт НС РАН №1-06. Бишкек. 2006. 40с.

Работа посвящена общим закономерностям эффектов, инициируемых импульсными физическими полями на разных масштабных уровнях (от испытываемых в лаборатории образцов размером несколько сантиметров, до сейсмогенерирующих структур Земной коры, характеризующихся километровыми размерами). 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.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время влияние физических полей на темп накопления дефектов в нагруженной геологической среде (что проявляется в зависимости от характерных масштабов как сейсмическая, сейсмоакустическая или акустоэмиссионная активность) доказано как многочисленными геофизическими наблюдениями, так и лабораторным экспериментом. Первоначально триггерные сейсмические эффекты проявились как наведенная сейсмичность, возникающая, например, вследствие подземных взрывов [1,2], при закачке жидких промышленных отходов в скважины, расположенные в разломных зонах [3], при изменениях уровня воды в крупных водохранилищах и сопутствующими вибровозмущениями при водосбросах [4], при разработке полезных ископаемых (горные удары, энерговыделение может соответствовать слабым землетрясениям [5,6]). Затем было обращено внимание на нетривиальность корреляций микросейсмичности с проведением вибросейсмических зондирований при помощи мощных вибраторов [7], с ионосферными магнитными возмущениями [8], а также с электростимуляциями земной коры с использованием геофизических МГД-генераторов [9,10], которые свидетельствуют о наличии функциональной связи между вкладом электромагнитного поля и активацией механического процесса - деструкции геосреды.

Взаимосвязь этих явлений была убедительно продемонстрирована и в экспериментах на образцах, которые выявили высокую чувствительность акустической эмиссии (АЭ) к воздействию вибраций либо электромагнитных импульсов [11,12]. Эффект активации акустической эмиссии как отклика на воздействие физических полей (энерговоздействий, ЭВ) установлен для образцов с самыми разными физико-химическими свойствами [13]. Аналогия откликов эмиссионных событий различного масштаба на энерговоздействия констатировалась во многих работах [11,14-17], при сопоставлении результатов для различных масштабов длин. Сходство реакции геосреды на разных размерах обусловлено, по всей видимости, тем, что во всех случаях эмиссионные события возникающие вследствие ее деструкции при умеренных нагрузках, когда макроразрушение маловероятно, отражают процесс "аккомодации" неоднородного материала к данной нагрузке. С позиций того, что до некоторого предела среда может приспосабливаться к действующему напряжению [18,19], внешняя стимуляция дефектообразования, проявляющаяся как прирост эмиссии, является благоприятным фактором (темп аккомодации возрастает), даже несмотря на некоторое сокращение долговечности по Журкову С.Н. [20]. Соответствие результатов лабораторного моделирования ЭВ с натурными наблюдениями естественно рассматривать как свидетельство возможности управления сейсмическим процессом при помощи физических полей. Проанализированные в [1,9,10,21] примеры благоприятного перераспределения сейсмичности: уменьшение количества крупных событий за счет увеличения числа и суммарной энергии слабых событий при энерговоздействиях являются, в какой-то мере, прообразами сценария релаксации избыточных напряжений в геосреде. Подразумевалось, что релаксация напряжений будет происходить в результате ускорения высвобождения энергии вследствие стимулированного прироста числа слабых событий при неизменной мощности "накачки" энергии (ответственные за это глобальные факторы, такие как столкновение тектонических плит, значительно более инерционны). Отмечалось, что вибрационное и электромагнитное поля (в силу их универсальности и экологичности) в перспективе могут быть приемлемым технологическим средством для этой цели.

Однако в некоторых работах [22,23] высказаны сомнения в правомерности опоры на аналогию натуральных и лабораторных наблюдений применительно к проблеме разрядки избыточных напряжений. Аргументация авторов [22,23] в значительной степени 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 запасенной упругой энергии. В связи с этим, 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 [24-26], релаксация электрической

поляризации [27, 28], электропластика [29, 30] и магнитопластика [31], эффекты электромагнитоупругости при распространении волн [32] 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) [33]. В некоторых работах, например [27, 28], отмечалось сходство активации/релаксации в геоматериалах при динамических и электромагнитных воздействиях. Это может указывать на существенность электрострикции, благодаря которой электромагнитное поле, даже в среде без ярко выраженных пьезоэлектрических свойств, способно вызывать эффекты наподобие “виброупругости” [14]. Впрочем, и для чисто механических воздействий на геосреду (взрывы, вибросейсмические зондирования), механизм влияния на сейсмичность еще не полностью выяснен, поэтому попытка свести эффект электромагнитного стимулирования к вибрациям не снимает всех вопросов. Вероятно, наиболее существенным для таких динамических факторов является контактное взаимодействие на границах блоков [34,35]. При этом роль внешних возмущений сводится к модернизации параметров закона Кулона-Мора: угла внутреннего трения и сцепления. Необходимо отметить, что подобным образом (исходя из закона Кулона-Мора) пытались объяснить возбуждение микросейсмичности при нагнетании воды в скважины [36]. Важно, что имеется смысловое соответствие подхода [34,35] и известной модели прерывистого скольжения по разлому (stick-slip, [37,38]). В обоих подходах неустойчивость подвижки связывается с убыванием препятствующего ей касательного напряжения, которое описывается определяющим соотношением с достаточным количеством параметров (не менее 3-4). В первом случае это имеет место при межблоковых смещениях, во втором – в некотором диапазоне скоростей скольжения. При приближении к критической точке (но до наступления неустойчивости) система становится очень чувствительной к слабым внешним возмущениям, возрастает роль флуктуаций.

С учетом вышеизложенного могут представлять интерес упрощенные феноменологические либо эвристические модели активации эмиссионных процессов. В данной работе 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 эмиссионный отклик геосреды на энергвоздействия, в общих чертах, описывается простыми уравнениями, форма которых аналогична эволюционным уравнениям Дитриха [39, 40] из модели stick-slip. Предложенная аккомодационная модель является по существу одним из вариантов описания деформации горных пород на стадии дилатансии как “размытого” фазового перехода во внешних полях [41-43]. В задачу данной работы также входит сопоставить возможности упрощенной феноменологической модели и физических принципов зарождающейся теории реакции геосреды на ЭВ.

## ОПИСАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Основная сложность формулировки модели связана с тем, как совместить дискретный во времени и локализованный характер эмиссионных событий с континуальностью нагруженной среды и 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 [44,45]. Но в рассматриваемом случае слабых полей все эти методы дают тривиальный результат (отсутствие влияния), что говорит о недостаточной точности макроскопического описания для анализа триггерных эмиссионных эффектов. Поскольку поток эмиссионных сигналов отражает накопление повреждений в среде, в некоторых работах для его формализованного описания применяется развитая в механике деформируемого твердого тела кинетическая модель накопления повреждений [46,47], перекликающаяся с кинетической концепцией С. Н. Журкова [20,48]. Но основным результатом такого подхода стала демонстрация того, что до необратимого перехода (макроразрушения) в системе должно накопиться определенное, достаточно большое число событий. Согласно экспериментальным данным [12,13,17,49] эмиссионные отклики на ЭВ проявляются не столько в изменении числа накопленных событий, сколько в кратковременном приросте темпа накопления, т.е. активности. Как будет показано ниже, эти “тонкие” эффекты удастся описать в терминах кинетики повреждаемости при адаптации предложенной в [47] методики на случай докритической эволюции, при которой за время эксперимента деформация сдвига и дилатансия меняются незначительно, но имеются внешние возмущающие факторы.

Кинетическое уравнение для параметра повреждаемости может быть получено и из других соображений. В недавней работе [50] для анализа наведенной сейсмичности было предложено модернизировать уравнения Дитриха, первоначально записанные для модели stick-slip [37,39]. Используя подход этой работы, примем в качестве исходного следующее соотношение, связывающее усредненную сейсмическую (либо эмиссионную) активность  $N'$  с параметром состояния  $\Gamma$ , чувствительным к скорости изменения сдвиговой нагрузки  $\tau'$ .

$$N' / N_0' = 1 / (\Gamma \tau_0') \quad (1)$$

Здесь  $N_0'$  - нормировка средней активности,  $\tau_0'$  - 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 [39,49], использовано уравнение, определяющее эволюцию параметра состояния  $\Gamma(t)$ , в виде  $d\Gamma = (dt - \Gamma d\tau) / A\sigma$ ,  $\tau$  - 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 [38]), перепишем его в форме

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

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  $\theta$  [40]:

$$\theta' + \theta v / D_C = 1, \quad (3)$$

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  $\tau'/\sigma$  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  $\Gamma \tau_0'$ .

Рассматривая  $N'$  как монотонную функцию параметра повреждаемости  $\omega$ , фигурирующего в моделях хрупкого разрушения при высоких температурах [46], можно попытаться распространить (с некоторым видоизменением) 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  $N'$  с параметрами напряженно-деформированного состояния, в частности с коэффициентом интенсивности напряжений [51]. 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 ( $\tau' = 0$ ) уравнение (2) интегрируется элементарно, и из (1) получается закон Омори для спада активности со временем. В другом предельном случае ( $A_0 \rightarrow \infty$ ), в пренебрежении правой частью (2), что соответствует несущественности релаксационных эффектов по сравнению с фактором роста нагрузки, для активности получается экспоненциальная зависимость от напряжения  $\tau$ :  $N' \sim \exp [\tau(t) - \tau(0)] / A\sigma$ . Такую зависимость естественно ожидать из кинетической концепции прочности [20].

