

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

КАЦ ВИКТОР МИХАЙЛОВИЧ

**ДЕФОРМИРОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ
ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ
ВОЗДЕЙСТВИИ МЕХАНИЧЕСКИХ И
СЛАБЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

01.02.04 – Механика деформируемого твердого тела

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физ.-мат.наук,
профессор В.А. Морозов

Санкт-Петербург
2014

Содержание

Введение.....	5
Глава 1. Взаимодействие слабого магнитного поля с веществом.....	15
1.1. Магнитное поле в задачах механики связанных полей	16
1.2. Влияние магнитного поля на физико-химические процессы.....	17
1.3. Влияние магнитного поля на параметры деформирования твердых тел	19
1.3.1. Магнитообусловленная подвижность дислокаций	19
1.3.2. Резонанс перемещения дислокаций в скрещенных магнитных полях.....	22
1.3.3. Подвижность дислокаций при кратковременном механическом нагружении кристалла NaCl электронным пучком.....	24
1.4. Макропластичность в присутствии слабых магнитных полей	27
1.4.1. Магнитопластический эффект при статическом и квазистатическом нагружении	27
1.4.2. Магнитопластичность при кратковременных нагружениях	29
Глава 2. Методика и техника эксперимента.....	32
2.1. Исследование микропластичности в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и радиочастотном поле накачки	32
2.1.1. Установка для создания радиочастотного поля накачки.....	33
2.1.2. Измерение магнитного поля Земли в месте постановки образца	36
2.1.3. Схема проведения экспериментов	37
2.2. Исследование микропластичности в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и импульсном поле накачки.....	39

2.2.1. Установка для создания импульсного поля накачки	40
2.2.2. Индукция импульса магнитного поля	44
2.3. Исследование влияния магнитного поля на параметры деформирования кристаллов NaCl под действием динамической нагрузки.....	47
2.3.1. Применение электронного пучка для генерации кратковременных механических импульсов.....	47
2.3.2. Магнитоимпульсный метод возбуждения механического импульса напряжения в плоской пластине	51
2.3.3. Построение динамической диаграммы напряжение-деформация	55
Глава 3. Магнитопластический эффект и резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли	58
3.1. Подвижность дислокаций под действием скрещенных радиочастотного магнитного поля накачки и магнитного поля Земли..	58
3.1.1. Два пика дислокационных пробега для разных ориентаций поля накачки	58
3.1.2. Зависимость эффекта от амплитуды поля накачки и времени экспозиции образца.....	61
3.1.3. Порог эффекта по амплитуде поля накачки.....	62
3.2. Упрощенная физическая модель наблюдаемого резонанса и её экспериментальная проверка	65
3.2.1 Упрощенная модель наблюдаемого резонанса.....	65
3.2.2. Экспериментальная проверка предсказаний модели	69

3.3. Подвижность дислокаций под действием скрещенных импульсного магнитного поля накачки и магнитного поля Земли.....	73
3.3.1. Резонансы дислокационных пробегов при условии перпендикулярности и параллельности магнитных полей импульсной накачки и Земли	73
3.3.2. Порог эффекта по амплитуде поля накачки.....	76
Глава 4. Разупрочнение кристалла NaCl при совместном действии механических и магнитных полей в условиях динамического нагружения	78
4.1. Моделирование распространения короткого упругопластического импульса в кристаллах NaCl в условиях воздействия слабого импульсного магнитного поля.....	78
4.1.1. Постановка задачи и ее модель	78
4.1.2. Анализ результатов.....	82
4.2. Магнитопластический эффект при динамическом импульсном нагружении образца.....	84
4.2.1. Некоторые особенности динамического нагружения.....	84
4.2.2. Влияние магнитопластического эффекта на предел текучести кристаллов NaCl.....	86
Заключение	89
Список литературы	91

Введение

Бурное развитие энергетики и радиоэлектроники во второй половине двадцатого века привело к дополнению естественного магнитного поля Земли массой источников магнитных полей техногенного происхождения с лежащей в широких пределах интенсивностью (от излучения радиотелефона до излучений, сопутствующих применению ядерного взрывного устройства) и с разнообразными законами и скоростями изменения во времени (от постоянных и низкочастотных до СВЧ и импульсных). Данное обстоятельство сделало осуществимым и актуальным исследование влияния магнитных полей на разнообразные процессы в физических, химических и биологических системах.

В то время как процессы, вызванные воздействием достаточно интенсивных полей, хорошо описываются квантовой теорией магнетизма, а их экспериментальное исследование не представляет принципиальных трудностей, исследование влияния малоинтенсивных полей сталкивается с рядом трудностей, связанных с отсутствием как теоретических моделей, описывающих их воздействие, так и экспериментальных методик, способных непосредственно регистрировать столь слабые воздействия в силу недостаточности энергетического вклада таких полей. Однако в ходе проводимых с середины 60-х годов прошлого века исследований было замечено влияние слабых магнитных полей на протекание физико-химических процессов.

В дальнейшем круг таких явлений существенно расширился и, в частности, было открыто влияние слабых магнитных полей на параметры пластичности немагнитных твердых тел – магнитопластический эффект (МПЭ).

МПЭ исследовался независимыми группами с использованием широкого круга материалов для изготовления образцов и магнитных полей с разнообразными законами изменения во времени.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что первопричиной возможности существенных откликов на слабые возмущения, является создание и поддержание в рассматриваемых системах неравновесного состояния. Данное обстоятельство позволяет считать возможным управление пластическими характеристиками материалов слабым магнитным полем и делает получаемые при исследовании МПЭ результаты не только актуальными в механике и физике пластичности, но и важными для развития спинтроники и фундаментальной базы нанотехнологий.

В данной работе внимание сосредоточено на изучении особенностей влияния слабых магнитных полей на процессы в твердых телах при кратковременных импульсных нагрузках, требующих учета особенностей динамического поведения материалов.

Актуальность темы настоящего диссертационного исследования обусловлена как важностью решения задач механики связанных полей в целом, так и необходимостью изучения особенностей деформирования материала при динамическом (механическом и электромагнитном) воздействии.

