

A 471

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

КУЗБАССКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

АЛЕКСЕЕВ Дмитрий Валентинович

УДК 622. 831.32:534.6:539.219.2

ТЕОРИЯ ТОКОВЫХ СОСТОЯНИЙ, ИНДУЦИРУЕМЫХ В
МАССИВЕ ГОРНЫХ ПОРОД ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ
МЕХАНИЧЕСКИМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ
(теория баротоков)

Специальность 05.15.11 — „Физические процессы
горного производства“

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора технических наук

Кемерово 1993

Работа выполнена в Кузбасском политехническом институте

Научный руководитель: — акад. Российской Академии инженерных наук, Лауреат Государственной премии, доктор технических наук, профессор

П. В. Егоров

Официальные оппоненты: — Член-корр. Российской Академии инженерных наук, доктор технических наук, профессор

С. П. Казаков

доктор технических наук,
профессор

В. И. Мурашев

Член-корр. Российской Академии инженерных наук, доктор технических наук, профессор

В. Н. Фрянов

Ведущее предприятие: Институт горного дела Сибирского отделения Российской Академии наук

Зашита состоится 15 ноября 1993 г. в 14-00 часов на заседании специализированного совета Д 063.70.02 при Кузбасском политехническом институте 650026 Кемерово, ул. Весенняя, 28, зал заседаний

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Автограферат разослан 30 сентября 1993 г.

Ученый секретарь специализированного совета,
доктор технических наук, профессор

А. С. ТАШКИНОВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Решение проблемы интенсификации горных работ во многом зависит от правильности оценки состояния горного массива, оперативной диагностики и прогноза изменений его состояния с целью своевременного проведения мероприятий, предотвращающих опасные проявления горного давления, например, горные удары и внезапные выбросы. Последнее особенно актуально в связи с переходом на большие глубины, вовлечением в разработку запасов в неблагоприятных условиях залегания и зонах региональной геодинамической активности Кузбасса, других месторождений Сибири и Крайнего Севера.

В настоящее время для контроля и прогноза состояния горного массива, особенно в связи с проблемой построения мониторинговых систем, все более широкое применение находят разнообразные геофизические методы, основанные на изучении физических процессов, протекающих в массиве при изменении его напряженно-деформированного состояния, например, исследование акустической, электромагнитной и фотонной эмиссии, квазистационарных электрических полей. В частности, методы диагностики, основанные на исследовании квазистационарных электрических полей и импульсного электрического поля, генерируемого при образовании трещин, считаются одними из наиболее перспективных. Однако, внедрение конкретных методик контроля, основанных на этих методах, существенно сдерживается тем, что для их отработки требуется проведение большого объема экспериментальных исследований для установления зависимостей между измеряемыми характеристиками электрических полей и напряженно-деформированным состоянием массива. Это в значительной мере обусловлено отсутствием достаточно общей и универсальной теории, описывающей токовые состояния, создаваемые в массиве изменяющимися механическими напряжениями. Отсутствие такой теории ограничивает возможности применения вычислительных методов и моделирования, а также существенно затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Поэтому построение такой теории представляется весьма актуальным и современным.

Диссертация выполнена в соответствии с отраслевой программой МП-21Г "Разработать и внедрить способы и средства прогнозирования и предотвращения горных ударов", постановлением ГКНТ № 56 от 10.03.86 по разделу II.6 "Разработать системы геомеханического

Научно-техническая
библиотека

7600

обеспечения горных работ при комплексном освоении недр, создать методы оценки состояния массива и геомеханические модели месторождений" и планом НИР Кузбасского политехнического института по программе № 6 "Разработка технологии, оборудования и приборов для угольной промышленности" по разделу 6.3 "Разработка теоретических основ и аппаратуры непрерывного электромагнитного контроля проявлений горного давления, обеспечивающих безопасность ведения работ в шахтах и рудниках".

Цель работы. Сформулировать и научно обосновать теоретическую концепцию баротоковых состояний, возникающих в напряженно-деформированном горном массиве, для прогноза его состояния и развития инженерных приложений контроля технологических процессов электромагнитным способом.

Основная идея работы заключается в использовании диффузионного механизма проводимости горных пород на уровне заряженных точечных дефектов, взаимодействие которых с неоднородным полем механических напряжений порождает баротоковые состояния, регистрируемые электромагнитным способом и интерпретируемые в терминах изменений геомеханического состояния массива.

Задачи исследований:

- Разработать концептуальные положения теории и механизма образования баротоковых состояний в горном массиве при изменении его напряженно-деформированного состояния;
- Разработать аналитический аппарат для вычисления баротоков в конкретных случаях, пригодный для развития инженерных приложений в задачах контроля состояния массива и технологических процессов электромагнитным способом;
- Обосновать физическую картину взаимосвязи между компонентами тензора напряжений и электромагнитными характеристиками баротоковых состояний;
- Дать порядковые оценки электромагнитных характеристик баротоковых состояний, возникающих в различных элементарных физических явлениях, сопровождающих изменение напряженно-деформированного состояния массива (звуковые и ударные волны, распространение

рание трещин), для обоснования параметров электромагнитных методов контроля;

- Установить взаимосвязь между механическими и электромагнитными эффектами в процессе образования и распространения трещин;

- Развить новые представления о статистике импульсного излучения при трещинообразовании в нагруженных горных породах;

- Предложить перспективные направления дальнейшего развития построенной теории баротоков в т.ч. к практически важным задачам контроля состояния массива при ведении горных работ.

Методы исследования

- Развитие концептуальных положений теории баротоков осуществлялось на основе фундаментальных физических теорий: линейной неравновесной термодинамики и физической кинетики;

- Аналитический аппарат вычисления баротоков в конкретных случаях построен на основе авторского обобщения моделей амбиполярной диффузии;

- Обоснование взаимосвязи между тензором напряжений и электромагнитными характеристиками баротоковых состояний дано на основе электроциркуляции сплошных сред, развитой теории баротоков и ее аналитического аппарата;

- Порядковые оценки электромагнитных характеристик баротоков даются с привлечением конкретных результатов физики твердого тела и полученных формул для баротоков;

- Для обоснования взаимосвязи между механическими и электромагнитными характеристиками трещин привлечены методы механики разрушения и аппарат построенной теории баротоков;

- Новые представления о статистике импульсного излучения строятся с привлечением результатов теории фрактальных временных рядов и импульсных случайных процессов.

Научные положения, защищаемые автором:

- Взаимодействие заряженных точечных дефектов с полем неоднородных механических напряжений и самосогласованным электрическим

полем приводит к возникновению в напряженно-деформированном массиве баротоковых состояний, контролируемых изменяющимися механическими напряжениями;

- Включение в диффузионные потоки заряженных точечных дефектов вкладов, обусловленных неоднородными механическими напряжениями, приводит к обобщению моделей амбиполярной диффузии, которое является эффективным аналитическим аппаратом для вычисления баротоков в различных конкретных случаях, пригодным в т.ч. и для инженерных приложений;

- В отсутствии в массиве сильных градиентов температуры и при механических напряжениях, не превосходящих предела текучести, электромагнитные характеристики баротоковых состояний являются линейными функциями компонент тензора механических напряжений с коэффициентами, определяемыми параметрами дилатационного и пьезоэлектрического взаимодействия дефектов;