В третьих, уравнение (2) по форме оказалось аналогичным уравнению для вероятности разрушения  $p_f$  [46,52], которое обобщает известное уравнение Журкова С.Н. для долговечности  $\Delta t$  при постоянной нагрузке и, тем самым, позволяет распространить оценочные формулы для случая нарастающего  $\tau$

$$d p_f / dt = (1 - p_f) / \Delta t, \quad \Delta t = t_0 \exp (U - \gamma \sigma_1) / k T \quad (4)$$

Здесь  $p_f$  – вероятность разрушения на микроуровне, с которым естественно связывать эмиссионные события, описываемые (1);  $\Delta t$  - долговечность по Журкову С.Н. [20]. Поясним смысл первого из выражений в (4): вероятность  $dp_f$  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 место в течение времени от 0 до  $t$ . В случае нарастания напряжения с постоянной скоростью  $\tau' = \text{const}$ , 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  $\tau' = A/A_0$ , то решения этих уравнений связаны следующим образом:  $\Gamma(t) \sim p_f(\Delta t / A_0 \sigma)$ , где коэффициент  $\Delta t / A_0 \sigma$ , стоящий перед  $t$ , суть константа.

Уравнение (2) допускает решение в квадратурах при произвольной зависимости  $\tau(t)$  [53]. Обозначая  $\mu(t) = \tau/\sigma$ , что по размерности соответствует коэффициенту внутреннего трения, решение для  $\Gamma(t)$  можно записать в следующей форме.

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

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

$$\Gamma(t) = [\Gamma_0 - A/(A_0 \tau'_c)] \cdot \exp(-\tau'_c t / A\sigma) + A/(A_0 \tau'_c) \quad (6)$$

Особое решение  $\Gamma = \Gamma_0 = A/(A_0 \tau'_c) = \text{const}$  является асимптотикой  $\Gamma(t)$  из (6) при  $t \rightarrow \infty$ , кроме того оно реализуется при соответствующем начальном условии. Для активности  $N'$  асимптотическое выражение примет форму

$$N' / N'_0 = A_0 \tau'_c / (A \tau'_0), \quad (7)$$

по которой наглядно виден смысл введения в теорию [39, 50] дополнительного параметра  $A_0$ : отношение  $A_0 / A$  определяет крутизну нарастания активности с увеличением отношения скорости роста напряжения  $\tau'_c$  к референтному уровню. При других начальных условиях и при  $\tau' \neq \text{const}$  решение в виде “стационарной” активности отсутствует. Из уравнений (2), (5)-(7) вытекает, что при спадающих и нарастающих с небольшой скоростью напряжениях  $\tau$  активность  $N' \sim 1/\Gamma$  убывает со временем, т.е. имеет место релаксация. То обстоятельство, что при не нарастающем напряжении  $\tau$  на очень больших временах активность падает до нуля, является ограничением модели. Ниже покажем, что нелинейная поправка в уравнении (2) может обеспечить и в пределе  $t \rightarrow \infty$  ненулевое решение, т.е. описывать фоновую активность.

Предварительно рассмотрим случай достаточно быстро нарастающего  $\tau(t)$ , когда для активности может получиться растущее решение  $N'$  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.  $t_R \sim A\sigma/\tau'$ . Это означает, что модель предсказывает постоянство (для данного геомеханического объекта) произведения времени задержки реакции на дополнительное внешнее воздействие на скорость роста сдвиговых напряжений  $\tau'$ - фактор, благодаря которому у геосреды появилась способность к активным откликам (одно из проявлений свойств “живой” среды, по образной терминологии из обзора [54]). Обычно эффекты при включении физических полей стараются анализировать на фоне квазистационарной активности эмиссионных событий, который рассматривается как “естественный”. Согласно (7), асимптотический уровень активности  $N'$ , который можно сопоставить с наблюдением квазистационарной предыстории перед энерговоздействием, прямо пропорционален  $\tau'_c$ . Отсюда можно заключить, что для выборки наблюдений по электромагнитным и вибровоздействиям, удовлетворяющих условию отсутствия трендов и значительных флуктуаций активности до начала ЭВ, произведение времени задержки реакции  $t_R$  и средней активности  $N'$  перед ЭВ не должно зависеть от  $\tau'$ . В настоящее время распространена точка

зрения, что в период задержки активации происходит накопление повреждений на более низком уровне иерархии размеров. Известно обобщение экспериментов Ставрогина А.Н. [55] об инвариантности произведения времени задержки разрушения  $\delta t_R$  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  $\tau'$ , что может иметь место при относительно небольших нагрузках, на стадии упрочнения материала.

Рассмотрим обобщение определяющего уравнения (2), которое получается при добавлении в левую часть (2) нелинейной поправки  $\Gamma^2/(A_2 \sigma)$  и позволяет распространить анализ на важный случай стационарной, в среднем, эмиссионной активности при напряженном состоянии с  $\tau' = 0$ . В этом случае аналитическое решение  $\Gamma(t)$  существует при кусочно-постоянном  $\tau'$ , однако удобнее, используя соотношение (1), сразу перейти к уравнению для нормированной активности, которую обозначим через  $n = N'/N_0'$ . Это уравнение приобретает форму

$$n' = -n^2 \cdot \tau'_0 / (A_0 \sigma) + n \cdot \tau'(t) / (A \sigma) + 1 / (A_2 \sigma \tau'_0) \quad (8)$$

Подчеркнем, что не зависящее от  $n$  слагаемое в правой части (8) как раз и появилось из-за квадратичной поправки по параметру состояния  $\Gamma$ . Отметим, что в пренебрежение этим слагаемым, когда уравнение (8) эквивалентно системе (1),(2), оно может быть записано в форме

$$n' \cong n (n^* - n) \tau'_0 / (A_0 \sigma), \quad (9)$$

фактически совпадающей с кинетическим уравнением для параметра повреждаемости  $\omega$ , которое анализировалось в [47]. Различие состоит в следующем: автором [47] кинетическое уравнение  $\omega' = \alpha \omega (\omega^* - \omega)$ , где  $\omega(t) = N(t) / N_{\max}$ , рассматривалось в связи с макроразрушением и резервами прочности. При этом считалось, что решение в виде логистической кривой, описывающее накопление микротрещин  $N(t)$ , соответствует переходу к разрушения с микро- на макроуровень. Данная работа посвящена более “тонким” переходным процессам, не связанным с макроразрушением. В этом случае кинетические уравнения (8), (9) для дифференциального параметра повреждаемости (очевидно, что  $n \sim \omega'$ ) отражают допущение модели, что такие процессы (инициированные, в частности, воздействием физических полей) локализованы во времени задолго до разрушения, и их ход определяется не всей унаследованной дефектной структурой, а приростом числа трещин, т.е. активностью. Старые дефекты в силу их статичности не чувствительны к слабым ЭВ. Другими словами, уравнение для  $n(t)$  описывает локализованные на небольших временных интервалах отклонения от решения, рассмотренного в [47].

В случае  $\tau'(t) = \tau'_c = \text{const}$  нелинейное уравнение (8) является интегрируемым. Для компактной записи решения будем использовать обозначения, приводящие правую часть (8) к форме квадратного трехчлена

$$n' = -a n^2 + b n + c = -a (n - n_+)(n - n_-) \quad (10)$$

Решение этого уравнения с начальным условием  $n(0) = n_i$  можно записать в виде

$$t a (n_+ - n_-) = \ln |(n - n_+) / (n - n_-)| - \ln |(n_i - n_+) / (n_i - n_-)|, \quad (11)$$

или, возвращаясь к параметрам уравнения (8), в следующей развернутой форме

$$t v = -\ln | [2\tau'_0 n A / A_0 - \tau'_c - A \sigma v] / [2\tau'_0 n A / A_0 - \tau'_c + A \sigma v] | + \ln | [2\tau'_0 n_i A / A_0 - \tau'_c + A \sigma v] / [2\tau'_0 n_i A / A_0 - \tau'_c - A \sigma v] |, \quad (12)$$

где через  $v$ , обозначена величина, обратная характерному времени изменения  $n$  и равная

$$v = a (n_+ - n_-) = \tau'_0 [(\tau'_c / \tau'_0)^2 + 4 A^2 / (A_0 A_2 \tau'_0)]^{1/2} / (A \sigma). \quad (13)$$

Разрешая (12) относительно  $n$ , приведем выражение для нормированной активности в явной форме

$$n = A_0 \tau'_C / (2A \tau'_0) + (1/2\tau'_0) A_0 \sigma v [1 + C_L \exp(-vt)] / [1 - C_L \exp(-vt)], \quad (14)$$

где постоянная интегрирования, т.е. второе слагаемое в правой части (12), переобозначена через  $C_L$ . Отметим, что в случае  $\tau'(t) = 0$  выражения (11) –(13) упрощаются и сводятся к следующей спадающей зависимости  $n(t)$ , обобщающей закон Омори

$$n = \{n_i [1 + \exp(-v_0 t)] \cdot (A_0 / A_2)^{1/2} / \tau'_0 + [1 - \exp(-v_0 t)] \cdot (A_0 / A_2 \tau'^2_0)\} \times \\ \times \{n_i [1 - \exp(-v_0 t)] \cdot \tau'_0 (A_2 / A_0)^{1/2} + 1 - \exp(-v_0 t)\}^{-1} \quad (15)$$