В главе 1 введено понятие слабого магнитного поля и дан краткий обзор результатов исследования влияния слабых электромагнитных полей на разнообразные физические и механические процессы, химические реакции и биологические системы. Упомянутые эффекты входят в сферу интересов различных научных дисциплин и исследовались с использованием и применением характерных для той или иной области методик, однако не могут быть отмечены аналогии особенностей

протекания различных процессов, указывающих на их общую первопричину – неравновесность рассматриваемых систем.

В главе 2 описаны методики исследования, примененные в данной работе.

Первые два раздела посвящены методикам исследования подвижности индивидуальных дислокаций в условиях электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в магнитном поле Земли и радиочастотном либо импульсном поле накачки.

Данные методики позволяют исследовать подвижность индивидуальных дислокаций в образце, подвергнутом совместному воздействию радиочастотного электромагнитного поля частотой порядка единиц мегагерц либо импульсного электромагнитного поля с длительностью импульса порядка 0,5 мкс (поле накачки) и магнитного поля Земли. Конструкция установок позволяет свободно изменять взаимную ориентацию векторов индукции магнитных полей и линии дислокации, а также плавно изменять индукцию электромагнитного поля накачки. Электромагнитные характеристики установок прямо измеряются в ходе проведения экспериментов либо рассчитываются по известным формулам.

Вторая половина главы посвящена методикам изучения влияния магнитного поля на параметры деформирования кристаллов NaCl под действием динамической нагрузки. Для проведения исследований в данном направлении использовались установки на основе электронного пучка и магнитоимпульсного метода генерации механической волны.

Первый метод позволяет подвергнуть образец совместному воздействию высокоскоростного нагружения и импульсного магнитного поля. Экспериментально измеренные профили давления в дальнейшем используются в качестве начальных и граничных условий в математической модели движения среды. Вторым подходом является в

генерации в алюминиевой пластине механического импульса давления посредством импульсного преобразователя электромагнитно-индукционного типа. Предложен метод построения динамической диаграммы напряжение–деформация ($\sigma - \epsilon$) в приближении Прандтля на основе экспериментально полученных амплитуд давления на тыльной стороне образца. Предварительная экспозиция образцов в магнитном поле позволяет оценить его влияние на вид диаграммы напряжение-деформация и в первую очередь на значение предела текучести.

Глава 3 диссертационной работы посвящена обсуждению результатов экспериментального исследования подвижности индивидуальных дислокаций в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и радиочастотном либо импульсном поле накачки.

Исследование этих процессов необходимо для понимания и использования макропластических эффектов, связанных с влиянием слабых магнитных полей на деформационные и прочностные характеристики материалов.

В главе представлены носящие резонансный характер экспериментально полученные зависимости длин пробегов дислокаций от частоты радиочастотного поля или длительности импульса поля накачки.

Для радиочастотного поля накачки эти зависимости получены в условиях ЭПР для горизонтальной составляющей, вертикальной составляющей и полного значения локального вектора магнитного поля Земли. Установлено пороговое значение радиочастотного поля, ниже которого наблюдаемый эффект резко ослабевает. Приводится и дополнительно проверяется специальным экспериментом предложенная В.И. Альшицем упрощенная физическая модель наблюдаемого резонанса.

Для случая импульсного поля накачки установлен резонансный характер зависимости пробегов дислокаций от длительности магнитного

импульса и построена зависимость пика пробегов от значения амплитуды импульса индукции на резонансной длительности.

В главе 4 рассмотрены результаты исследования влияния магнитного поля на параметры деформирования кристаллов NaCl.

В первой половине главы ставится и решается задача численного моделирования движения среды под действием высокоскоростного нагружения в присутствии импульсного магнитного поля, с целью выявления для конкретного материала и конкретных условий нагружения параметров дислокационной структуры, ответственных за изменение функции релаксации при воздействии магнитного поля. В результате проведенного численного решения системы уравнений движения среды с определяющим уравнением на основе динамики дислокаций, а также экспериментального исследования распространения короткого импульса напряжения в условиях воздействия импульсного магнитного поля показано, что за влияние магнитного поля на изменение характеристик импульса механического напряжения при его распространении по диамагнитному кристаллу NaCl с парамагнитными центрами ответственен параметр дислокационной вязкости.

Во второй половине главы путем сравнения экспериментально полученных диаграмм напряжение–деформация при воздействии магнитного поля и без него анализируется влияние магнитного поля на процесс высокоскоростного нагружения образцов NaCl.

Предметом исследования настоящей диссертационной работы является микро- и макромагнитопластичность диамагнитных кристаллов в условиях нестационарного воздействия слабых радиочастотных и импульсных магнитных полей без или совместно с кратковременными механическими нагружениями.

Цель работы – экспериментальное исследование подвижности индивидуальных дислокаций в условиях ЭПР при совместном

воздействии слабого радиочастотного или импульсного поля накачки и магнитного поля Земли, а также экспериментальное и теоретическое изучение влияния слабых магнитных полей на поведение кристаллов в условиях нестационарного кратковременного механического воздействия в субмикросекундном диапазоне длительности.

В работе решаются следующие задачи:

1) экспериментальное исследование резонансного разупрочнения кристаллов NaCl при совместном воздействии слабого радиочастотного либо импульсного магнитного поля (поля накачки) и магнитного поля Земли в условиях ЭПР;

2) экспериментальное и теоретическое исследование особенностей поведения диамагнитной среды с парамагнитными центрами при механическом высокоскоростном воздействии на нее в присутствии магнитных полей.

На защиту выносятся следующие результаты:

- Разработка ряда установок для исследования микро- и макропроявлений магнитоэластического эффекта в условиях высокоскоростных воздействий.

- Обнаружение и наблюдение резонанса дислокационных перемещений в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и определение его основных характеристик для радиочастотного и импульсного полей накачки.

- Определение параметра дислокационной структуры, ответственного за влияние магнитного поля на изменение характеристик импульса механического напряжения при его распространении по диамагнитному кристаллу NaCl с парамагнитными центрами.

- Создание метода построения динамической диаграммы напряжение – деформация при нагружении образцов NaCl.