- Квазистационарные поля механических напряжений порождают вариации потенциала электрического поля $\delta\varphi=0,1 \text{ мВ/МПа}$, а распространяющиеся в массиве трещины и ударные волны создают локализованные на их фронтах нейтростатные заряды с плотностью $10^{-6} \text{ кл/м}^2 \text{ МГа}$ или с линейными плотностями на единицу длины фронта трещины $Q_L \sim 10^{-7} + 10^{-11} \text{ кл/м}$;

- Картина локализации заряда на движущейся трещине зависит от режима ее нагружения (типа трещины: отрыв, плоский или поперечный сдвиг), скорости распространения трещины и контролируется коэффициентами интенсивности напряжений. При этом электрическое поле, создаваемое движущейся трещиной, для граний длины $L < V\tau_6$ (V – скорость трещины, τ_6 – время реализации заряда Максвелла) определяется зарядом, локализованным на ее фронте;

- Процесс импульской эмиссии при трещинообразовании является перистенным случаем процессом, характеризуемым значениями показателя Херста $H = 0,75 \pm 0,1$. Модель перистенного импульсного процесса, определяемая степенным законом для среднего числа накопленных трещин $R(t) \propto t^{2H}$, где H – показатель Херста, указывает на возможность протекания такого процесса только на ограниченном временном интервале и естественным образом приводят к

вналогу концентрационного критерия разрушения, связывающему размер и концентрацию трещин с показателем Херста;

- Границы применимости и внутренней непротиворечивости построенной элементарной теории баротоков указывают в качестве перспективных направлений ее дальнейшего развития обобщения на нелинейные режимы, характеризуемые механическими напряжениями, превышающими предел текучести, наличием больших градиентов температур и создаваемых ими термоупругих напряжений, пространственно-неоднородные среды. Эти направления, в частности, включают инженерные вопросы контроля состояния массива при процессах подземной газификации угля, а также в зонах региональной геодинамической активности.

Достоверность научных положений результатов и выводов достигается:

- Использованием при построении теории баротоков всесторонне проверенных на современном уровне фундаментальных физических теорий (электродинамики, механики сплошных сред и горных пород, физической кинетики);
- Установлением границ применимости полученных теоретических формул по безразмерным параметрам, выражаемым через размерные физические величины, корректностью физической размерности вычисляемых величин;
- Удовлетворительным согласием полученных порядковых оценок наблюдаемых величин с существующими экспериментальными результатами электромагнитных измерений напряжению-деформированных горных пород.

Научная новизна работы заключается в том что в ней впервые:

- Построена самосогласованная и внутренне непротиворечивая теория баротоковых состояний, возникающих в результате диффузии заряженных точечных дефектов в поле неоднородных механических напряжений и самосогласованном электрическом поле;
- Дано обобщение моделей амбиполярной диффузии на случай учета влияния неоднородных механических напряжений и на его основе построен аналитический аппарат для вычисления баротоков

в конкретных случаях;

- Установлены границы применимости линейных связей между электромагнитными характеристиками баротоковых состояний и компонентами тензора механических напряжений, в частности границы применимости линейной связи между инвариантом напряжений и потенциалом электрического поля;

- Построена свободная от парадокса "бесконечного заряда" физическая модель локализации электрического заряда на движущихся трещинах и получены расчетные формулы для плотностей заряда и дипольного момента на трещинах, а также для электрического импульса, генерируемого трещиной;

- Установлена персистентность процесса импульсной электромагнитной эмиссии в нагруженных горных породах и предложена модель импульсного персистентного процесса трещинообразования, приводящая к аналогу концентрационного критерия разрушения;

- Получены порядковые оценки для элементарных баротоковых процессов, протекающих в напряженно-деформированном массиве (поглощение звуковых волн, электризация ударных волн и т.п.);

Личный вклад автора состоит:

- В разработке концептуальных положений теории баротоков при изменении напряженно-деформированного состояния массива на основе линейной неравновесной термодинамики;

- В разработке пригодного для инженерных приложений аналитического аппарата вычисления баротоков на основе обобщений моделей амбиполярной диффузии;

- В установлении границ применимости линейных связей между компонентами тензора напряжений и параметрами баротоковых состояний;

- В получении расчетных формул и порядковых оценок для электромагнитных характеристик баротоковых состояний, генерируемых элементарными процессами в напряженно-деформированном массиве (звуковыми и ударными волнами, распространением трещин);

- В постановке вопроса об исследовании характера случайногопроцесса импульсной электромагнитной эмиссии при разрушении на

основе метода нормированного размаха Херста, получении первых оценок для показателя Херста, построении модели персистентного импульсного процесса и исследовании ее свойств.

Научное и практическое значение работы

Полученные теоретические результаты позволяют:

- развивать перспективные направления теории баротоков, продиктованные практическими потребностями задач контроля состояния массива и технологических процессов электромагнитным способом;
- проводить интерпретацию имеющихся экспериментальных данных и постановку новых экспериментальных работ, в том числе, по аналоговому и численному моделированию баротоковых состояний;
- обосновывать параметры приборов и регистрирующих систем для электромагнитных методов контроля;
- развивать перспективные исследования по статистике импульсной эмиссии при разрушении с выходом на построение принципиально новых моделей кинетики трещинообразования, выходящих за рамки существующих подходов, опиравшихся на "основное кинетическое уравнение".

Реализация работы. Результаты о связи потенциала электрического поля с инвариантом механических напряжений использованы при составлении "Методических указаний по определению зон повышенного горного давления по измерениям электрического потенциала на поверхности".

Результаты диссертации оказали существенное стимулирующее влияние на постановку дальнейших исследований в данном направлении в Кузбасском политехническом институте:

- исследования процесса импульсной эмиссии при разрушении горных пород и композитов по методу Херста;
- численное моделирование на ЭВМ процессов накопления трещин за пределами приближения случайного процесса с независимыми приращениями;

- обобщение теории баротоков на случай наличия в среде градиентов температуры, термоупругих напряжений.

Элементы теории баротоков предполагается включить в курс физики твердого тела для студентов, обучающихся по программе бакалавриата горных специальностей.

Апробация. Результаты работы обсуждались на научных семинарах КузГИ различного уровня, семинаре "Техническая механика" (Бийск, 1993), конференции "Прием и анализ сверхнизкочастотных колебаний естественного происхождения" (Улан-Удэ, 1993), семинаре Института Угля СО РАН. Основные результаты диссертации опубликованы в журналах РАН, рецензирующих все поступающие статьи.

Публикации. По проблематике диссертации автором опубликовано 11 работ. Основные результаты диссертации опубликованы в восьми статьях в журналах РАН.

Структура и объем. Диссертация состоит из введения пяти глав и заключения, написана на 166 страницах, содержит восемь рисунков, одну таблицу и библиографию из 129 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Повышение интенсивности горных работ и обеспечение их безопасного ведения требует на современном этапе создания эффективных методов контроля состояния горного массива и оперативных методов прогноза изменений его состояния, в том числе непрерывных.

Одним из наиболее перспективных методов контроля и прогноза состояния массива в настоящее время считаются геофизические методы, основанные на исследовании эволюции различных физических полей, напр., акустических, электромагнитных; под воздействием изменений напряженно-деформированного состояния массива.