Релаксационная зависимость (15), в свою очередь, в пределе  $n_i^2 \cdot (\tau'_0)^2 \gg A_0 / (A_2)$ , т.е. при малости слагаемого с  $A_2$ . переходит в простейшую форму (закон Омори)

$$n = n_i / [1 + t n_i \tau'_0 / (A_0 \sigma)] \quad (16)$$

Решения (12), (14), полученные для простейшей временной зависимости  $\tau'(t)$ , все -таки оказались громоздкими. Хотя уже в них можно усмотреть существенное влияние на ход  $n(t)$  скорости нарастания напряжения (кратковременные вариации  $\tau'_C$  ассоциируются с внешним динамическим воздействием), для большей наглядности воспользуемся решением (8) по теории возмущений (8). В качестве нулевого приближения будем рассматривать фоновую постоянную активность, соответствующую  $\tau'_{(0)} = 0$ . Из (8) следует, стационарный уровень активности описывается выражением

$$n = n_{(0)} = (A_0 / A_2)^{1/2} / \tau'_0 \quad (17)$$

Считаем, что, начиная со стартового момента  $t=0$ , начинает действовать возмущение  $\tau_{(1)}$ , связываемое с модельным энергвоздействием. Сама величина  $\tau_{(1)}$  значительно меньше стационарного  $\tau_{(0)}$ , но производные по времени существенны. В начальный момент времени  $\tau_{(1)}(0) = 0$ . Уравнение первого приближения теории возмущений имеет вид:

$$n'_{(1)} + n_{(1)} \cdot [2 (A_0 / A_2)^{1/2} - \tau'] / (A \sigma) = (\tau' / \tau'_0) (A_0 / A_2)^{1/2} / (A \sigma). \quad (18)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее нулевым начальным условиям можно выразить в квадратурах следующим образом

$$n_{(1)} = (A_0 / A_2)^{1/2} / (A \sigma \tau'_0) \cdot \exp\{[\tau_{(1)}(t) - 2 t (A_0 / A_2)^{1/2}] / (A \sigma)\} \times \\ \times \int_0^t \tau'(t) \cdot \exp\{[\tau_{(1)}(t) - 2 t (A_0 / A_2)^{1/2}] / (A \sigma)\} dt \quad (19)$$

Как сама форма уравнения (19), так и его решение показывают, что влияние возмущения различно в зависимости от скорости нарастания  $\tau'$ , так как знак в выражении, являющегося множителем  $n_{(1)}$  определяет нарастание либо затухание со временем решения однородного уравнения. При скоростях, меньших критического значения  $\tau' = \tau'_0$   $n_{(0)}$  решение первого приближения имеет релаксационный характер. А вот при  $\tau'$ , превзошедших это значение в течение некоторого интервала времени, уравнение (19) дает нарастающее решение. Его появление можно рассматривать как потерю устойчивости. Переход к новому устойчивому состоянию не может быть описан в рамках первого порядка теории возмущений, точность которого позволяет лишь выявить предел устойчивости. Однако уже это упрощение указывает на возможность двух режимов отклика на дополнительное внешнее воздействие, которое проводится в период квазистационарной (фоновой) эмиссионной активности: повышение среднего уровня, сохраняющееся в течение длительного времени или резкий всплеск.

Данное следствие феноменологической модели естественно сопоставить с результатами экспериментов по моделированию энергвоздействий. Выделяется случай дополнительного воздействия на нагруженные образцы электрическими импульсами прямоугольной формы. При этом изменения напряжения вследствие пондермоторных сил пренебрежимо малы, но скорость его напряжения при прохождении фронтов электрического поля может быть порядка или даже выше, чем

при дополнительных чисто механических возмущениях. В сборнике материалов предыдущего Бишкекского Симпозиума были представлены материалы о наличии двух характерных типов откликов нагруженных образцов геоматериалов на воздействие электромагнитных импульсов [13]. Этот результат был подтвержден и последующими исследованиями, проведенными в ИС РАН в 2004-2005 гг. На рис. 1 приведен пример, демонстрирующий оба предельных типа отклика активности АЭ образцов в сеансах с одним и тем же источником - генератором прямоугольных импульсов Г5-54. Отклики различаются профилем временной зависимости  $N'$ .

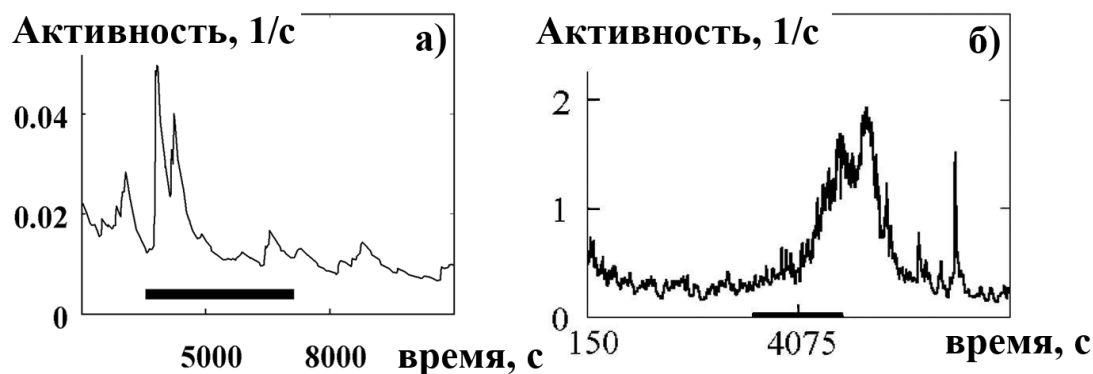


Рис.1. Пример двух типов отклика активности АЭ на воздействие квазипериодическими импульсами. Период включения источника - генератора Г5-54 отмечен полосой. Амплитуда напряжения (50 В) и частота следования импульсов (2 кГц) в обоих случаях одинаковы. а)- отклик первого типа, зарегистрированный на образце гранита; б) – отклик второго типа для образца габбро.

Отклик первого типа (рис.1 а) представляет собой кратковременный всплеск активности с возвратом к прежнему либо более низкому среднему уровню при продолжающемся воздействии. Для отклика второго типа (рис.1 б) характерно длительное, квазистационарное повышение активности под влиянием ЭВ и медленный спад к исходному уровню после выключения источника, т.е. наличие последствия. В работе [13], где была введена данная классификация, отмечалось, что отклики первого типа имеют место в диапазоне главных сжимающих нагрузок 70- 85 % от максимума (разрушения). 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%).

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  $N'(t)$  при различных изменениях  $\tau'$ , 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, но резким откликам первого типа соответствует значительный прирост производной  $\tau$ , локализованной в области будущего очага, на непродолжительное время с последующим возвратом к исходному темпу. А вот откликам второго типа, вероятно, соответствует менее значительное, но квазистационарное повышение скорости роста локализованного напряжения.

Соответствие с экспериментом может быть подтверждением оправданности феноменологического подхода к описанию триггерных воздействий физических полей на накопленных повреждений в геоматериалах. При этом дальнейшее объяснение сводится к вопросу о преобразовании различных факторов ЭВ в эффективное нарастание  $\tau'$ . Важно также учесть обратный эффект: вариации активности, т.е. трещинообразования могут, в свою очередь повлиять на эволюцию напряжения  $\tau(t)$ . Обсудим более общую постановку задачи, при которой в модели может учитываться влияние накопления повреждений на микро- и мезоуровнях на напряженное состояние на макроуровне, а не только реакцию нижнего уровня (отклик эмиссионной активности) на возмущающие факторы, действующие на верхнем уровне (как в уравнениях (2),(8) ). Для этого уравнение (8) естественно рассматривать совместно с уравнением, описывающее эволюцию



напряжения  $\tau(t)$ . Здесь возможно несколько вариантов эволюционных уравнений, включаемых в систему, например, уравнение для диффузии напряжений [56], или уравнения модели межблоковых взаимодействий [57], или же разновидности моделей трения со скоростным упрочнением [38,58] т.п. В специальном случае, который, однако, представляет интерес в связи с экспериментами на пружинных прессах [12,13,16] можно воспользоваться уравнением типа Соколовского- Малверна [59,60]), моделирующего упруго- пластическое деформирование среды в условиях стесненности (в простейшем варианте при наличии помимо силовой, еще и кинематической связи между удлинением пружин и изменением размера образца).

В нашей предыдущей работе [61] получено модельное уравнение, отражающее особенности постановки эксперимента по испытанию образцов на пружинных прессах [13,16]: 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.2). При этом полная деформация, представляемая в виде суммы упругой  $\varepsilon_E$  и пластической  $\varepsilon_p$  компонент, задается эффективной жесткостью нагружения. Таким образом, на макроуровне полная деформация  $\varepsilon_{ext}(t)$  считается заданной. А вот значение  $\tau(t)$ , в дальнейшем используемое для подстановки в (2), определяется уравнением, которое при экспоненциальной пластичности принимает форму:

$$d\tau/dt + M \dot{\varepsilon}_{p0} \exp[\lambda(\tau - \tau_0)] = M d\varepsilon_{ext}/dt, \quad (20)$$

где  $M$  – параметр жесткости нагружения, переходящий в пределе абсолютно жесткого нагружения в модуль Юнга для материала образца, определяется внешней силой, сжимающей или растягивающей пружину,  $\varepsilon_{p0}$ ,  $\lambda$  - параметры зависимости пластической деформации. Значения этих параметров могут меняться вследствие накопления дефектов, т.е в принципе уравнение (20) может описывать влияние кинетики микротрещин на параметры макродеформации, однако в предыдущих работах этим пренебрегали. Как было отмечено в [53,61] уравнение (20), несмотря на его нелинейность, допускает решение в квадратурах при произвольном  $\varepsilon_{ext}(t)$ . Так обстоит дело благодаря наличию линеаризующей подстановки  $\xi \sim \exp[-\lambda(\tau - \tau_0)]$ . Для переменной  $\xi$  опять таки получается линейное дифференциальное уравнение, аналогичное по форме (2), (3):

$$d\xi/dt + \xi(M\lambda d\varepsilon_{ext}/dt) = M \dot{\varepsilon}_{p0}. \quad (21)$$

Решения системы уравнений (21), (2) приведены в сборнике [53] в тезисах, одноименных с настоящей работой. Не повторяя их записи, заметим, что эти решения описывают несколько более медленное нарастание активности  $n(t)$  по сравнению со случаем постоянной скорости нарастания напряжения.