- Исследование эффекта понижения динамического предела текучести при предварительной экспозиции в слабом магнитном поле кристаллов NaCl, подвергаемых в дальнейшем нагружению в микросекундном диапазоне длительности.

Метод исследования базируется на апробированных методиках эксперимента и физических моделях.

В экспериментальных исследованиях для изучения подвижности индивидуальных дислокаций применяется метод химического травления поверхностей образца до и после его экспозиции в магнитных полях. Генерирование механического импульса давления при исследовании влияния магнитных полей на макропластичность осуществляется с помощью электронного пучка либо посредством импульсного преобразователя электромагнитно-индукционного типа. Для измерения профилей давления используются пьезодатчики. При обработке результатов экспериментов применяются стандартные статистические методики.

Созданная математическая модель основана на динамике дислокаций. Метод построения динамической диаграммы напряжение-деформация ($\sigma - \epsilon$) в приближении Прандтля основан на фундаментальных законах акустики.

Достоверность результатов обеспечивается при получении экспериментальных данных использованием надежных средств регистрации, основанных на разных физических принципах, с использованием средств измерения прошедших надлежащую поверку и тарировку; многократной проверкой полученных результатов и использованием современных приборов; а также применением устоявшихся математических методов при сопоставлении теоретических решений с экспериментальными результатами; применением

современных программных вычислительных средств; сравнением с альтернативными подходами.

Научная новизна и практическая ценность работы состоит в том, что впервые реализован резонанс дислокационных перемещений в магнитном поле Земли в схеме ЭПР, обладающий в отличие от ранее наблюдавшегося резонанса сильной анизотропией.

Обнаружен и исследован ряд проявлений магнитопластического эффекта в условиях кратковременных нестационарных воздействий.

Разработаны экспериментальные установки для исследования резонансного воздействия радиочастотных и импульсных электромагнитных полей на подвижность дислокаций, а также установка для исследования влияния магнитного поля на параметры пластичности кристалла NaCl при его динамическом нагружении.

Создана математическая модель, выявляющая параметр, ответственный за влияние магнитного поля на параметры дислокационной структуры – дислокационную вязкость.

Предложен метод построения диаграммы напряжение-деформация при прохождении упругопластической волны через образец NaCl. Исследовано влияние магнитного поля на форму этой диаграммы.

Исследованные аспекты магнитопластического эффекта открывают новые возможности практических приложений магнитопластичности. Это, в частности, использование слабых магнитных полей для управления динамической прочностью материалов, спинтроники, нанотехнологии, медицина и т.д.

Основное отличие полученных результатов от результатов других авторов состоит в том, что в проведенных экспериментах осуществлялись режимы воздействия, существенно отличающиеся от используемых другими авторами. Разработанные методы экспериментального исследования позволяют достаточно эффективно проводить изучение

указанных выше процессов высокоскоростного воздействия слабых электромагнитных полей на образец, как самостоятельных, так и совместных с полем высокоскоростного механического нагружения. Предложенная математическая модель позволяет связать параметры электромагнитного поля с параметрами дислокационной структуры, а через них – и с параметрами деформирования материала.

Публикации автора по теме диссертации представлены работами [1-9], в том числе статьи [1-5] в журналах, рекомендованных ВАК.

Вклад соискателя в работах, выполненных вместе с соавторами, состоит в совместном проведении экспериментов [1-9], разработке совместно с В.А. Морозовым математической модели в работах [2, 4, 8, 9] и проведении по ней численного расчета. Постановка эксперимента во всех работах принадлежит В.А. Морозову. Во всех приведенных работах постановка задачи принадлежит В.А. Морозову; совместно с В.И. Альшицем в работах [1, 3, 5-7]. Формулировка физической модели в работах [1, 3, 5-7] принадлежит В.И. Альшицу. Обсуждение результатов с соавторами проводилось во всех совместных работах.

Апробация результатов исследования. Основные результаты исследований по теме диссертации докладывались и обсуждались на Всероссийских, Международных конференциях и семинарах: Первые Московские чтения по проблемам прочности материалов, 1-3 декабря 2009 г., Москва; XIX «Петербургские чтения по проблемам прочности», 13-15 апреля 2010 г., С.-Петербург; Международная научная конференция по механике Шестые Поляховские чтения, 31 января - 3 февраля 2012 г., С.-Петербург; Конференция-семинар «Актуальные направления в механике сплошных сред», 2-6 июля 2012 г., С.-Петербург; XXV Международная конференция Математическое моделирование в механике деформируемых сред и конструкций. Методы граничных и конечных элементов, 23-26 сентября 2013 г., С.-Петербург; Международный

симпозиум «Физика кристаллов», 28 октября - 2 ноября 2013 г., Москва;
Международная конференция «Влияние высокоэнергетических
воздействий на структуру и свойства конструкционных материалов», 23-
30 сентября 2013 г., с. Ольгинка, Краснодарский край.

Глава 1. Взаимодействие слабого магнитного поля с веществом

Магнетизм – далеко не новая отрасль человеческих знаний. Несмотря на то, что при изучении магнитных явлений накоплен огромный опытный материал и на основе квантовой механики электрона уже построен прочный теоретический фундамент магнетизма, тем не менее магнетизм до сих пор остается интенсивно развивающейся областью физики, в которой регулярно появляются ранее неизвестные факты. Магнитные свойства обнаруживаются во всём окружающем мире.

В наиболее общем виде магнетизм можно определить как особую форму материальных взаимодействий, возникающих между движущимися электрически заряженными частицами (токами) посредством особого материального носителя – магнитного поля [10]. Источником магнитного поля является движущийся электрический заряд. Таким образом, любое вещество в принципе может проявлять магнитные свойства, так как его микроструктурными элементами являются движущиеся носители электрических зарядов.