Значительный вклад в исследование влияния изменения напряженно-деформированного состояния на характеристики физических полей, разработку геофизических методов контроля и прогноза внесли Айтматов И.Т., Анциферов М.С., Бич Я.А., Виноградов С.Д., Гегузин Я.Е., Гершензон Н.И., Гаушки В.Т., Гольд Р.М., Горский В.С., Гохберг М.Б., Доброзвольский И.П., Дробот Ю.Б., Диридин В.В., Егоров И.В., Еремеев В.С., Фурмов С.И., Иванов В.В., Кильмезев Р.Ш.,

Конобеевский С.Т., Константинова А.Г., Корнфельд М.И., Криво-глаз М.А., Куксенко В.С., Курления М.В., Лифшиц И.М., Мансуров В.А., Мармортейн Л.М., Морозов Г.И., Опарин В.Н., Петров В.А., Нетухов И.М., Прокуряков В.И., Ржевский В.В., Садовский М.А., Саралидзе А.З., Соболев Г.А., Ставрогин А.С., Тарасов Б.Г., Томашевская И.С., Финкель В.М., Френкель Я.И., Хагиашвили Н.Р., Шемякин Е.И., Ймщиков В.С. и другие отечественные и зарубежные ученые.

Обшим недостатком геофизических методов на современном этапе является необходимость проведения большого объема экспериментальных исследований по установлению взаимосвязей между измеряемыми характеристиками физических полей и характеристиками напряженно-деформированного состояния массива. При этом весьма нетривиальным является вопрос о соотнесении гармонических данных, полученных в лабораторных условиях, с результатами натурных измерений. В частности, в случае электрометрических методов и методов, базирующихся на изучении электромагнитной эмиссии, разработка конкретных методик контроля встречается с большими трудностями интерпретации получаемых результатов, обусловленных сложной иерархической структурой массива на различных масштабных уровнях, а также тем, что горные породы представляют сложные гетерогенные системы, электрофизические свойства которых значительно зависят от таких факторов как минеральный состав, структура и текстура, химический состав и наличие различных дефектов. Кроме того, отсутствие на современном этапе последовательного рассмотрения взаимосвязи между механическими напряжениями и токами в ионноковалентных диэлектрических материалах (к которым относятся многие минералы, образующие горные породы) на уровне физики твердого тела делает невозможным в настоящее время сколько-нибудь полный учет влияния структурных особенностей массива на токовые состояния, генерируемые изменяющимися механическими напряжениями.

Исходя из сказанного, представляется целесообразным на первом этапе построения теории баротоков ограничиться представлением массива как квазиоднородной среды, проводимость которой обусловлена диффузией различных заряженных точечных дефектов (последнее основано на исследованиях Э.И.Пархоменко с соавторами, в которых установлено, что проводимость подавляющего большинства горных пород при не очень высоких температурах обусловлена заряженными точечными дефектами). Иными словами, получаемые ниже

результаты игнорируют эффекты физики массива как взаимодействующих отдельностей.

Суммируя сказанное, приходим к следующей формализации задачи:

– массив заменяется однородной средой, электрическая проводимость которой обусловлена диффузионным перемещением заряженных дефектов;

– взаимодействие дефектов – носителей заряда с механическими напряжениями определяется соответствующими моделями физики твердого тела (напр., дилатационное взаимодействие или взаимодействие через пьезоэлектрическое поле);

– токовые состояния, обусловленные изменяющимися механическими напряжениями, вычисляются далее строго на основе соответствующих методов теоретической физики (линейной неравновесной термодинамики и диффузионной кинетики);

– получаемые результаты выражаются через параметры диффундирующих дефектов (заряды, коэффициенты диффузии, параметры взаимодействия с упругим полем) и макроскопические характеристики среды (тензор напряжений, модули упругости, пьезоэлектрический тензор и т.п.);

– вычисление токовых состояний в конкретных случаях достигается путем конкретизации поля механических напряжений (напр., поле звуковой или ударной волны, упругое поле вблизи распространяющейся трещины и т.п.), а также соответствующих задаче начальных и граничных условий.

Поскольку приближение от реальной ситуации к модели является достаточно грубым, представляется нецелесообразным получение точных количественных результатов, а следует при обсуждении численных значений вычисляемых величин ограничиваться порядковыми оценками.

Основные положения теории баротоков в твердых телах с диффузионным механизмом проводимости состоят в следующем.

Уравнения равновесия носителей заряда в неоднородном поле механических напряжений получаются на основе линейной неравновесной термодинамики как следствие требования на обращение в нуль

градиентов электрохимических потенциалов носителей заряда, электрохимические потенциалы зависят от пространственных координат через физические поля - температуру, концентрации, механические напряжения и электрический потенциал. Полученные уравнения дополняются уравнениями механического равновесия и уравнением Пуассона для электрического потенциала.

Получаемая таким образом полная система уравнений:

$$\left(\frac{\partial \mu_a}{\partial N_a} \right)_{T, \sigma} \vec{\nabla} N_a + \left(\frac{\partial \mu_a}{\partial \sigma^{\mu\nu}} \right)_{T, N} \vec{\nabla} \sigma^{\mu\nu} + \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_{N, \sigma} \vec{\nabla} T +$$

$$+ q_a \vec{\nabla} \varphi = 0; \quad a = 1, 2, \dots, n;$$

$$\frac{\partial \sigma^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = \lambda K \frac{\partial T}{\partial x^\mu} + F^\mu;$$

$$\Delta \varphi = -(4\pi/\epsilon) \sum_a q_a N_a,$$

решается в линейном приближении. Полученное решение

$$N_a(\vec{x}) = N_a(T) \exp \left\{ \frac{Q_a^a + q_a A_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu}(\vec{x})}{kT} \right\} \quad (I)$$

справедливо при следующих ограничениях:

- напряжения не превосходят предела текучести;
 - напряжения - медленно меняющиеся функции на расстояниях порядка длины Дебая;
 - концентрации дефектов - носителей заряда ограничены значением
- $$N_a(T) q_a^6 / (kT)^3 \ll 1.$$

Решение (I) показывает, что распределение носителей заряда является неоднородным и контролируется механическими напряжениями.

При изменении механического напряжения система переходит в новое равновесное состояние и такой переход сопровождается прохождением электрического тока, обусловленного перераспределением носителей заряда в новое состояние равновесия. Текущее значение

плотности тока представляется в виде:

$$\vec{j} = \tilde{\sigma}_{(e)} \vec{E} - \sum_a q_a D_a \nabla N_a + \chi_{(\sigma)} \vec{\nabla} \overset{\rightarrow}{\sigma} , \quad (2)$$

где $\tilde{\sigma}_{(e)}$ - проводимость среды, \vec{E} - самосогласованное электрическое поле, D_a - коэффициент диффузии носителей заряда.

Последнее слагаемое в (2) связано с бародиффузией носителей заряда, а определяющая его бароэлектрическая постоянная зависит от деталей механизма обеспечения электронейтральности в среде и определяется дилатационным параметром взаимодействия дефектов с полем механических напряжений. Например, в среде с дефектами Френкеля $\chi_{(\sigma)}^{(F)} \approx \Omega (D_V + D_i)$, а в среде с дефектами Шоттки $\chi_{(\sigma)}^{(S)} \approx \Omega (D_V^{(+)} - D_V^{(-)})$, где D_V - коэффициенты диффузии вакансий, D_i - коэффициент диффузии междуузельного иона, Ω - дилатационный параметр. На равновесных решениях (1) плотность тока обращается в нуль, как и следовало ожидать.