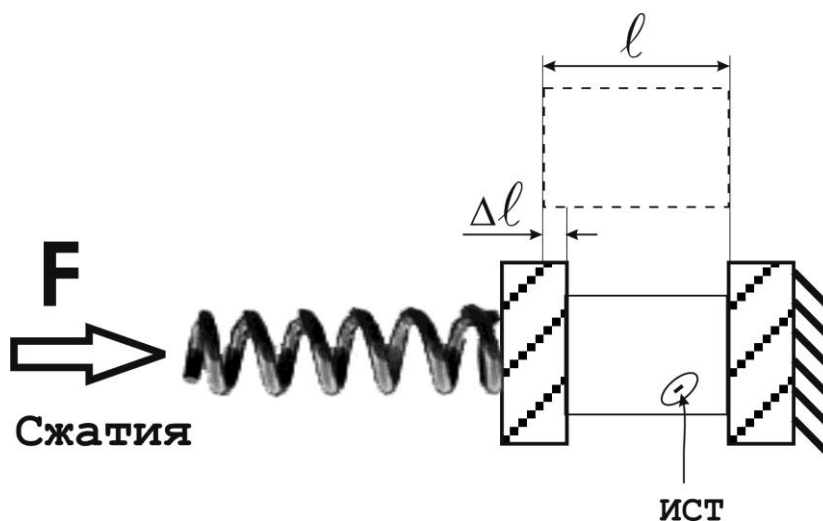


Рис.2. Совместность укорочения образца и изменения длины пружины, запасенная энергия которой- первопричина возникновения локального очага, как иллюстрация взаимодействия глобальной макросистемы (нагружающее устройство), промежуточной макросистемы (образец в

целом) с мезо- и микросистемами. Мезоуровень представлен областью кластеризации АЭ, а микроуровень – самими трещинами. Деформация образца в целом детерминирована условием связи с макросистемой, а вот системы низшего уровня (источники эмиссии) описываются кинетическими уравнениями.

Сюрпризный результат- наличие аналитического решения системы уравнений (2), (20)- получен в [53] при специальном допущении о взаимосвязи напряжений  $\tau(t)$  на мезоуровне (область, условно оконтуренная на рис.2) с извне задаваемыми макропараметрами  $\varepsilon_{ext}(t)$ , и усредненными по объему образца  $\varepsilon_{p0}$ ,  $\lambda$  характеристиками пластичности. Это допущение, лежащее согласно [61], в основе вывода (20) равносильно заданию определяющего соотношения для суммы скоростей упругой  $\varepsilon_E$  и пластической  $\varepsilon_p$  компонент деформации. В завершение раздела остановимся на возможности более универсального описания эмиссионных эффектов и переходных деформационных процессов. Для этого можно попытаться свести в систему уравнение (8) для нормированной эмиссионной активности и предложенное в [42,43] эволюционное уравнение для сдвиговой деформации горных пород на стадии дилатансии. Согласно [42,43] это эволюционное уравнение можно записать в форме

$$y' = f_2 y^2 + f_1 y - \beta = f_2 y^2 + (F_0 - F) y - \beta, \quad (22)$$

которая оказалась аналогичной уравнениям (8), (10), определяющим зависимость  $n(t)$ . В (22) обозначено:  $y$  - сдвиговая деформация, нормированная на величину  $\varepsilon_S$ , выбранную в конце линейного участка  $\sigma$ - $\varepsilon$  характеристики (выбор до некоторой степени произволен, так как для горных пород предел упругости не определен столь четко, как для металлов);  $F - F_0$  - отклонение напряжения сдвига, нормированного на значение в той же точке  $\varepsilon_S$ , от величины, соответствующей началу дилатансии (т.е. нулевому изменению объема по сравнению с отсутствием нагрузки);  $\beta$ ,  $f_2$  – параметры, причем  $\beta$  зависит от накопления дефектов, а  $f_2 = \text{const}$ . По смыслу развитой в [43,47] теории  $y$ ,  $F$ ,  $\beta$ ,  $f_2$  есть величины, усредненные по объему образца, поэтому они относятся к макросистеме. Авторами указанных работ сфокусировали внимание на аналогии (22) с уравнением, используемым в теории фазовых переходов 2 рода. Благодаря этой аналогии было предложено рассматривать переход к дилатансии (увеличение объема при сжимающей нагрузке) как структурный фазовый переход, а меру деформации  $y$  – как параметр порядка [41]. Для замыкания системы к уравнениям (8), (22) необходимо добавить зависимости  $\tau'(F, y)$  и  $\beta(n, F, t)$ . Примером первой зависимости может быть простейшее уравнение  $\tau' = k_F F'$  ( $k_F = \text{const}$ ), выражающее тривиальную связь напряжений на мезо- и макромасштабах (сдвиговое напряжение на мезоуровне следует изменениям макронапряжения). Другая зависимость должна удовлетворять кинетическому уравнению для  $\beta$ , поскольку изменения этого параметра определяются накоплением дефектов, т.е. историей процесса. В качестве простейшей аппроксимации можно использовать линейное по  $n$  уравнение

$$\beta' = \beta_0(F) + \beta_1(F) n \quad (23)$$

Для численного решения системы (8), (22), (23) необходимо знание параметров  $\tau'_0$ ,  $A$ ,  $A_0$ ,  $A_2$ ,  $\sigma$ ,  $f_2$ ,  $F_0$ ,  $\beta_1$ . Некоторые из них оценивались в [43,47], однако пока недостаточно экспериментальных материалов даже для грубого задания  $\beta_1$ ,  $\beta_0$ . Авторы намерены рассмотреть этот вопрос в последующих работах.

Важным свойством системы уравнений (8), (22), (23), непосредственно вытекающим из ее структуры и не связанным с деталями поведения решений, является наличие двух временных интервалов. Продолжительность одного из них порядка  $t_R \sim A\sigma/\tau'$  и характеризует, как отмечено выше, время ожидания (т.е. запаздывания) эмиссионного отклика, описываемого уравнением (8). Другой масштаб времени определяется длительностью накопления дефектов, что согласно (22) приводит к заметному изменению  $\beta$ , сравнимому с другими слагаемыми в правой части (23), и, следовательно, к существенному изменению скорости деформации  $y'$ . Это, в свою очередь, может приводить к смене состояния, что сопровождается изменением активности  $n$ . Данная особенность модели (наличие двух характерных масштабов времени) может в какой-то степени пояснить

результаты экспериментов, проведенных ранее в Научной станции РАН и Институте физики и механики горных пород НАН КР [62,63]. Отмечалось, что под влиянием вибраций возрастает (с некоторой задержкой) активность АЭ образцов, испытываемых на одноосное сжатие, но синхронных с приростом АЭ деформационных изменений не было зарегистрировано (в пределах точности тензометрии). Для одного из образцов гранита Табылга (Киргизстан) наблюдалось разное время задержек акустоэмиссионного и деформационного откликов на вибровоздействие. Ранее эти наблюдения казались странными. С позиций вышеизложенной феноменологической модели, их можно трактовать как проявления распределенных фазовых переходов во внешнем поле, т.е. как пример эффекта самоорганизации.

## ЭЛЕКТРОТРИГГЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ФИЗИКЕ РАЗРУШЕНИЯ

После феноменологического описания реакции нагруженных материалов на энергетические воздействия (в частности, триггерного эффекта физических полей), обсудим физический механизм ЭВ. Особенный интерес представляет механизм электромагнитного влияния на процесс разрушения и сопровождающие его эмиссионную активность, поскольку для объяснения эмиссионных и деформационных эффектов механических ЭВ (удары, вибровоздействия) уже развиты количественные и полукачественные модели [61, 64-67]. При переходе от феноменологического способа описания, более или менее пригодного на разных масштабах геосреды, к физической модели приходится конкретизировать условия экспериментов, где проявлялись отклики на ЭВ. Ниже при проведении оценок возможности электротриггерного воздействия будем использовать характерные значения размеров образцов и параметров механического и электрического полей, соответствующие лабораторным экспериментам [12,13,49,69]. Это электрические поля килогерцового диапазона частот с напряженностью от 1000 В/м (при квазипериодическом воздействии с применением стандартных генераторов импульсов [69]) до  $10^5$  В/м (при применении конденсаторных или индукционных разрядников [13]). Известно, что влияние указанных полей на пластическую деформацию сухих диэлектриков (ионных кристаллов, конгломератов и др.) осуществляется благодаря их взаимодействию со структурными дефектами: заряженными атом-вакансионными включениями [70-72] и дислокациями [29,30, 73-75]. Если в результате этого изменится скорость пластической деформации в зоне вокруг устья имеющейся трещины, то это, в свою очередь, повлияет на условия ее дальнейшего роста [76]. Другой механизм взаимосвязи хрупкого разрушения (откола и внутриобъемного трещинообразования), связанный с неоднородностью распределения заряда по объему образца, описан в [12,77,78]. В этих работах внимание сфокусировано на влиянии механических полей на электризацию. Но из сути рассмотренных там эффектов вытекает возможность обратного влияния, что проявляется как электрочувствительность трещинообразования.