Внешние магнитные поля оказывают влияние на атомные орбитальные и спиновые токи, обуславливая диамагнитный (закрывающийся в появлении отрицательного по отношению к полю собственного атомного магнитного момента) и парамагнитный (эффект ориентирования собственного атомного магнитного момента вдоль внешнего поля) эффекты в телах с разупорядоченной магнитной структурой. Следует заметить, что все тела проявляют диамагнитный эффект, однако в ряде случаев парамагнитный эффект превалирует над ним, кроме того существует класс веществ, для которых оказывается энергетически выгодным существование самопроизвольного энергетического порядка. Такие вещества называют ферромагнетиками и антиферромагнетиками.

Сложность атомной структуры вещества, построенного из огромного числа атомов, приводит к практически неисчерпаемому разнообразию его магнитных свойств. Вполне естественна их связь с электрическими, оптическими, механическими и другими немагнитными свойствами вещества.

1.1. Магнитное поле в задачах механики связанных полей

В последние годы актуальны и стремительно развиваются задачи, связанные с исследованием одновременного влияния нескольких полей на рассматриваемый процесс – задачи связанных полей, и в частности задачи электромагнитной упругости и пластичности.

Совместное рассмотрение уравнений электродинамики и теории упругости с учетом постулата о непрерывности упругих и электромеханических характеристик твердого тела позволяет компактно описать поведение твердого тела при деформировании под действием электромагнитных возмущений [11].

Исследование влияния электромагнитных полей на пластическое деформирование требует в первую очередь рассмотрения влияния электромагнитных полей на механизм движения и торможения дислокаций, лежащий в основе процесса пластической деформации.

Влияние магнитного поля на подвижность дислокаций теоретически рассмотрено в работе [12], где выводится выражение для силы, действующей на дислокацию со стороны магнитного поля. Обзор последовавших в её развитие экспериментальных и теоретических работ приведен в [13, 14]. В данных работах отмечен экспериментально установленный факт отсутствия зависимости протекания процесса электронного торможения дислокаций в пластически деформируемых металлах при гелиевых температурах от помещения образца в магнитное

поле небольшой интенсивности. Авторами [12] в частности показано, что магнитная и тепловая зависимости для таких процессов возникают тогда, когда энергия магнитного поля должна быть достаточно высока для внесения дисбаланса в термодинамически равновесную систему:

$$U \sim U_a \gg kT,$$

где $U \approx \mu_B B$ – энергия, сообщаемая магнитным молекул структурному элементу среды (μ_B – магнетон Бора), U_a – энергия активации рассматриваемого процесса в дислокационной структуре. В контексте рассматриваемых проблем такие поля принято называть сильными. Слабыми называют поля, для которых верно обратное соотношение:

$$\mu_B B \ll kT. \quad (1.1)$$

В соответствии с работой [46] энергетически слабое магнитное поле: $B \leq 1$ Тл $U \sim \mu_B g B \sim 10^{-4}$ эВ много меньше средней энергии термических флуктуаций $kT \sim 10^{-2}$ эВ при комнатных температурах способно влиять не на равновесное состояние парамагнитных дефектов, а на их эволюцию в процессе спин-зависимых релаксационных процессов.

1.2. Влияние магнитного поля на физико-химические процессы

При комнатных температурах к слабым относятся повсеместно встречающиеся поля с индукцией $B \leq 1$ Тл. Экспериментальное наблюдение эффектов, обусловленных воздействием таких полей, требует [15] осуществления измерений с погрешностями, не превышающими значения $\mu_B \frac{B}{kT} \sim 10^{-3}$, т.е. существенно более точных, чем те которые могут обеспечить существующие приборы. Так, не увенчались успехом ранние попытки обнаружить влияние магнитного поля на физико-механические свойства и структуру материала [16-19]. Отметим, что при

гелиевых температурах поля с индукцией 5 ~ 10 Тл, влияние которых рассматривалось в [12-14], не относятся к слабым.

Однако в 1985 г. было обнаружено новое физическое явление, заключающееся в перемещении индивидуальных дислокаций в кристаллах NaCl исключительно под действием магнитного поля [20], названное затем магнитопластическим эффектом (МПЭ). Данный эффект дополнил ряд известных, начиная с 1960-х г.г., физических и химических явлений, проявляющих чувствительность к слабому магнитному полю. К таким процессам относятся фото- и темновая проводимость молекулярных кристаллов органических полупроводников [21-24], их флюоресценция и фотоэлектрические свойства [25-27], химические реакции, протекающие с участием свободных радикалов (радикальные реакции) [28-30], биохимические процессы [31, 32]. Важной особенностью рассматриваемых систем, по-видимому, и определяющей их магниточувствительность, является их нахождение в неравновесном состоянии.

Расширение фронта исследования спиновых систем методами магнитного резонанса и последовавшее изучение механизма эволюции и отбора спиновых состояний привело к обнаружению процессов в слабом магнитном поле, течением которых можно управлять методами магнитного резонанса [33] и, в частности, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Такие процессы относятся к спин-регулируемым, само возникновение и течение которых зависит от ориентации спинов. Наблюдение за резонансными свойствами таких процессов отличается от классических методик наблюдения магнитных резонансов заменой измерения поглощения микроволновой энергии в резонаторе с образцом на измерение интенсивности протекания рассматриваемого магниточувствительного процесса.

Так, было обнаружено резонансное изменение флюоресценции, фото- и темнового тока органических полупроводников полиаценового ряда в опытах [34-36] со скрещенными постоянным и СВЧ магнитными полями в условиях электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для частиц с фактором Ланде $g \approx 2$ (спин $S = \pm \frac{1}{2}$). Важной особенностью такого рода процессов является высокая чувствительность к наличию в системе парамагнитных центров – для проявления эффекта достаточно наличия всего нескольких частиц.

Также в настоящее время активно исследуются резонансные явления в ходе радикальных реакций [37-39] и их влияние на протекание различных процессов в биологических системах [40-42].

Для подобного рода методик было предложено название Reaction Yield Detected Magnetic Resonance (RYDMR) – резонанс, обнаруживаемый по величине какого-либо отклика (выхода) на действие МП. Подробное изложение результатов, полученных этим методом, можно найти в [43]. Подобные подходы далее нашли отражение в методике ODMR (Optical Detected Magnetic Resonance) [44], а также в исследованиях ЭПР-спектров на дислокационных оборванных связях в кремнии, детектируемых по изменению фототока в момент резонанса [45, 46]. Широкий круг магнитных явлений, связанных со спин-зависимыми проявлениями в химфизике, отражён в работах [47-50].