Для расчета плотности тока в конкретных ситуациях в диссертации введено обобщение модели амбиполярной диффузии, получаемое путем введения в потоки носителей заряда

$$\vec{i}_a = (N_a(T) D_a / kT) (\vartheta_a \vec{E} - \Omega_{\mu\nu}^a \vec{\nabla} \overset{\rightarrow}{\sigma}^{\mu\nu}) - D_a \vec{\nabla} N_a \quad (3)$$

дополнительного вклада (выпад $\Omega_{\mu\nu} \vec{\nabla} \overset{\rightarrow}{\sigma}^{\mu\nu}$ в круглой скобке), обусловленного бародиффузией. Получающаяся система уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_a}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{i}_a = 0, \quad a = 1, 2, \dots, n; \\ \operatorname{div} (\epsilon \vec{E}) = 4\pi \left(\sum_a q_a N_a - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \overset{\rightarrow}{\sigma} \right), \end{array} \right. \quad (4)$$

есть совокупность уравнений сохранения числа носителей заряда, дополненных формулой (3) для потока, начальными и граничными условиями и уравнения для самосогласованного электрического поля.

Входящее в (4) поле механических напряжений рассматривается как заданная функция и определяется рассматриваемой задачей. Так рассмотрением реакции однородной среды на воздействие внешнего неоднородного напряжения установлено, что зонный стадии

естественным образом разбивается на две составляющих, одна из которых релаксирует с характерным временем релаксации заряда Максвелла $\tau_0 = a_p^2 / \omega$, а другая – с характерным временем диффузионной релаксации, определяемым масштабом пространственной неоднородности L механического напряжения. При этом относительные амплитуды этих двух составляющих тока зависят степенным образом от отношения a_p / L . В случае $L \gg a_p$ медленно релаксирующая составляющая тока $j^{(1)} \ll j^{(2)}$ (составляющей, релаксирующей со временем τ_0). Выписанные уравнения (3), (4) пригодны и для пьезоэлектрической среды, т.к. содержат вклад пьезополя –

$$\hat{\gamma} \cdot \vec{\nabla} \hat{G}$$

Развитие формализма теории на примерах
элементарных физических эффектов, сопровождающих
изменение напряженно-деформированного состояния массива

В качестве иллюстрации применения общих уравнений теории, а также с целью развития вычислительного формализма, рассматриваются задачи о вычислении дополнительного поглощения звука, обусловленного возбуждением баротоков, и о вычислении электрических характеристик фронта плоской ударной волны. Эти задачи выбраны по следующим соображениям. Во-первых, все вычисления в этих задачах могут быть проведены точно, без привлечения каких либо дополнительных приближений и ограничений кроме тех, которые были использованы при получении основных уравнений теории. Во-вторых, эти задачи представляют самостоятельный научный интерес. Так вычисление дополнительного поглощения звука представляет интерес в связи с вопросом о недостаточности известных механизмов поглощения при изучении поглощения звука в соединениях с сильной ионной проводимостью, а задача об электризации фронта ударной волны интересна в связи с проблемой построения микроскопических моделей данного явления, которая в настоящее время отсутствует.

Вычисление поглощения звука осуществляется по стандартной схеме: неравновесный процесс, протекающий в среде, приводит к производству энтропии, которое и определяет диссипацию течения –

ческой энергии звуковой волны. В рассматриваемом случае неравновесный процесс – это возбуждение тока полем механического напряжения звуковой волны, и диссипация энергии связана с выделением джоулева тепла. Получаемые таким способом коэффициенты поглощения продольного (γ_t) и поперечного (γ_{\perp}) звука имеют вид:

$$\gamma_t(\omega) = \left(\frac{\epsilon \sigma}{4\pi g} \right)^2 \frac{K^2 \omega^4 \tau_0}{8C_l^5 (1 + \omega^2 \tau_0^2)}, \quad (5)$$

$$\gamma_{\perp}(\omega) = \frac{|n^\lambda \gamma_{\lambda, \mu\nu}|^{1/\mu\nu; \alpha\beta} n_\alpha e_\beta|^2 \omega^2 \tau_0^2}{8C_{\perp}^2 (1 + \omega^2 \tau_0^2)}. \quad (6)$$

Из (5), (6) непосредственно видно, что поглощение продольного звука обусловлено дилатационным взаимодействием носителей заряда с полем звуковой волны, тогда как поглощение поперечного звука связано с взаимодействием носителей заряда через возбуждаемое звуковой волной пьезоэлектрическое поле. При этом коэффициенты поглощения имеют различную частотную зависимость. Сравнение полученных выражений с выражением для главного при высоких температурах ахиэзеровского механизма поглощения устанавливает границы, в которых вычисленный вклад будет доминирующим.

Таким образом, показано, что токовое поглощение продольного звука будет доминировать над ахиэзеровским только для соединений с сильной ионной проводимостью в гиперзвуковом диапазоне. Поглощение же поперечного звука в таких соединениях будет сравнимым, либо доминирующим над ахиэзеровским независимо от частоты.

В случае сред с типичными значениями ионной проводимости дополнительное поглощение продольного звука пренебрежимо мало, а поглощение поперечного доминирует над ахиэзеровским только на частотах менее 10-100 МГц.

Задача об электризации фронта плоской ударной волны решается путем разбиения на несколько самостоятельных задач. На первом этапе пренебрегается сжатием вещества за фронтом и электризация вычисляется как линейный токовый отклик на создаваемое

ударной волной механическое напряжение

$$\sigma^{\mu\nu}(\vec{x}, t) = \bar{G}_0 n^\mu n^\nu \left\{ 1 - t h[(\vec{x} \cdot \vec{n} - Vt)/2\delta] \right\},$$

где \bar{G}_0 - амплитуда волны, δ - ее ширина, V - скорость, \vec{n} - единичный вектор, перпендикулярный фронту.

Вычисление распределения заряда в окрестности фронта волны позволило построить простую физическую картину электризации фронта волны: бародиффузия "сметает" быстрые носители с фронта, формируя "пик" плотности заряда впереди фронта и оставляя позади его противоположно заряженный "хвост". Для вычисления поверхностных плотностей заряда и дипольного момента на фронте волны разработан формализм предельного перехода к нулевому значению волнового вектора пространственных фурье-компонент возмущения плотности заряда. Полученные таким образом формулы для плотностей заряда и дипольного момента имеют вид:

$$Q = \bar{G}_0 (n^\lambda \gamma_{\lambda, \mu\nu} n^\mu n^\nu); D = D_p + D_d;$$

$$D_p = V \bar{C}_0 Q; D_d = \bar{G}_0 \mathcal{E} \Omega / 128 \pi.$$

Отсюда видно, что отличная от нуля плотность заряда может наблюдаться только в пьезоэлектрических средах при выполнении правила отбора:

$$n^\lambda \gamma_{\lambda, \mu\nu} n^\mu n^\nu \neq 0.$$

При этом, для типичного значения пьезоэлектрического тензора $\gamma \sim 10^{-12} \text{Кл/н}$ для заряда имеем оценку $Q \sim 10^{-6} \text{Кл/МПа} \cdot \text{м}^2$.

В случае нарушения правила отбора плотность заряда обращается в нуль, а в дипольный момент дает вклад только дилатационное взаимодействие, приводящее к плотности дипольного момента $D_d \sim \sim 10^{-14} \text{Кл/МПа} \cdot \text{м}^2$. При выполнении же правила отбора пьезоэлектрический вклад в дипольный момент становится доминирующим и примерно на $6^{+}7$ порядков превосходит вклад дилатационного взаимо-

действия. Поскольку при переходе через фронт ударной волны температура среды претерпевает скачок, рассмотрена поэлкторная оценка сравнительного вклада термо- и баротоков в полный ток и установлено, что вклад баротоков на 2-3 порядка превосходит вклад термотоков.