По данным о стимулировании АЭ электрическими импульсами можно заключить, что для широкого круга геоматериалов, обладающих различными механическими и реологическими и петрофизическими свойствами, эти импульсы влияют на кинетику микротрещин [11-13]. Дислокационная структура исследованных материалов самая разная, и вряд ли может быть основой универсального электромагнитного механизма (несмотря на то, что для щелочно-галогенных кристаллов доказана определяющая роль дислокаций в электрочувствительности деформационного режима [30]). А вот микротрещины в диэлектрической среде могут рассматриваться в качестве кандидатуры для такого общего объяснения. Свидетельством этого, прежде всего, является диапазон значений сжимающих напряжений (0,7- 0,95 от величины, при которой конкретный испытываемый образец разрушался). При таких нагрузках образование и рост микротрещин, несомненно, происходят в самых разных материалах. Чтобы подтвердить способность электроимпульсов повлиять на условия равновесия гриффитсовских трещин, проведем оценочные расчеты. Ограничимся случаем материалов без пьезоэлектрических свойств, допускающим рассмотрение на общепедагогическом уровне. Для пьезоэлектриков условия равновесия гриффитсовских трещин анализировались в [79, 80]. Для анализа вклада электрического поля используем тот же подход, что и в работе [81], посвященной взаимосвязи макроразрушения керамики и их электрической прочности. Этот подход исходит из основного энергетического соотношения для твердого тела в случае развития в нем внутренних разрывов при квазихрупком разрушении [67,82]

$$\delta K + \delta W + \delta U_R = \delta A + \delta Q + \delta Q^*, \quad (24)$$

где  $K$ - кинетическая энергия,  $W$ - внутренняя упругая энергия в единице объема,  $U_R$  – энергия разрушения, в частном случае переходящая в энергию образования новых поверхностей,  $\delta A$  – работа внешних сил,  $\delta Q$  – приток тепла, и, наконец,  $\delta Q^*$  - внешний приток энергии за счет прочих источников, в нашем случае за счет работы внешнего электрического поля. Полагая  $\delta K = \delta Q = 0$  и, повторяя стандартные выкладки для вывода критерия Гриффитса, можно прийти к уравнению (как обычно, рассматривается двумерный случай)

$$\delta \frac{\pi l^2 p^2}{E} - \delta Q^{el} = 4\delta(\gamma l). \quad (25)$$

Здесь  $p$ - напряжение вдали от трещины,  $2l$  – ее длина,  $E$ - модуль Юнга,  $\gamma$  - удельная энергия образования новых поверхностей. В простейшем случае “сухих”образцов (когда в полости трещины отсутствуют поверхностно-активные вещества и электрохимическая коррозия) параметр  $\gamma$  можно считать не зависящим от электрического поля.

При варьировании энергозклада электрического поля (равного со знаком минус изменению накопленной электрической энергии при постоянстве энтропии) для оценки по порядку величины можно предположить, что все изменения электрического поля при приросте длины трещины на  $2\delta l$ , связанные с индуцированием и перераспределением зарядов на поверхности трещины, локализованы в объеме порядка  $4l \times 4l$ . В случае развития трещины в предварительно поляризованной среде, которому можно поставить в соответствие эксперимент с длительным ЭВ, в зоне разрушения сплошности высвобождается не только механическая, но и электрическая энергия. При этом работа, совершаемая внешним полем отрицательна,  $\delta Q^{el} < 0$ . Подчеркнем, что физический смысл обоих слагаемых в левой части (25) один и тот же, так как межмолекулярные силы, ответственные за упругие свойства среды, имеют электромагнитную природу. Отличие связано с длинами волн: для очень коротких волн (оптического диапазона) электромагнитная энергия локализована, и упругое взаимодействие удобнее описывать в механических терминах.

В работе [81] предложено использовать следующую оценку, вытекающую из распространенной приближенной формулы [83,84] для объемной плотности энергии электрического поля  $q^{el}$  (индекс  $e$  введен для отличия электрических величин диэлектрической проницаемости  $\epsilon_e$  и напряженности поля  $E_e$  от соответственно деформации и модуля Юнга)

$$q^{el} = 1/2 \epsilon_e \epsilon_{e0} E_e^2, \quad \delta Q^{el} = -\lambda q^{el} 32 l \delta l, \quad (26)$$

где введен численный коэффициент  $\lambda$ , учитывающий, что активационный объем, в котором существенно меняется электрическое поле при рассматриваемом “виртуальном” удлинении трещины, может несколько отличаться от принятого в [81] значения  $4l \times 4l$ . В результате вместо классического выражения для границы устойчивости Гриффитсовской трещины можно прийти к уравнению

$$\frac{p^2}{E} l = (2/\pi) \gamma - (16/\pi) \lambda \epsilon_e \epsilon_{e0} E_e^2 l \quad (27)$$

Из этой формулы вытекает, что для веществ с  $\gamma \sim 1$  Дж/м<sup>2</sup>, а  $\epsilon_e$  порядка 100 электрические поля напряженностью порядка МВ/м должны оказывать существенное влияние на миллиметровые трещины. Для трещин меньшей длины вклад эффект должен ослабевать. В монографии [30] описано множество проявлений электропластических эффектов в щелочно-галогидных кристаллах для электрических полей с напряженностью  $\sim$  МВ/м. В условиях экспериментов с воздействием электроимпульсов на АЭ [12,13,49,85] второе слагаемое в правой части (27) могло становиться с первым только в случае, когда испытывались образцы водонасыщенной керамики (у которых значение  $\epsilon_e$  может составлять единицы и даже десятки тысяч [25,86]) и применялся высоковольтный индукционный разрядник, так что напряженность поля достигала 200-500 кВ/м. В этом случае наблюдались отклики в виде всплесков АЭ активности (в 2-5 раз), следующих с небольшой (10-100 с) задержкой после разрядов [85]. Высокий ( $\sim$  90%) коэффициент корреляции всплесков АЭ с высоковольтными разрядами согласуется с (27).

Однако статистически достоверные отклики АЭ, пусть меньшей интенсивности, зарегистрированы и для сухих образцов (без аномалии  $\varepsilon_e$ ) в сессиях с воздействием периодических электроимпульсов с напряженностью поля, не превышающей 1 кВ/м [12,49]. В этом случае формула (27) вступает в противоречие с экспериментальными данными. Причина расхождения - выражение (26) пригодно для описания плотности энергии низкочастотных полей в средах с слабой дисперсией. Воздействие на образец периодических прямоугольных импульсов генератора Г5-54 [13] эквивалентно возбуждению в нем множества гармоник. Естественно, что некоторые гармоники попадают в полосу частот, где нельзя пренебречь дисперсией материала образца. Следующие факторы определяют сильную дисперсию  $\varepsilon_e$  в области вокруг микротрещин: концентрация напряжений и пластические (неупругие) деформации в зонах возле вершин трещин, наличие объемного заряда, переносимого неосновными носителями (вакансиями и включениями) и дислокациями. Описание энергетике импульсных полей в дисперсных средах затруднено. Применительно к неоднородным геоматериалам поставлен вопрос о “неклассических” электрических свойствах [84], т.е. качественно необычных следствий всех осложняющих обстоятельств. Однако для полей, характеризующихся установившейся амплитудой  $E_e$  и частотой  $\Omega$  (предположительно это реализуется и внутри образца при воздействии периодическими импульсами генератора Г5-54) в электродинамике сплошных сред [83] выведено выражение для плотности электрической энергии, усредненной за много периодов. Это выражение имеет форму

$$\langle q^{el} \rangle = 1/2 \varepsilon_{e0} \langle E_e^2 \rangle d/d\Omega [\varepsilon_e(\Omega) \Omega], \quad (28)$$

С использованием (28) вместо (26) модернизируем условие (27). В результате приходим к следующему выражению

$$\frac{P^2}{E} l = (2/\pi) \gamma - (16/\pi) \lambda l \varepsilon_{e0} \langle E_e^2 \rangle d/d\Omega [\varepsilon_e(\Omega) \Omega], \quad (29)$$

где  $\langle E_e^2 \rangle$  усредненное значение квадрата поля  $E_e$ . Потенциально большим фактором во втором слагаемом в (29) является производная  $d\varepsilon_e/d\Omega$ . Для гомогенных сред известно, что зависимость  $\varepsilon_e(\Omega)$  имеет одну или несколько сингулярностей типа  $1/(\Omega_C - \Omega)$  на резонансных частотах  $\Omega_C$ , но эти резонансы лежат в очень высокочастотном диапазоне [87]. В гетерогенных средах гипотетически аналогичные эффекты могут иметь место и для килогерцового диапазона частот, например из-за наличия объемных зарядов, возникающих согласно [77] при фрактодиссоциации с высвобождением дырочных носителей. С этой гипотезой созвучен результат недавней работы Фатеева Е.Г. [88], о наличии признаков низкочастотного резонанса электрической восприимчивости материалов, для которых имеет место эффект “реологического взрыва”. Предложенный в [88, 89] термин “сверхчувствительность” к низкочастотному электрическому полю весьма точно отражает не только исследованные там эффекты, он может быть отнесен также и к акусто-эмиссионным проявлениям взаимосвязи электрических и механических полей, чему посвящена данная работа. Условия проведения эксперимента в [88] значительно отличаются от измерительных сессий с регистрацией АЭ. Однако эффект сверхчувствительности среды по отношению к электрическому полю был также обнаружен и в компьютерном моделировании [90]. В этой работе для систем связанных осцилляторов продемонстрировано наличие гигантских откликов (возбуждения нелинейных колебаний), свидетельствующих об аномальном росте электрической восприимчивости под влиянием внешних периодических электровозмущений с частотой ниже 1 кГц. Цепочками осцилляторов, с переменными дипольными моментами моделировался эффект накопления на полюсах микровключений аномального количества поляризационных зарядов. Применяя результат компьютерного моделирования для нашей экспериментальной ситуации резонно предположить, что в нагруженной гетерогенной среде возникшие колебания будут стимулировать возникновение микротрещин, что проявится как прирост активности АЭ. С другой стороны, имеющиеся в образце микротрещины либо дислокационные скопления сами могут поляризоваться, приобретать дипольный момент и играть роль элементов цепочек осцилляторов, которые рассматривались Фатеевым Е.Г. На рис.3 схематически показано, что в цепочке краевых дислокаций (скоплении) возможен эффект концентрации напряжений вследствие взаимодействия электрического поля с элементами цепи [91]. Эффект рассматривался для случая “электронного

ветра” в полупроводниках. Если дислокации, образующие скопление, заряжены (это могло иметь место в процессе их скольжения до торможения у стопора), то их взаимодействие с электрическим полем даст аналогичный эффект в силу самой геометрии задачи (рис.3).