1.3. Влияние магнитного поля на параметры деформирования твердых тел

1.3.1. Магнитообусловленная подвижность дислокаций

В основе процесса пластической деформации кристалла лежит перемещение дислокаций – элементарных носителей пластической деформации. Движение дислокации сложным образом зависит от

внутренней структуры кристалла, прежде всего от встречающихся на пути движения дефектов и от различного рода внешних воздействий на кристалл, не только механической, но и магнитной природы. Однако, как было отмечено выше, в 1985 г. было обнаружено новое явление [20], заключающееся в перемещении индивидуальных дислокаций в кристаллах NaCl в магнитном поле в отсутствии каких-либо иных, кроме магнитного, воздействий, в том числе механического нагружения – магнитопластический эффект.

Дальнейшие исследования показали, что воздействие магнитного поля в рассматриваемом явлении сводится к спин-зависимому откреплению дислокаций от локальных дефектов, а дальнейшее их движение происходит под действием внутренних полей напряжений кристалла.

Позднее магнитопластический эффект изучался независимыми группами исследователей с использованием широкого круга материалов (среди них щелочно-галлоидные кристаллы, металлы, полупроводники, фуллерены, полимеры), из которых изготавливались образцы: LiF [51-53], CsI [51], InSb [54-56], Al [52, 57], Zn [58], Si [59-61], NaNO₂ [62], C₆₀ [63, 64] т.д. В ходе исследований образцы подвергались воздействию магнитных полей различного типа – постоянных, переменных, импульсных, микроволновых и разнообразных нагружений в широком диапазоне температур. Обзор основных работ по данной тематике приведен в [65-69].

Временные характеристики отклика системы на воздействие магнитным полем позволяют разделить известные магнитопластические эффекты на три основные группы [15]: во-первых, эффекты, проявляющиеся только во время действия поля, во-вторых, полностью необратимые эффекты и, в-третьих, эффекты, медленно релаксирующие

со временем. Также иногда наблюдались и более сложные зависимости: с латентным периодом, немонотонные и знакопеременные.

Физическое объяснение наблюдаемых эффектов заключается в квантовом преобразовании структуры примесных центров, лимитирующей подвижность дислокаций в кристалле (центров пиннинга). В результате их трансформации вследствие спиновой эволюции радикальных пар в таких центрах, снимающей квантовый запрет на определенный электронный переход система приходит в состояние со снятым запретом на возможность движения дислокаций при существующем в кристалле внутреннем поле механического напряжения. Таким образом необходимым условием наблюдения магнитопластического эффекта является приведение материала в неравновесное состояние и подпитка этого состояния энергией извне.

Несмотря на достоверные экспериментальные наблюдения, точная физическая природа МПЭ не до конца выяснена. В частности, неизвестно, является ли механизм влияния магнитного поля на состояние образца общим или зависит от типа связи в исследуемом материале, типа дефектной структуры и т.д.

В начале 90-х годов В.И. Альшицем и М.И. Молоцким было предложено [70, 71] перенести устоявшиеся к тому времени в химфизике представления о природе явлений в слабых магнитных полях в физику пластичности. Такой перенос возможен благодаря обязательному наличию некоторого количества парамагнитных центров, способных вступать в обменное взаимодействие, в ядрах дислокаций диамагнитных кристаллов вне зависимости от вида химической связи. Пластическая деформация рассматривается в этом случае как совокупность твердотельных химических реакций между структурными дефектами (открепление дислокации от стопора, распад комплекса точечных дефектов и его переориентация, закрепление дислокации на стопоре,

образование комплекса точечных дефектов, рекомбинация парамагнитных центров в ядре дислокации и т.п.). Такое представление о природе магнитопластичности подтверждается рядом косвенных наблюдений [52, 53, 72-74].

1.3.2. Резонанс перемещения дислокаций в скрещенных магнитных полях

Прямым доказательством влияния магнитного поля на спиновые процессы может служить факт установления значения фактора Ланде в гиромагнитном отношении для рассматриваемого состояния системы близким к двум ($g \approx 2$).

Для проведения такого измерения в [75] было предложено применить методику RYDMR спектроскопии к физике пластичности. Данный подход был реализован Ю.И. Головиным [76-81]. В данных работах исследовалось влияние скрещенных постоянного и СВЧ магнитного поля в условиях, близких к электронному парамагнитному резонансу (ЭПР) с применением трех стандартных способов:

- 1) измерением пробегов индивидуальных краевых дислокаций методом избирательного травления;
- 2) макродеформированным сжатием с регистрацией кривой напряжение - деформация;
- 3) измерением микротвёрдости по Виккерсу.

В целом, схема проведенных экспериментов повторяла классические опыты по наблюдению ЭПР с тем отличием, что в область пучности стоячей волны в СВЧ-резонаторе помещался образец NaCl:Eu или NaCl:Ca, не чувствительный к стандартным методам поиска ЭПР. Частота волны была зафиксирована равной $\nu = 9,5 ГГц$, волновод резонатора помещался в создаваемое электромагнитом постоянное магнитное поле с индукцией $B_0 = 0-0,8 Тл$ в области размещения образца

и вектором, перпендикулярным к плоскости поляризации магнитной компоненты волны $\vec{B}_0 \perp \vec{B}_1$.

При экспозиции в течение 15 минут в указанных условиях кристаллов NaCl:Eu со свежевведёнными дислокациями было обнаружено увеличение пробегов краевых дислокаций L при значениях индукции постоянного магнитного поля $B_0^{(1)} = 0,32 \pm 0,003$ Тл, $B_0^{(2)} = 0,18 \pm 0,002$ Тл, $B_0^{(3)} = 0,12 \pm 0,002$ Тл (рисунок 1.1), что соответствует условию резонансных переходов между зеемановскими уровнями на заданной частоте $\nu = 9,5$ ГГц при значениях фактора Ланде $g = 2,1 \pm 0,2$, или $g = 3,8 \pm 0,3$, или $g = 5,7 \pm 0,7$:

$$h\nu = g\mu_B B \quad [10], \quad (1.2)$$

где h – постоянная Планка, μ_B – магнетон Бора.