Проведенный далее учет влияния сжатия вещества за фронтом ударной волны на ее электризацию показал, что в зависимости от граничных условий на фронте волны в пьезоэлектрических средах могут реализовываться два принципиально различных случая - волна может быть либо нейтральной (не имеющей ненулевой плотности заряда на фронте), либо заряженной. В случае нейтральной волны эффекты сжатия приводят только к дополнительному множителю порядка единицы в формулах для дипольного момента. У заряженной же волны на фронте возникает отличная от нуля плотность заряда.

$$\Sigma \approx \frac{\epsilon_0 \sigma_0}{12\pi g V \epsilon_0} \left(\frac{U}{V} \right) \sim 10^{-6} \text{ Кл/МПа м}^2 ,$$

которая по порядку величины совпадает с плотностью заряда в пьезоэлектрических средах.

Последняя из рассмотренных задач - вычисление импульса поляризации, создаваемого ударной волной при пролете через плоско-параллельный образец. Проведенные вычисления показывают, что формы импульсов являются непрерывными кривыми, которые существенно отличаются по форме в неполярных и пьезоэлектрических средах на участке пролета ударной волны через образец и совпадают на временах, превосходящих время пролета. Максимальная амплитуда импульсов зависит от отношения времени пролета ко времени релаксации заряда T_{fr} в предельном случае бесконечного времени пролета переходит в полученные ранее формулы для дипольного момента ударной волны в бесконечной среде. Оценка амплитуды поляризации, создаваемой ударной волной, для типичных случаев, реализуемых в экспериментах, дает значения, совпадающие с наблюдаемыми по порядку величины и составляющие $10^{-3} \dots 10^{-4}$ В/МПа для неполярных сред и $10^2 \dots 10^4$ В/МПа для пьезоэлектрических сред.

Диффузия заряженных дефектов и механизм электризации движущихся трещин

Вопрос об электризации трещин при разрушении диэлектрических сред рассматривался до настоящего времени на основе представлений о движении заряженных дислокаций в поле напряжений, создаваемом трещиной. Однако полученные таким образом формулы для плотности заряда содержат серьезное противоречие — обращение заряда в бесконечность на покоящейся трещине, что указывает на неудовлетворительное состояние теории этого вопроса.

В диссертации развито представление об электризации трещины в результате диффузии заряженных точечных дефектов в поле механических напряжений, создаваемом движущейся трещиной. Распределение заряда в окрестности трещины вычисляется при помощи развитого формализма теории баротоков. В основе рассмотрения лежит представление об универсальности поведения напряжений вблизи вершины трещины — $\beta^{1/2}$ — сингулярность, конкретизируемая в зависимости от деталей задачи через коэффициенты интенсивности напряжений.

Исследование поведения стационарного отклика носителей заряда на механическое возмущение, создаваемое равномерно движущейся трещиной, позволило составить следующую качественную картину локализации заряда вблизи трещины:

- впереди и сбоку от вершины заряд локализован в зоне размера порядка величины раскрытия трещины $\delta \sim G/\sigma_T$;
- за вершиной трещины тянется заряженный "хвост" длины

$$L_c \sim V \tau_\sigma, \text{ где } V - \text{скорость трещины.}$$

При помощи формализма вычисления дипольного момента и заряда на основе предельного перехода к нулевому волновому вектору для пространственных фурье-компонент были получены формулы для линейных плотностей заряда и дипольного момента на единицу длины фронта трещины через параметры точечных дефектов и коэффициенты интенсивности напряжений

$$Q = \frac{3\epsilon R U^2 K_I(u)}{20\pi g \sqrt{2\pi(1-u^2)\delta}} ; \quad (7)$$

$$D_{II} = Q \{ V \epsilon_0 - (10/\pi) \delta \} ;$$

$$D_L = \frac{10\epsilon R U^2 K_{II}(u) \sqrt{\delta}}{28\pi g (1-u^2)} ,$$

где δ - раскрытие трещины, определяемое пределом текучести G и удельной поверхностной энергией G .

Из (7) непосредственно видно, что заряд и дипольный момент отличны от нуля только на движущейся трещине. На трещине отрыва отличен от нуля заряд и составляющая дипольного момента по направлению движения трещины, а для трещины сдвига - только составляющая дипольного момента, перпендикулярная плоскости трещины.

Соответствующие численные оценки заряда и дипольного момента для быстрых трещин составляют $Q \sim 10^{-11} \text{Кл}/\text{м}$; $D \sim 10^{-10} \text{Кл}$. И по порядку величины согласуются с экспериментально наблюдаемыми.

Развитый формализм позволил рассмотреть вопрос о влиянии генерации пар дефектов и локального нарушения электронейтральности за счет эмиссии электронов в вершине трещины на ее электризацию. Полученные оценки для бародиффузационного и обусловленного генерацией дефектов вкладов в заряд и дипольный момент на трещине указывают на доминирующую роль бародиффузии.

Следовательно, бародиффузию заряженных точечных дефектов в поле напряжений, создаваемом движущейся трещиной, можно считать главным механизмом электризации по крайней мере для быстрых трещин.

При рассмотрении электризации движущейся трещины в пьезоэлектрических средах возникает два принципиальных момента. Во-первых, для корректного учета сингулярности градиента напря-

жения, входящего в пьезоэлектрическое поле, необходимо в напряжениях учитывать первую несингULARную поправку. Во-вторых, возникает необходимость регуляризовать появляющиеся в вычислениях новые интегралы на больших расстояниях. В качестве соответствующей длины в этом случае выступает длина релаксационного "хвоста" плотности заряда $L_c = \sqrt{C_0}$. Кроме этого, как и в случае с ударной волной, пьезоэлектрические поправки в заряд и дипольный момент проявляются только при выполнении определенных правил отбора, которые не приводятсявиду их громоздкости. Как показывают проведенные вычисления при выполнении правил отбора пьезоэлектрический вклад в линейные плотности заряда и дипольного момента на трещине превосходит дилатационный более чем на три порядка, а вклад в заряд и дипольный момент, обусловленный дополнительным учетом регулярной добавки в напряжение, является пренебрежимо малым.

Полученные результаты применены ниже для построения теории формы импульса эмиссии, генерируемого распространяющейся трещиной.

Приложения теории к некоторым вопросам электрического контроля состояния нагруженных горных пород .

I. На основе многочисленных лабораторных экспериментов и наблюдений в шахтных условиях была установлена сильная линейная корреляция между потенциалом электрического поля и механическим напряжением, и на этой основе были разработаны некоторые методики контроля состояния массива вокруг горных выработок. Однако, отсутствующее до настоящего времени последовательное теоретическое объяснение данной корреляции сдерживает работы в этом направлении, в особенности при необходимости исследования потенциалов в сложных условиях (неоднородных средах, около концентраторов напряжений и т.п.).