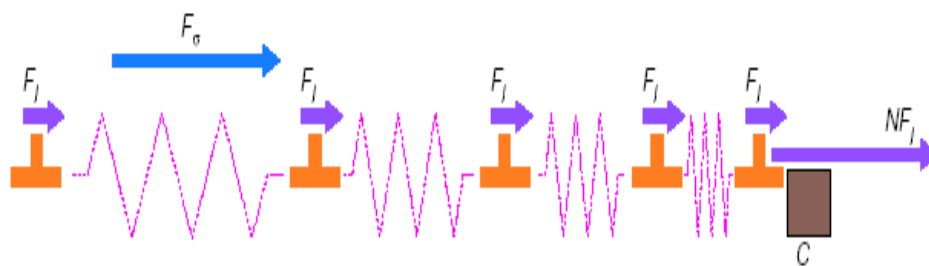


Рис.3. Усиление воздействия электрического поля на головной дислокации скопления, зажатого у локального стопора С механической силой  $F_{\sigma}$ , согласно [91].

Сверхчувствительность является одним из проявлений нелинейного резонанса в структурах типа длинных одномерных цепочек, для описания которых в физике твердого тела предложена модель Ферми- Паста –Улама (ФПУ) [92]. Предпринимались попытки [93] связать модель очага землетрясения с эффектами самоорганизации в подобных цепочках. Соображений самоподобия геосреды оправдывают распространение модели ФПУ на множественные микротрещины (источники АЭ). При рассмотрении вопроса на качественном уровне приходим к тому, что даже при небольшом ангармонизме взаимодействия между соседними элементами, длинные цепочки являются носителями сильной структурной нелинейности, упомянутой в начале раздела. А вот количественные расчеты Фатеева Е.Г., учитывающие специфику взаимодействия периодического электрического поля с длинными цепочками, вывели на конкретный (килогерцовый) диапазон частот, в котором может реализоваться эффект сверхчувствительности даже для электрических полей небольшой напряженности, меньшей характерного масштаба 100- 1000 кВ/м, вытекающего из соизмеримости слагаемых в правой части (29). Таким образом, как оценочные формулы (27)-(29), вытекающие из фундаментальных уравнений электродинамики сплошных сред, так и имеющиеся публикации свидетельствуют, что быстрые изменения поляризации деформированной среды сопровождаются изменениями условий роста трещин. В силу высокой чувствительности акустической эмиссии подобное изменение (приближение к критерию устойчивости трещины) обязательно проявится как прирост АЭ активности, как при некотором увеличении механической нагрузки.

В предшествующих работах по акустической эмиссии (за исключением [12]) взаимосвязь поляризации, которая, как отмечено выше, может быть аномальной, и АЭ как характеристики процесса накопления повреждений (дефектов) не рассматривалась. А вот в экспериментах Куксенко В.С., Махмудова Х.Ф., Пономарева А.В [27, 28], где изучалась релаксация электрических полей при механическом нагружении диэлектрических материалов (т.е. поляризационные эффекты), отчетливо проявилась эта сторона взаимосвязи электрических и деформационных явлений. Акустоэмиссионные измерения в этих экспериментах не использовались. Однако выявленный в них нетривиальный факт взаимосвязи переходных процессов электрической и механической релаксации в образцах без пьезоэлектрических свойств имеет прямое отношение к обсуждаемой интерпретации результатов об откликах АЭ на электровоздействие. Работы [27,28] могут быть еще раз засвидетельствовать о том, что объяснение электростимуляции АЭ, связывающее его с динамическими поляризационными эффектами в диспергирующих средах, не является чересчур специальным (так называемым **ad hoc**, «к случаю»).

Выше в связи с вопросом о природе акусто-электромагнитной взаимосвязи обсуждались кинетические модели, использующие принцип нарастания нелинейности задачи при переходе от одиночного элемента (на который электрическое поле может оказывать лишь слабое влияние) к статистическому ансамблю. Альтернативой может быть подход, основанный на анализе электромагнитного влияния на отдельную выделенную структуру. Если рассматривать электрострикционные поправки к условию равновесия трещин, описываемые (27), (29), как возмущения механического напряжения, то для объяснения запаздывающей реакции среды на воздействие ЭМ поля можно применить хорошо развитые модели усталостного разрушения.

Обращает на себя внимание одна из таких моделей [67], в которой пластическая зона вблизи устья растущей трещины описывается аналогично модели возбуждения волн АЭ при удлинении трещины [51,95]. В обоих случаях рассматривается уединенная догриффитсовская трещина и учитывается, что при увеличении ее длины либо при вариациях нагрузки происходят изменения размеров (объема) пластической зоны и перемещение этой зоны в пространстве вместе с кончиком трещины. Согласно [67], необходимая для этого работа ограничивает скорость продвижения трещины. Отметим, что в отличие от модели квазихрупкого разрушения Ирвина- Орована [96] пластическая зона считается объемной, а не тонкослойной. Автором [67] получено общее уравнение докритического роста трещины, учитывающее как эти пластические эффекты, так и рост трещины вследствие термофлуктуаций. Модель прошла апробацию не только в экспериментах по усталостному разрушению. Она использовалась во многих работах по применению акустической эмиссии для неразрушающего контроля [95,97,98], чтобы связать параметры сигналов АЭ со скоростью движения их источника – пластической зоны. Полученные там результаты позволяют считать, что модель корректна для металлов (на них, в основном, обрабатывались акустоэмиссионные методы неразрушающего контроля). Гипотетически, эту модель можно распространить на полухрупкие материалы: горные породы, керамику, если под напряжением на внешней границе пластической зоны подразумевать значение  $\sigma$ , соответствующее началу дилатансии. Как показано в [67], уравнение для скорости роста усталостной трещины удобно записывается в терминах коэффициента интенсивности напряжений (КИН)  $K_I$  и критического КИН, определяемого Гриффитсовской теорией  $K_C$ . Это уравнение имеет следующую форму

$$dl/dt = (\beta_K / K_C^2) \cdot \frac{K_I^3}{K_C^2 - K_I^2} \cdot dK_I/dt + v_0 \cdot \exp(\lambda_V K_I), \quad (30)$$

где  $\beta_K, v_0, \lambda_V$  - численные коэффициенты, от соотношения которых зависит вклад процессов в пластической зоне (слагаемое с  $\beta_K$ ) и термофлуктуаций (слагаемое с  $v_0$ ). Поскольку  $K_I \cong p (\pi l)^{1/2}$ , второе слагаемое в (30) описывает среднюю скорость роста трещин в пределе их нулевой длины. Понятно, что этот предел соответствует кинетической концепции прочности. В случае, рассмотренным в [67], критическая величина  $K_C$  определяется параметром  $\gamma$  (поверхностной энергией),  $K_C = (2 E \gamma)^{1/2}$ , а знаменатель в (30) есть мера расстояния до предела устойчивости, за которым начинается быстрый рост трещины. Из оценок возможного влияния электрического поля на критерий Гриффитса, даваемых (24)-(29), вытекает, что в интересующем нас случае разность в знаменателе (30) заменится следующим выражением

$$K_C^2 - K_I^2 \rightarrow K_C^2 - K_I^2 - 2 E \Psi_e l = 2 E \gamma_{ef} - p^2 \pi l - 2 E \Psi_e \cdot l, \quad (31)$$

где для сокращения записи фактор электрического поля обозначен через  $\Psi_e$ , который определяется соответствующими слагаемыми из (27), (29). Важно, что  $\Psi_e$  пропорционально квадрату электрической напряженности. Поэтому при действии периодических электроимпульсов уравнение (30) становится параметрическим: фактор  $\Psi_e$  обращается в нуль в периоды между импульсами, а при подаче при подаче импульсов от генератора он несколько уменьшает знаменатель. Среди множества задач, описываемых уравнением (30) в [67] решалась задача о росте усталостных трещин под влиянием вибраций, наложенных на стационарную нагрузку  $p = p_0 + p_1 \sin \Omega t, p_1 \ll p_0$ . Для вибраций расчет осложнен тем, что колеблющаяся добавка  $p_1 \sin \Omega t$  дает вклад не только в знаменатель (30), однако был продемонстрирован более быстрый рост длины  $l$  (даже для весьма слабых вибраций) после некоторого достаточно большого числа циклов. Эффект отражает кумулятивный (а не гистерезисный!) характер уравнения (30): если залечивание трещины исключено, то любой сколь угодно малый прирост скорости  $dl/dt$ , суммируясь с другими добавками, может изменить решение через достаточное время. Таким же будет и результат параметрических возмущений, описываемых (30), (31) в случае воздействия электрических импульсов.