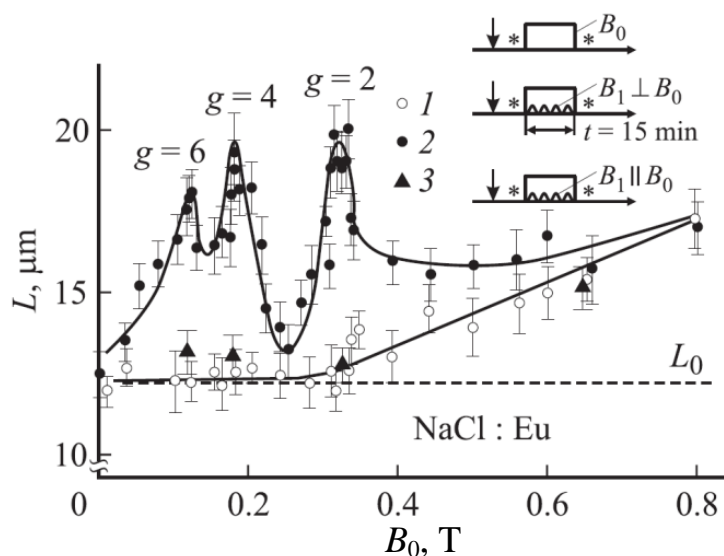


Рисунок 1.1. Резонансный прирост подвижности дислокаций в монокристалле NaCl с примесью Eu (100 ppm) после предварительной обработки образца в скрещенных постоянном и микроволновом магнитных полях [76].

При действии только одного постоянного магнитного поля или скрещенного с ним микроволнового поля, но в конфигурации $\vec{B}_0 \parallel \vec{B}_1$, наблюдалась обычная монотонная зависимость $L(B)$, что однозначно указывает на магнитную природу наблюдаемых резонансов подвижности дислокаций.

Аналогичный резонанс наблюдался при частоте переменного МП $\nu = 152 \text{ МГц}$ и индукции постоянного $B_0 = 5,1 \pm 0,5 \text{ мТл}$ [77], что соответствует $g = 2 \pm 0,2$ (рисунок 1.2).

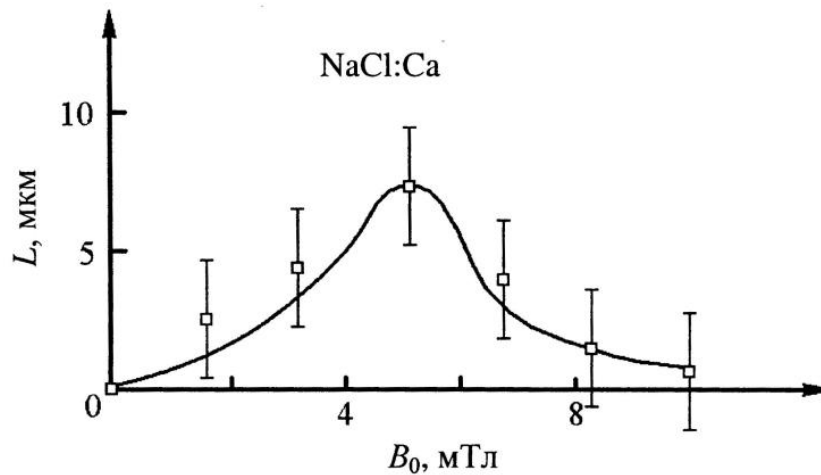


Рисунок 1.2. Зависимость пробегов краевых дислокаций в монокристаллах NaCl от постоянного магнитного поля в условиях экспозиции в течение 15 минут в скрещенном постоянном и высокочастотном МП, $\nu = 152,2 \text{ МГц}$ [77].

1.3.3. Подвижность дислокаций при кратковременном механическом нагружении кристалла NaCl электронным пучком

По мнению авторов [77] не существует принципиальных ограничений на реализацию резонансного разупрочнения и при ещё более низких значениях индукции постоянного магнитного поля, в частности в поле Земли ($\approx 0,05 \text{ мТл}$), которому соответствует резонансная частота $\nu \approx 1 \text{ МГц}$ при $g = 2$.

Косвенное указание на такую возможность было получено в работе [82], в ходе выполнения которой было обнаружено аномальное понижение в 4,5 раза коэффициента динамического торможения дислокаций при импульсном нагружении кристалла NaCl электронным пучком по сравнению со значением, полученным на тех же кристаллах в опытах, использующих механическое ударное нагружение.

Особенностью данных экспериментов являлся метод получения кратковременного импульса механического нагружения, основанный на явлении взаимодействия сильноточного импульсного электронного пучка с твердотельными мишенями. Мишенью в данных опытах служила алюминиевая пластинка. Инициированный электронным пучком в пластинке механический импульс давления далее передавался в образец NaCl.

Таким образом, кроме кратковременного механического импульса, на образец также оказывал воздействие сопровождающий распространение электронного пучка импульс магнитного поля. Изучение природы указанного выше расхождения привело к обнаружению явления перемещения дислокаций в кристаллах NaCl под действием импульсного магнитного поля. Первоисточником, в котором содержится указание на данный факт, является работа [20] В.И. Альшица с сотрудниками. В данной работе сообщается об открытии и дано первое описание нового физического явления, названного магнитопластическим эффектом (МПЭ) – перемещения индивидуальных дислокаций в кристаллах NaCl на макроскопические расстояния ($\sim 10-100\mu\text{м}$) в постоянном магнитном поле с индукцией $B \sim 0,2-1 \text{ Тл}$ в отсутствие механического нагружения и каких-либо иных, кроме магнитного, воздействий на кристалл.

В ходе дальнейших исследований [83] по изучению влияния импульсного электромагнитного поля на подвижность краевых дислокаций в кристаллах NaCl при механическом нагружении

посредством электронного пучка воздействия механического и электромагнитного импульсов на образец были разделены (рисунок 1.3) и установлена аддитивность этих эффектов, что позволило объяснить парадоксальные результаты [82].