Развитый в диссертации общий формализм позволяет дать ясное физическое объяснение наблюдаемой взаимосвязи между механическими напряжениями и электрическим потенциалом с установлением границ применимости. Для этого рассмотрено решение замкнутой системы уравнений для распределения носителей заряда и электрического

потенциала при наличии произвольного поля напряжений, задаваемого тензором $\tilde{G}^{\mu\nu}(\vec{x}, t)$. Решение уравнений преобразованием Фурье позволило получить замкнутое выражение для фурье-компонент потенциала:

$$\tilde{\Phi}_{k\omega} = \frac{\{A\delta_{\mu\nu} - (4\pi a_D^2/\epsilon) i k^\lambda \gamma_{\lambda\mu\nu}\}}{(-i\omega \tilde{\epsilon}_0 + k^2 a_D^2 + 1)} \tilde{G}_{\mu\nu}^{k\omega};$$

$$A = \left(\sum_a q_a \Omega_{\mu\nu}^a N_a(\tau) \right) / \left(3 \sum_a q_a^2 N_a(\tau) \right).$$

Если напряжения медленно изменяются на временах порядка $\tilde{\epsilon}_0$ и расстояниях порядка длины Дебая:

$$|\tilde{\epsilon}_0| \ll |\tilde{\sigma}|; |a_D| \sqrt{|\tilde{\sigma}|} \ll |\tilde{\sigma}|,$$

обратное преобразование Фурье позволяет представить потенциал в виде суммы трех слагаемых:

$$\Phi = \Phi_{eq} + \Phi_{n-eq} + \Phi_p;$$

$$\Phi_{eq} = A G^{\mu\mu}; \quad \Phi_{n-eq} = A a_D^2 \Delta G^{\mu\mu}; \quad \Phi_p = \frac{4\pi a_D^2}{\epsilon} \hat{\gamma} \cdot \vec{\nabla} \tilde{\sigma},$$

которые описывают соответственно равновесный, неравновесный и пьезоэлектрический вклады в потенциал. Оценивая производные напряжений по формулам:

$$|\nabla \tilde{\sigma}| \sim \tilde{\sigma}/L; |\Delta \tilde{\sigma}| \sim \tilde{\sigma}/L^2,$$

для различных вкладов в потенциал имеем сравнимую порядковую оценку:

$$\frac{\Phi_{n-eq}}{\Phi_{eq}} \sim \left(\frac{a_D}{L} \right)^2; \quad \frac{\Phi_{n-eq}}{\Phi_p} \sim \frac{\Omega}{q \gamma L},$$

из которой видно, что в макроскопическом масштабе $L \gg a_D$

$$\varphi_{n-eq} \ll \varphi_p \ll \varphi_{eq}$$

и, следовательно, основной вклад в потенциал дает равновесный вклад. Это строго обосновывает оценки, полученные ранее Тарасовым Б.Г., Дирдиным В.В. и Ивановым В.В.

Подстановка в формулу для φ_{eq} типичных значений параметров дает оценку $\varphi \sim 0.1$ мВ/Мп, которая хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями для рудных массивов и других вмещающих пород.

2. Поскольку временные и спектральные характеристики импульсов электромагнитной эмиссии несут информацию о зарядах на трещинах, неоднократно предпринимались попытки определения характеристик движущихся трещин по параметрам электромагнитных импульсов. Однако, отсутствие последовательной теории электризации движущихся трещин предопределяло введение в рассмотрение различных дополнительных предположений, что снижало ценность получаемых результатов. Ниже приводится теория формы импульса эмиссии, основанная на построенной в работе теории электризации трещин.

Создаваемое движущейся трещиной электрическое поле вычислялось при условиях, соответствующих типичной экспериментальной ситуации:

- длина волны много больше зоны движения зарядов;
- поле измеряется на расстояниях значительно меньших длины волны.

С учетом этого электрическое поле представляется в виде суммы поля линейного заряда и поля диполя, распределенного по фронту трещины с постоянной плотностью:

$$E_Q \sim Q(v)/R; E_D \sim \frac{3 \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{D}(v)) - \vec{D}(v)}{R^2}.$$

При этом, ввиду малости перпендикулярной компоненты диполя, можно считать дипольный момент направленным по скорости трещины.

Решая уравнение для плотности носителей заряда, и используя полученные ранее оценки для плотностей заряда и дипольного момента, можно показать, что отношение амплитуд полей заряда и диполя удовлетворяет условию:

$$E_Q/E_D \sim R/L(t),$$

где R - расстояние до точки наблюдения, $L(t)$ - длина "прорастания" трещины за время импульса. При типичных условиях эксперимента $R \sim 1 \text{--} 10 \text{ см}$, $L(t) \sim 10^{-4} \text{ -- } 10^{-2} \text{ см}$, $R/L \sim 10^2 \text{ -- } 10^5$, т.е. основной вклад в импульс дает поле заряда.

С учетом сказанного, импульс электрического поля представляется в виде:

$$E(t) \sim \frac{(R/g)}{R\sqrt{S(1-U(t))}} \int_0^{t/\tau_\sigma} d\tau \{ U^2(\tau) \times \\ \times K_I[U(\tau)] \exp(-t/\tau_\sigma + \tau) \}.$$

Отсюда видно, что при попытке корректного определения характеристик движущейся трещины по параметрам эмиссионного импульса в общем случае придется иметь дело с решением обратной задачи об определении подинтегральной функции по значениям интеграла.

3. Поток импульсов эмиссии, порождаемый образованием трещин, является случным процессом. Существующие попытки прогноза долговечности нагруженных материалов по эмиссионному потоку основываются на простейших статистических моделях типа стационарных и нестационарных пуссоновских процессов, относящихся к классу случных процессов с независимыми приращениями. Однако вопрос о справедливости отнесения потока эмиссии к случным процессам с независимыми приращениями никогда не подвергался экспериментальной проверке, на основе непараметрических тестов.

В последние годы в теории фрактальных временных рядов и связкой с ней теории обобщенного броуновского движения получил обоснование как тест на проверку независимости приращений случного процесса метод нормированного размаха Херста. Применительно к импульсному процессу, подобному электромагнитной эмиссии, этот метод реализуется следующим образом:

- исходные данные представляются в виде последовательности количества импульсов, накопленных в ходе эксперимента в разных промежутках времени;

$$\{N_k\}, k = 1, 2, \dots, n_{\max};$$

- вычисляются статистики нормированного расмаха по формулам:

$$R_n/S_n = \frac{\max(N_{k,n}) - \min(N_{k,n})}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (N_k - \bar{N}_n)^2}};$$

$$\bar{N}_n = \sum_1^n N_k; \quad N_{k,n} = \sum_1^k (N_i - \bar{N}_n),$$

где суммирование ведется по номерам интервалов:,

- определяется коэффициент наклона на графике зависимости $\ln(R_n/S_n)$ от $\ln(n)$. Как показано в теории фрактальных временных рядов этот коэффициент наклона - показатель Херста H связан со степенной корреляционной функцией процесса соотношением:

$$C(\tau) \sim (\tau^{2H-1} - 1),$$

из которого легко увидеть обращение корреляции в нуль при значении $H = 1/2$, которое и соответствует процессу с независимыми приращениями.

Как показала обработка экспериментальных данных электромагнитной эмиссии нагруженных образцов известняка, порфирита и кварцевого диорита, на зависимостях $\ln(R/S)$ от $\ln(n)$ наблюдается два прямолинейных участка с коэффициентами наклона

$H_1 = 0,75 \pm 0,1$ и $H_2 = 1,3 \pm 0,2$ (см. пример на рисунке). Следовательно поток импульсов эмиссии, и определяющий его процесс трещинообразования нельзя считать случайными процессами с независимыми приращениями. Для описания наблюдаемого процесса предложена модель коррелированного случайного потока импульсов, задаваемого плотностью вероятности времени между последовательными импульсами и подчиняющаяся условию степенного роста числа накапленных импульсов

$$\overline{n(t)} = N_c l_c^3 (t/T_{fr})^{2H} \quad (8)$$

Эта модель решается аналитически. При этом характеристическая функция числа импульсов Φ_{2H} и плотность вероятности времени между импульсами выражаются при произвольном H через специальные функции Миттаг-Леффлера $E_\alpha(z), E_{\alpha,\beta}(z)$:

$$\Phi_{2H}(s,t) = E_{2H}\{(s-1)\Gamma(2H+1)\overline{n(t)}\};$$

$$g_{2H}(t) = \frac{\Gamma(2H+1)}{2H} \frac{\dot{n(t)}}{n(t)} E_{2H,2H}\{-\Gamma(2H+1)\overline{n(t)}\},$$

и в предельном случае процесса с независимыми приращениями переходят в соответствующие функции пузассоновского процесса.