По самой структуре уравнения (30) можно усмотреть некоторые особенности влияния электромагнитного поля на среду, содержащую ряд трещин, удаленных друг от друга, так что их можно считать уединенными. Помимо уже отмеченной кумулятивности (своего рода эффекта памяти) это избирательность воздействия: чем ближе трещина к критической точке, т.е. чем меньше

стоящая в знаменателе (30) разность  $2 E\gamma_{ef} - p^2 \pi l$ , тем более значим вклад фактора электрического поля  $\Psi_e$ . Другими словами, электрическое поле способно находить области и структуры, наиболее восприимчивые к его воздействию. При этом не столь удивительно различие на много порядков усредненной плотности энергии поля и плотности упругой энергии при напряжениях порядка 10- 100 МПа. Еще одна специфическая черта определяется тем, что в уравнение (30) фактор, учитывающий электрическое поле, входит только в произведении с  $dK_I/dt$ . Поэтому необходимым условием, при котором может проявиться эффект ЭМ поля, является отличие от нуля либо  $dp/dt$  (задаваемая извне нагрузка непостоянна) либо  $dl/dt$  (трещина растет). По образной терминологии из обзора [94] это условие можно перефразировать как способность электромагнитного поля оказывать влияние только на “живую” среду, в которой имеются активные структуры, или же когда она подвержена активному нагружению внешними силами. Возможно, обстоятельствами такого рода объясняются случаи наблюдения откликов АЭ на воздействие квазипериодическими импульсами после очень длительной задержки (например, в эксперименте с образцами циркониевой керамики [85]). Если в этих экспериментах эффект отклика АЭ получался благодаря отдельной трещине, описываемой уравнением (30), то длинная задержка, скорее всего, стала результатом ожидания, когда к электровоздействию добавится еще одна активация, чтобы  $dK_I/dt$  стало ненулевым (например, термофлуктуационный прирост  $l$ ). К сожалению, недостаточная разрешающая способность динамометра (порядка 0,3 % от осевой сжимающей нагрузки) не позволила зарегистрировать изменение нагрузки в ходе сеансов с откликами АЭ на воздействие электроимпульсов [13,85], и тем самым подтвердить предложенное объяснение. Зато в недавних работах [99,100], развивающих оригинальные результаты о влиянии пусков геофизических МГД-генераторов на сейсмичность [9,10], можно найти свидетельства в его пользу. В [99,100] обращено внимание на то, что основной вклад в прирост числа сейсмических событий после пусков МГД генератора давали области с наибольшей сейсмической активностью. Естественно, такие области охватывают активно действующие сейсмогенерирующие структуры, так что соответствие с моделью докритического (усталостного) роста трещины очевидно.

## 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 удастся (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 [13]. 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, но резким приростом сдвигового напряжения (этот случай можно интерпретировать как проявление триггерного эффекта). В первом случае, при стационарных  $\tau$ , решения соответствуют найденным в [18]. В другом случае ход активности  $N'(t)$  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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николаев А.В. Наведенная сейсмичность. Природные опасности России. Сейсмические опасности/ Под. Ред. Соболева Г.А. М.: Крук. 2000. С.139-164.



2. Тарасов Н.Т., Тарасова Н.В. Влияние ядерных взрывов на сейсмический режим// Докл. РАН. 1995. Т.343. №4. С. 543-546.
3. Гупта Х., Растоги Б. Плотины и землетрясения. М.: Мир. 1979. 251 с.
4. 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.
5. Николаев Н.И. О состоянии проблемы изучения землетрясений, связанных с инженерной деятельностью.// В сб.: Влияние инженерной деятельности на сейсмический режим. М.: Наука.1977. С.8-21.
6. Пономарев В.С. Аналитический обзор по проблеме: техногенные воздействия на энергонасыщенные среды.// М.: ОИФЗ РАН. 1997.
7. Алексеев А.С., Глинский Б.М., Дряхлов С.И. и др. Эффект акустосейсмической индукции при вибросейсмическом зондировании//Докл.РАН 1996.Т.396. №5. С.664-667.
8. Закржевская Н.А., Соболев Г.А. О возможном влиянии магнитных бурь на сейсмичность// Физика Земли. 2002. № 4. С.3-15.
9. 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. 152-160.
10. Тарасов Н.Т., Тарасова Н.В., Авагимов А.А., Зейгарник В.А. Изменение сейсмичности Бишкекского геодинамического полигона при электромагнитном воздействии// Геология и геофизика, 2001, т.42, №10, с.1641-1649.
11. Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука. 2003. 270 с.
12. Bogomolov L.M., P'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.N 1. P.65-72.
13. Закупин А.С., Аладьев А.В., Богомоллов 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.
14. Мирзоев К.М., Виноградов С.Д., Рузибаев З. Влияние микросейсм и вибраций на акустическую эмиссию //Физика Земли. 1991. №12. С.69-72.
15. Соболев Г.А., Шпетцлер Х., Кольцов А.В., Челидзе Т.Л., Экспериментальное изучение инициированной неустойчивой подвижкой. //Построение моделей развития сейсмического процесса и предвестников землетрясения. М: ИФЗ РАН. 1993. Вып.1. С. 38-47.
16. Богомоллов 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.
17. Авагимов А.А., Зейгарник В.А., Пономарев А.В., Соболев Г.А.Некоторые вопросы изменения состояния геологической среды при электромагнитном воздействии импульсами МГД-генератора //Научные тр. ИТЭС ОИВТ РАН. Ред. Фортов В.Е. и Лихачев А.П.М.: ОИВТ РАН.2000. Вып. 3. С.217-224.
18. Гольдин С.В. Дилатансия, переупаковка и землетрясения //Физика Земли.2004.№10.С. 37-54.
19. Гольдин С.В. Макро- и мезоструктуры очаговой области землетрясения // Физическая мезомеханика . 2005. Т.8. №1. С 5-14.
20. Журков С.Н., Куксенко В.С. Петров В.А. и др. К вопросу о прогнозировании разрушения горных пород// Физика Земли. 1977. №6. С.8-13
21. Богомоллов Л.М., Сычев В.Н., Аладьев А.В., Авагимов А.А. и др. О проявлениях электротриггерной сейсмичности на Бишкекском полигоне (на пути к активному сейсмоэлектромагнитному мониторингу) //Активный геофизический мониторинг литосферы Земли. Новосибирск: изд-во СО РАН. 2005. С 112-116.
22. 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.
23. 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.
24. Соболев Г.А., Демин В.М. Механоэлектрические явления в Земле. М.: Наука, 1980, 203 с.
25. Черняк Г.Я. Электромагнитные методы в гидрогеологии и инженерной геологии. М: Недра. 1987. 213 с.

26. Корнфельд М.И. Электризация ионного кристалла при пластической деформации и расщеплении// УФН.1975. Т.116. №2. С. 328-339.
27. 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.
28. Махмудов Х.Ф., Куксенко В.С. Электромагнитные явления при деформировании и разрушении твердых диэлектриков (горных пород) // Там же. 2005. Т.47. № 5. С.856-859.
29. Урусовская А.А. Электрические эффекты, связанные с пластической деформацией ионных кристаллов // УФН. 1968. Т.96. №1. С. 38-60.
30. Зуев Л.Б. Физика электропластичности щелочно-галогенных кристаллов. Новосибирск: Наука. 1990. 120 с
31. Головин Ю.И. Магнитопластичность твердых тел (Обзор)// ФТТ,2004, т.46, №5, с.769-803.
32. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмоэлектромагнитные явления// Отв.ред. М.А. Садовский, М., Наука,1988, 174 с.
33. 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.
34. Кочарян Г.Г., Спивак А.А. Динамика деформирования блочных массивов горных пород. М.: ИКЦ Академкнига.2003. 424 с
35. Кочарян Г.Г., Костюченко В.Н., Павлов Д.В.Иницирование деформационных процессов в земной коре слабыми возмущениями// Физическая мезомеханика. 2004. Т.7. №1. С 5-22.
36. 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. N 3/4. P. 235-243.
37. Brace W.F., Byerlee J.D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes // Science.1966.V.153. P.990-992.
38. Dieterich J.H. Modeling of rock friction: 1.Experimental results and constitutive equations// J. Geophys. Res. 1979.V.84. P.2161-2168.
39. Dieterich J.H. Earthquake simulations with time-dependent nucleation and long-range interaction// Nonlinear Process Geophys. 1995. V.2. P. 108-120.
40. 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.
41. Егорушкин В.Е. Физика неравновесных явлений. Томск: Изд-во НТЛ.2001. 116 с.
42. Адигамов Н.С., Рудаев Я.И. О самоорганизации структурообразования при деформировании горных пород //Геодинамика и напряженное состояние пород недр Земли. Новосибирск: ИГД СО РАН. 1999. С. 51-58.
43. Адигамов Н.С., Рудаев Я.И., Маматов Ж..Ы. Об учете дилатансии и разупрочнения при деформировании горных пород // Современные концептуальные положения в механике горных пород/ Под ред. Ш.М.Айтиалиева. Бишкек: Илим. 2002. С. 214-222.
44. Рахматулин Х.А., Шкенеv Ю.С. Взаимодействие сред и полей. Ташкент: Изд-во Фан, 1985, 232 с.
45. Партон В.З., Кудрявцев Б.А. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. М.: Наука. 1988. 472 с.
46. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. М: Наука. 1988. 712 с
47. Адигамов Н.С. Процессы необратимого деформирования и резервы прочности материалов Дисс.... д-ра физ.-мат.наук. Бишкек.2004. 210 с
48. Регель В.Р., Слуцкер В.Р., Томашевской Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М: Наука.1974.560 с.
49. Аладьев А.В., Богомоллов Л.М., Боровский Б.В., Закупин А.С.и др. Закономерности акустической эмиссии образцов геоматериалов, испытываемых на ползучесть, при энергoвоздействиях физическими полями// Проблемы сейсмологии 3-его тысячелетия. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2003. С.168-172.
50. 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.
51. Грешников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов. 1976. 272 с.
52. 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.
53. Богомоллов Л.М., Сычев В.Н. Феноменологическое описание разномасштабных триггерных эффектов при деформировании геосреды в присутствии физических полей //Геодинамика и