Анализ результатов, полученных в [82, 83], совместно с данными [76, 77] позволил предположить, что исследованная в 1985-1986 г.г. [69] подвижность дислокаций под действием поля электронного пучка имеет аналогичную [76, 77] резонансную природу, где в качестве постоянного поля выступало магнитное поле Земли $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ Тл}$, а переменное поле накачки с характерной частотой порядка единиц МГц создавалось электронным пучком. Также выполнялось условие резонанса $h\nu_0 \approx g\mu_B B_3$.

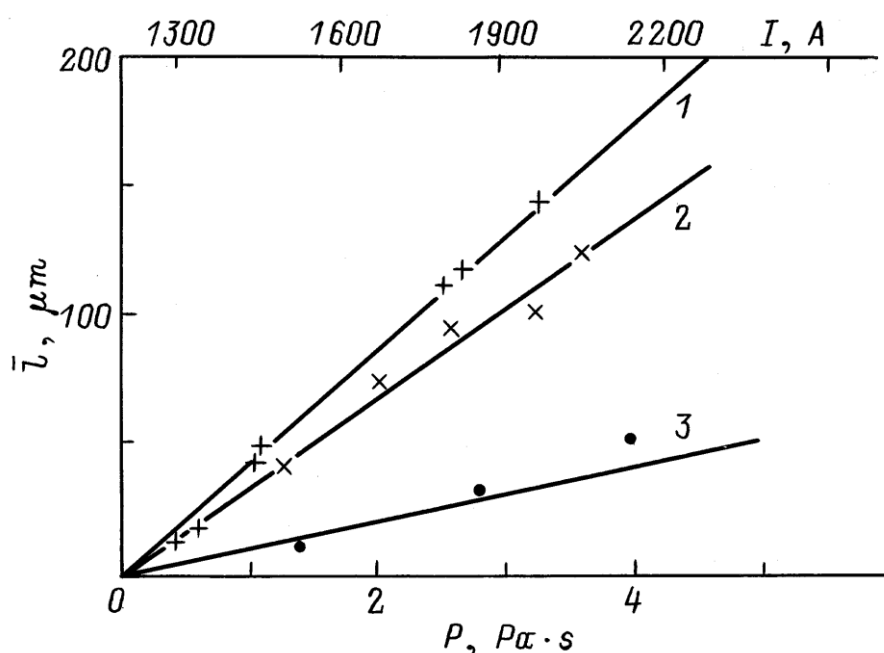


Рисунок 1.3. Средняя длина пробега дислокаций \bar{l} в кристаллах NaCl в функции от импульса давления механического поля и тока электронного пучка. 1 – при суммарном воздействии механического и магнитного импульсов; 2 – при воздействии импульсов электромагнитного поля; 3 – при воздействии механических импульсов давления [83].

Как отмечается в работе [15], теория ЭПР не накладывает принципиальных ограничений на снижение значений индукции постоянного магнитного поля и частоты магнитного поля накачки, а невозможность наблюдения ЭПР при их низких значениях объясняется недостаточной чувствительностью аппаратуры.

В.И. Альшицем было предложено следующее объяснение полученных результатов.

Предполагается, что вслед за резонансным спиновым переходом снимается квантовый запрет на определенный электронный переход в примесном центре на дислокации или в объеме кристалла, что приводит к понижению локальных барьеров и порождает релаксацию дислокационной структуры в поле внутренних напряжений. Время, необходимое для перемещения дислокаций на расстояния порядка 100 мкм, составляет несколько минут. Это значит, что дислокации движутся спустя длительное время после импульса, что свидетельствует о воздействии электромагнитного импульса непосредственно на точечные дефекты в объеме кристалла, как это имеет место и в опытах [76].

В разделах 2.1 и 2.2 данной работы описаны методики, позволяющие наблюдать такой резонанс. Полученные с помощью их результаты изложены в главе 3.

1.4. Макропластичность в присутствии слабых магнитных полей

1.4.1. Магнитопластический эффект при статическом и квазистатическом нагружении

Известно, что между подвижностью индивидуальных дислокаций и макропластическими деформационными характеристиками отсутствует простая однозначная связь. Поэтому представляет интерес изучение влияния слабого магнитного поля не только на движение отдельных дислокаций (микропластичность), но и на пластическое течение при

больших деформациях (макропластичность). Впервые это было сделано в работах [84-86]. Авторы наблюдали за изменением коэффициента деформационного упрочнения $G = \partial\sigma/\partial\varepsilon$ при кратковременном (5-10 с) включении постоянного магнитного поля с индукцией $B = 0,7 \text{ Тл}$, а также импульсного магнитного поля ($B = 7 \text{ Тл}$, $t = 10 \text{ мс}$) при одноосном сжатии монокристаллов NaCl до $\varepsilon = 5\%$, длившемся 10-15 мин.

Эффект разупрочнения был максимальным сразу за пределом текучести, далее плавно затухал при достижении $\varepsilon = 2-3\%$. Наиболее чувствительными к магнитному полю оказались кристаллы NaCl, легированные Ca. Менее чувствительными к действию поля – кристаллы с примесями Eu, In, Mg. МПЭ не наблюдался в кристаллах с примесями Mn и Pb как в опытах с подвижностью индивидуальных дислокаций, так и на макроуровне. Все это указывает на то, что примесные атомы активно участвуют в магниточувствительных процессах на разных уровнях деформирования (микро- и макроуровнях).

В работах [87-90] приведены данные об уменьшении предела текучести в ионных кристаллах в постоянном магнитном поле с $B \approx 1 \text{ Тл}$ до 2,5 раз при разных скоростях деформации.

Также исследовалось влияние слабого магнитного поля на скорость ползучести [62, 91], микротвердость фуллерита [64] и на процессы в полимерах [92].

Авторами [76-81] был показан резонансный характер воздействия перпендикулярных постоянного и СВЧ магнитных полей на макропластическое течение кристаллов NaCl:Ca. В данных экспериментах отслеживалось изменение коэффициента деформационного упрочнения при включении СВЧ-поля (рисунок 1.4).