Исследование модели при $H \neq 1/2$ показало, что при $H < 1/2$ модель непротиворечива при любых значениях времени, тогда как при $H > 1/2$ модель имеет непротиворечивую интерпретацию лишь при временах, не превосходящих пороговое время

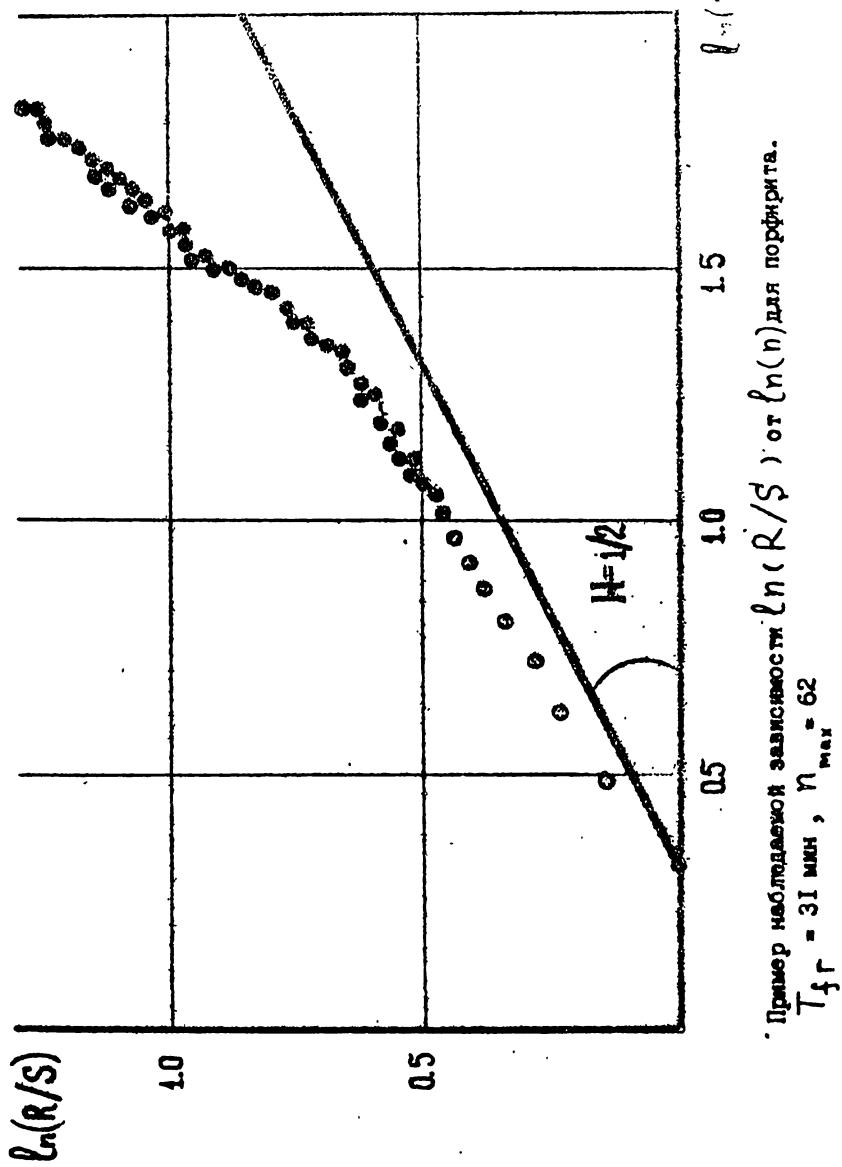
$$t_{ns} = T_{fr} \{N_c l_c^3 (2H-1)\}^{-1/2H}, \quad (9)$$

определенное по нарушению условия положительности дисперсии.

Отождествление времени t_{ns} со временем разрушения T_{fr}
 $t_{ns} \equiv T_{fr}$ приводит к условию:

$$N_c^{-1/2} l_c^{-1} = (2H-1)^{1/3},$$

следующему непосредственно из (9) и имеющему вид концентрационного критерия разрушения. В полученном критерии впервые связаны размер l_c , критическая концентрация накапливаемых трещин N_c и показатель Херста H персистентного случайного процесса.



Пример наблюдаемой зависимости $\ln(R/S)$ от $\ln(1/n)$ для портфеля.
 $T_{\text{фг}} = 31$ мин, $n_{\text{max}} = 62$

4. Одной из задач, объединяющей теорию электризации трещин и харговскую зависимость процесса трещинообразования, является приводимое ниже вычисление возмущения электрического поля над очагом разрушения на поверхности. Эффективная плотность заряда в счаге размера R , находящегося на глубине h , определяется скоростью накопления трещин, временем τ элаксации зарядом движущейся трещины:

$$g(t) \sim Q(v) N_c l_c \frac{2H\tilde{\epsilon}_0}{T_{fr}} (t/T_{fr})^{2H-1}.$$

Используя известное из электродинамики сплошных сред решение задачи о потенциале точечного заряда в двуслойной среде, для перпендикулярной поверхности поля над очагом имеем оценку:

$$E_\perp \sim \frac{2\epsilon Q(v) 2H\tilde{\epsilon}_0 R}{(1+\epsilon) l_c^2 (2H-1) T_s h^2} \left(\frac{t}{T_s}\right)^{2H-1}, \quad (10)$$

где T_s - время между событиями с энергией W . Из (10) непосредственно видно, что в персистентном режиме накопления трещин ($H > 1/2$) поле является нарастающей функцией времени и достигает максимума при $t = T_s$.

Численная оценка величины электрического поля на поверхности над очагом при $t \sim T_s$ составляет

$$E_\perp \sim 10^2 + 10^3 \text{ В/м}$$

для мелкофокусных сейсмических событий, и

$$E_\perp \sim (10^2 + 10^3) \text{ В/м} (R/h)^2 W^{2/3}$$

для глубокофокусных (W - энергия в дюоулях).

Используя известные сейсмологические зависимости времени и размера очага от энергии сейсмического события из (10) получаем, что зависимость поля от энергии события W различна

для глубоко- и мелкофокусных событий и определяется показателем Херста H :

$$E_{\perp} \sim w^{(1-2H/3)} ; \quad h > R ;$$

$$E_{\perp} \sim w^{(1-2H)/3} ; \quad h \leq R .$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации разработана совокупность теоретических положений, которую можно квалифицировать как крупное научное достижение в разработке теории методов получения геомеханической информации о состоянии массивов пород и их свойствах, контроля технологических процессов электромагнитным способом – построены основы теории индуцируемых в массиве горных пород баротоковых состояний при изменении поля механических напряжений.

Выполненные в диссертации исследования позволяют сделать следующие основные выводы.

I. Диффузия заряженных дефектов в поле неоднородных инеравновесных механических напряжений приводит к возникновению гиков, физической причиной которых является дилатационное взаимодействие дефектов-носителей заряда с полем механических напряжений и их кулоновское взаимодействие с самосогласованным электрическим полем,ключающим при необходимости и пьезоэлектрическое поле.