- геоэкология высокогорных регионов в XXI веке. Матер. 3 Международного Симпозиума. Бишкек.2005. С. 212-215.
54. Гольдин С.В. Физика живой Земли. Проблемы геофизики XXI века. Кн.1. Ред. А.В. Николаев. М.: Наука. 2003. С. 17-36.
55. Ставрогин А.Н., Протосеня А.Г. Прочность горных пород и устойчивость выработок на больших глубинах. М.: Недра. 1985. 271 с.
56. Митлин В.С., Николаевский В.Н. Нелинейная диффузия тектонических напряжений// Докл АН СССР.1990.Т.315. №5. С.1093-1096.
57. Кочарян Г.Г., Кулюкин А.А., Павлов Д.В. Роль нелинейных эффектов в механике накопления малых возмущений// Физическая мезомеханика. 2006. Т.9. С. 5-14.
58. Marone C., Scholtz C.H., Bikhram R. On the mechanics of earthquake afterslip// J.Geophys. Res. 1991. V.96. P.8441-8452.
59. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В. и др. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М: «Янус-К». 1996.
60. Пэжина П. Основные вопросы вязкопластичности. М.: Мир. 1968.
61. Богомолов Л.М., Зубович А.В., Сычев В.Н., Сычев И.В. Модель виброчувствительности акустической эмиссии при деформировании гетерогенных материалов и ее геодинамические приложения// Физические основы прогнозирования разрушения горных пород/Под ред Мансурова В. А. Красноярск: 2002. С. 48-54
62. Трапезников Ю.А., Богомолов Л.М., Манжиков Б.Ц. О природе скачкообразной реакции нагруженных образцов на действие микроколебаний/ Предсказания землетрясений и глубинная геодинамика. Ред. Курсеев А.К. Алматы.1997.С 167-172.
63. Трапезников Ю.А., Манжиков Б.Ц., Богомолов Л.М. Влияние слабых вибраций на деформирование горных пород при постоянной нагрузке. Вулканология и сейсмология. 2000. Т.22. №2. С.1-4.
64. Козлов А.В., Мордюк С.И., Селитцер С.И. Акустопластический эффект при активной деформации кристалла //ФТТ.1996. Т.38. №6. С. 1818-1823.
65. Малыгин Г.А. Акустопластический эффект и механизм суперпозиции напряжений// Там же. 2000. Т.42. №1. С. 69-75.
66. Сапожников К.В., Кустов С.Б. Акустопластический эффект в кристаллах алюминия на разных стадиях деформирования// Там же. 1997. Т.39. № 10. С. 1794-1800.
67. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука. 1974. 640 с.
68. Псахье С.Г., Ружич В.В., Шилько Е.В. и др. Изучение влияния водонасыщенности и вибраций на режим смещений в зонах разломов// Физическая мезомеханика. 2004. Т.7. №1.С. 23-30.
69. Закупин А.С., Аладьев А.В., Авагимов А.А., Богомолов Л.М. и др. Отклики АЭ на воздействие электроимпульсов и самоорганизация в геоматериалах при различных величинах сжимающего напряжения//Геодинамика и геоэкология высокогорных регионов в XXI веке. Матер. 3-его Международного Симпозиума. Бишкек.2005. С.201-203
70. Гегузин Я.Е.Кривоглаз М.А. Движение макроскопических включений в твердых телах. М.: Металлургия.1971. 344 с
71. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука.1985.230 с.
72. Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат.1975. 417 с.
73. Троицкий О.А., Спицын В.И., Сташенко В.И. Влияние основных параметров тока на величину электронно-пластического эффекта.//Докл. АН СССР. 1981. Т. 256. С. 1134-1137.
74. Урусовская А.А., Альшиц В.И., Беккауер Н.Н., Смирнов А.Е. Деформация кристаллов NaCl в условиях совместного действия магнитного и электрического полей// ФТТ. Т.42. № 2. С. 267-269.
75. Кишкин С.Т., Клыпин А.А. Эффекты электрического и магнитного воздействия на ползучесть металлов и сплавов// Докл. АН СССР. 1973. Т. 211. №2. С. 325-327.
76. Владимиров В.И. Физические основы прочности и разрушения металлов. М.: Наука. 1986. 358 с.
77. Freund F. Time-resolved study of charge generation and propagation in igneous rocks//J. Geophys. Res., 2000, V. 105, B5, p 11001-11020.
78. Финкель В.М., Головин Ю.И., Середа В.Е. и др. Электрические эффекты при разрушении кристаллов LiF в связи с проблемой управления трещиной//ФТТ. 1975. Т.17. №3. С.770-776.
79. Кудрявцев Б.А., Ракитин В.И. Трещина Гриффитса в пьезоэлектрической среде трещины в пьезоэлектриках// Изв. Ан СССР. Сер. Механика твердого тела. 1979. №1. С 125-132.

80. Партон В.З., Кудрявцев Б.А. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. М.: Наука. 1988. 472 с.
81. Шпейзман В.В., Жога Л.В. Кинетика разрушения поликристаллической сегнетокерамики в механическом и электрическом полях// ФТТ. 2005. Т.47. №5. С. 843-849.
82. Пестриков В.М., Морозов Е.М. Механика разрушения твёрдых тел. курс лекций. С-Пб.: Профессия. 2002. 320 с.
83. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Изд.2. М.: Наука. 620 с.
84. Светов Б.С. "Неклассическая" геоэлектрика// Физика Земли. 1995. №8. С. 3-12.
85. Bogomolov L., Zakupin A., Alad'ev A., Tullis T. Acoustic emission measurements to understand transition straining processes and seismicity triggering by power impacts//In: Applications of Cybernetics and Informatics in Optics, Signals, Science and Engineering, Ed by Callaos N. (Proc. 8 th Multi-Conference on Systemics, Cybernetics and Informatics), Vol.XII, Orlando, USA, 2004, p274-279.
86. Черняк Г.Я. О физической природе сейсмоэлектрического эффекта горных пород// Физика земли. 1976. №2. С. 108-112.
87. Потапов А.А. Деформационная поляризация. Поиск оптимальных моделей. Новосибирск: наука.2004. 511 с.
88. Фатеев Е.Г. Электрическая сверхчувствительность природных кристаллогидратов при высоких давлениях// Физика Земли. 2005. №12. С. 58-65.
89. Фатеев Е.Г. Модель сверхчувствительности сжимаемых кристаллогидратов в сверхнизкочастотных электрических полях // Письма в ЖТФ.2000. Т.26. №14. С.103-110.
90. Фатеев Е.Г. Сверхчувствительность систем осцилляторов с переменными дипольными моментами. // ЖТФ 2001. Т.71. №1. С 92- 105.
91. Батаронов И.Л. Механизмы электропластичности// СОЖ.1999. №10. С. 93-99.
92. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. От маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука.1988. 368 с
93. Гусев Г.А., Гуфельд И.Л. Прогноз землетрясений и построение нелинейной теории сейсмического процесса//Геодинамика и геоэкологические проблемы высокогорных регионов/ Под ред. Леонова Ю.Г. и Гольдина С.В. Москва- Бишкек: 2003. С. 275-285.
94. Гольдин С.В. Физика живой Земли. Проблемы геофизики XXI века. Кн.1. Ред. А.В. Николаев. М.: Наука. 2003. С. 17-36.
95. Акустическая эмиссия и ее применения для неразрушающего контроля в ядерной энергетике.//Под ред.Вакара К.Б. М.: Атомиздат. 1980. 216 с.
96. Irwin G.R. Analysis of stresses and strains near the end of crack traversing a plate. // J. Appl. Mech. 1957. V.24. N3. P.361-364
97. Иванов В.И. Применение метода акустической эмиссии для неразрушающего контроля и исследования материалов (обзор основных проблем и задач) // Дефектоскопия. 1980. № 5. С. 65-84.
98. Андрейкив А.Б., Лысак Н.В. Метод акустической эмиссии в исследовании процессов разрушения. Киев: Наукова думка. 1989. 176 с.
99. Тарасов Н.Т. Изменение пространственно-временной структуры сейсмичности под воздействием мощных электромагнитных импульсов// Геодинамика и геоэкологические проблемы высокогорных регионов/ Ред. Леонова Ю.Г. и Гольдина С.В. Москва- Бишкек: 2003. С. 275-285.
100. Tarasov N.T., Tarasova N.V. Spatial-temporal structure of seismicity of the North Tien-Shan and its change under effect of high energy electromagnetic pulses//Annals of Geophysics.2004.V.47.N 1. P. 199-212.