Токовый отклик на изменяющееся механическое напряжение зависит от типа обеспечения электронейтральности среды (разупорядочение по Френкелю или по Шоттки, наличие посторонних заряженных примесей) и характеризуется двумя временами релаксации – максвелловским временем релаксации заряда $\tau_b \propto \alpha_D^2/D$ и временем диффузионной релаксации $\tau_D \sim L^2/D$, определяемым характерным масштабом L пространственной неоднородности поля механических напряжений.

В статическом неоднородном поле механических напряжений устанавливается равновесное (с нулевой плотностью тока) состояние, характеризуемое неоднородным распределением потенциала электрического поля. В случае, когда характерный масштаб пространственной неоднородности поля напряжений существенно превосходит дебаевскую длину экранирования $\lambda \gg \alpha_p$, имеет место прямая пропорциональность между электрическим потенциалом φ и инвариантом напряжений σ_{MI} .

2. Обобщение моделей амбиполярной диффузии заряженных точечных дефектов путем введения в диффузионные потоки дополнительных вкладов, линейных по градиентам тензора механических напряжений, является эффективным аналитическим аппаратом для вычисления баротоков в конкретных случаях, пригодным для развития инженерных приложений теории баротоков в задачах контроля состояния массива и технологических процессов электромагнитным способом.

Эффективность развитого аналитического аппарата продемонстрирована на примерах расчета баротоков, возникающих при протекании в напряженно-деформированном массиве элементарных процессов (звук, ударные волны, движение трещин). В частности:

- показано, что возбуждение баротока приводит к дополнительному поглощению продольного и поперечного звука и установлены границы, в которых токовое поглощение доминирует;

- построена первая микроскопическая модель электризации фронта ударных волн в твердых диэлектрических и пьезоэлектрических средах, находящаяся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, и на ее основе последовательно вычислена форма импульса поляризации, генерируемого при прохождении ударной волны через среду;

- построена качественная картина распределения заряда в окрестности равномерно движущейся трещины;

- получены формулы для вычисления линейных плотностей заряда и дипольного момента на движущихся трещинах, доведенные до порядковых оценок с установлением границ применимости в зависимости от скорости трещины;

- проведены расчеты электрических характеристик трещин в средах с различными типами разупорядочения, в пьезоэлектрических средах и при нарушении электронейтральности за счет электронной эмиссии.

3. Электромагнитные характеристики баротоковых состояний являются линейными функциями компонент тензора механических напряжений и их производных в случае отсутствия в массиве сильных градиентов температуры и при величине механических напряжений, не превосходящих предела текучести.

Коэффициенты линейной связи в этих зависимостях являются тензорами, конкретный вид которых зависит от физического механизма взаимодействия заряженных точечных дефектов с полем механических напряжений и выражаются через тензоры диффузии, дилатации и пьезоэлектрический тензор.

4. Расчет характеристики баротоковых состояний на основе позитивного в диссертации аналитического аппарата показывает на уровне порядковых оценок удовлетворительное согласие полученных теоретических значений с имеющимся экспериментальным материалом. Это согласие указывает на принципиальную возможность и целесообразность использования теории баротоков для обоснования и рационального выбора параметров измерительных приборов и систем электромагнитного контроля состояния массива и технологических процессов в различных конкретных ситуациях.

5. Полученные в диссертации функциональные зависимости между электромагнитными параметрами баротоковых состояний, генерируемых распространяющимися трещинами, и динамическими коэффициентами интенсивности напряжений открывают направление постановки экспериментальных исследований по определению динамических коэффициентов интенсивности напряжений по измеряемым параметрам электромагнитных импульсов, создаваемых трещинами.

6. Исследование временной кинетики трещинообразования по потоку импульсной электромагнитной эмиссии на основе метода Херста привело к установлению фундаментального факта о персистентности случайного процесса трещинообразования и, следовательно, к необходимости отказа от описания данного процесса в рамках опираю-

шихся на марковские (типа "основного кинетического уравнения") подходов, приводящих к случайным процессам с независимыми приращениями. Предложенная в диссертации обобщенная модель импульсного случайного процесса, характеризуемая произвольным значением показателя Херста H , естественным образом, в пределе $H = 1/2$, приводит к пуассоновскому (с независимыми приращениями) процессу, а в персистентном режиме $H > 1/2$ показывает возможность протекания персистентного процесса только на ограниченном временном интервале и порождает аналог концентрационного критерия разрушения, связанный размер и критическую концентрацию накапливаемых трещин с показателем Херста.

Одним из следствий персистентности процесса трещинообразования являются полученные в диссертации зависимости оценок возмущения электрического поля на поверхности над очагом разрушения от энергии сейсмического события – зависимости, не имеющей места в пуассоновском режиме трещинообразования.

7. Полученные в диссертации результаты и границы применимости развитой линейной теории баротоков указывают в качестве перспективных направлений дальнейшего развития:

- обобщение теории на нелинейные режимы (выход за пределы указанных в п.3 ограничений по напряжениям и температурам), что позволит выключить в круг поддающихся теоретическому рассмотрению задачи прогноза изменений состояния массива в зонах региональной геодинамической активности и при проведении технологических процессов подземной газификации угля;
- обобщение теории на пространственно-неоднородные среды, более реалистично учитывающие многоуровневую иерархию массива горных пород на различных масштабных уровнях;
- аналоговое и численное моделирование сложных напряженных состояний при помощи методов моделирования электрических полей на основе полученных линейных связей между компонентами тензора механических напряжений и электрическими характеристиками баротоковых состояний;
- численное моделирование персистентных импульсных процессов накопления трещин и построение их аналитических моделей с

целью установления надежных критериев прогноза времени течения процесса с дальнейшим выходом на построение реалистических схем прогноза разрушения по импульсной эмиссии;

- экспериментальные исследования Херстовских зависимостей различных видов импульсной эмиссии горных пород и других материалов в различных условиях нагружения с целью получения дальнейшей информации о кинетике трещинообразования, необходимой для построения аналитических моделей персистентных процессов накопления трещин при разрушении.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Алексеев Д.В. Баротоки в твердых телах с диффузионным механизмом проводимости // Физика тв. тела. - 1991. - Т.33. - № 10. - С.2828-2834.

2. Алексеев Д.В. Возбуждение поляризации в твердых телах с диффузионным механизмом проводимости при распространении ударной волны // Физика тв. тела. - 1992. - Т.34. - № 2. - С.365-370.

3. Алексеев Д.В. О зарядах на движущихся трещинах в неполярных диэлектриках // Физика тв. тела. - 1992. - Т.34. - № 7. - С.2031-2039.

4. Алексеев Д.В., Ханефт А.В. Движение поры в ионных присталлах, разупорядоченных по Френкелю // Физика тв. тела. - 1992. - Т.34. - № 8. - С.2660-2662.

5. Алексеев Д.В. Баротоки в пьезоэлектриках с диффузионным механизмом проводимости // Физика тв. тела. - 1992. - Т.34. - № 12. - С.3663-3671.

6. Алексеев Д.В., Егоров П.В., Иванов В.В. Механизмы электризации трещин и электромагнитные предвестники разрушения горных пород // ФТИПИ. - 1992. - № 6. - С.27-32.

7. Алексеев Д.В., Иванов В.В., Егоров П.В. Механизм формирования квазистационарного электрического поля в нагруженных горных породах // ФТИПИ. - 1993. - № 2. - С.3-6.

8. Алексеев Д.В., Егоров П.В., Иванов В.В., Мальшин А.А., Пимонов А.Г. Херстовская статистика временной зависимости электромагнитной эмиссии при нагружении горных пород // ФТИПИ. - 1993. - № 5. - С.45-49.