Образец подвергался действию постоянного магнитного поля в течение всего времени деформирования, что позволило исключить из результата его самостоятельное действие.

Аналогичные результаты получены на тех же кристаллах и при измерении микротвёрдости после 15 мин экспозиции образца в тех же условиях.

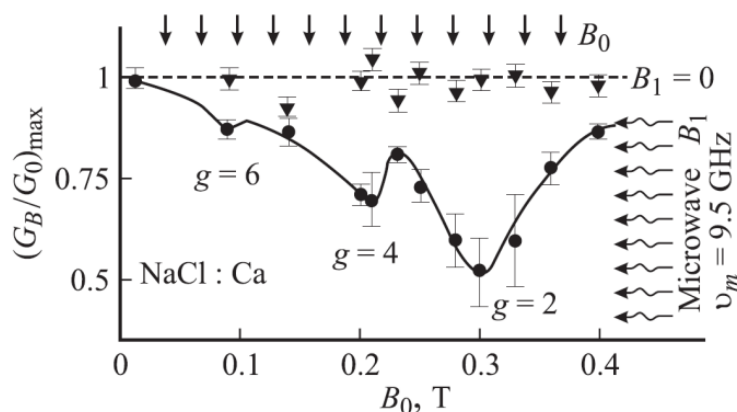


Рисунок 1.4. Резонансное макроразупрочнение в монокристалле NaCl с примесью Ca при активном деформировании и одновременном действии постоянного и скрещенного с ним МП [67].

Было также установлено, что до предела текучести включение СВЧ поля не приводило к изменению диаграммы деформация-напряжение. После достижения предела текучести СВЧ поле изменяло наклон кривой деформирования.

1.4.2. Магнитопластичность при кратковременных нагружениях

Описанные выше макропроявления магнитопластического эффекта наблюдались в условиях статического или квазистатического механического и магнитного воздействий. В серии работ [76-81] исследовалось резонансное воздействие СВЧ и постоянного магнитных полей на процесс статического деформирования.

Представлялось интересным выяснить, сохраняется ли эффект при дальнейшем сокращении времен воздействия в область динамических неравновесных процессов, как это было сделано при исследовании динамики движения отдельных дислокаций [83].

Отметим, что и без усложнения процесса нагружения введением связанных полей, кратковременное динамическое нагружение имеет ряд важных особенностей. В частности, проявляется существенная зависимость механических свойств материалов от скорости деформации, заключающаяся, во-первых, в увеличении в 3-5 раз динамического предела текучести в микросекундном диапазоне нагружений по сравнению со статическим и существенное отличие реальной диаграммы напряжение-деформация от той, которая может быть построена исходя из полученных при квазистатическом нагружении данных. Трудной задачей является выбор критерия отклонения этой диаграммы от линейной зависимости.

В настоящей работе (параграфы 2.3.2 и 2.3.3) описана созданная установка и предложен метод построения динамической диаграммы напряжение-деформация при распространении через образец упругопластической волны микросекундной длительности. В разделе 4.2 проанализирована оценка влияния поля постоянного магнита на распространение такой волны.

Существенный интерес представляет ситуация при которой и механическое и магнитное воздействие являются динамическими. Подвижность индивидуальных дислокаций для такого случая была исследована в [83]. В работе [93] аналогичная постановка эксперимента использована для исследования процесса пластификации кристаллов NaCl при комбинированном воздействии коротких механических и магнитных импульсов.

В данной работе были получены профили давления на тыльной стороне образца после прохождения через него импульса давления, полученного в мишени, подвергавшейся воздействию импульсного электронного пучка. Длительность импульса составляла порядка 10^{-7} с. Помещение образца в камеру из ферромагнитного материала позволило

разделить механическое и магнитное воздействие, а изменение толщины мишени – варьировать время между оказанием этих воздействий.

Была установлена линейная зависимость амплитуды импульса механического напряжения от тока электронного пучка в области для амплитуд, далеких от динамического предела текучести. Обнаружено влияние вихревого магнитного поля, создаваемого пучком, на понижение динамического предела текучести.

По измеренной задержке механического импульса напряжения относительно импульса магнитного поля время открепления дислокаций от парамагнитных центров оценено сверху значением 10^{-6} с.

В разделе 4.1 данной работы рассмотрена математическая модель распространения такого импульса через образец NaCl с парамагнитными центрами. Подробности получения экспериментальных данных, выступающих в данной задаче в качестве начальных и граничных условий, приведены в параграфе 2.3.1. Результаты численного моделирования по данной модели показывают влияние магнитного поля на параметры дислокационной структуры.

Глава 2. Методика и техника эксперимента

Для достижения целей, поставленных в настоящем диссертационном исследовании, был проведен ряд экспериментов, как для изучения прямого динамического воздействия супернизких электромагнитных полей на дислокационную структуру в схеме ЭПР с магнитным полем Земли, так и опосредованного их влияния на процесс динамического деформирования. В данной главе остановимся на основных методических аспектах проделанных экспериментов.

2.1. Исследование микропластичности в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и радиочастотном поле накачки

Как было показано в работах [76, 79, 81, 94], преобразование состояния дефектов можно осуществить не только путем спиновой эволюции в статическом магнитном поле, но и в резонансном режиме в схеме ЭПР, т.е. в скрещенных постоянном и переменном магнитных полях. Частота ν переменного поля \tilde{B} в данном случае должна быть согласована с величиной B постоянного поля условием (1.2). Чаще всего в таком условии фактор Ланде $g \approx 2$.

Было осуществлено наблюдение и систематическое изучение эффекта движения дислокаций в условиях совместного воздействия на образец гармонического переменного магнитного поля и магнитного поля Земли [1, 3, 6, 7]. Для проведения данного исследования была разработана методика, позволившая получить и изучить зависимость среднего дислокационного пробега l от частоты ν поля накачки \tilde{B} для различных вариантов взаимной ориентации скрещенных магнитных полей и образца NaCl.

2.1.1. Установка для создания радиочастотного поля накачки

Для проведения экспериментов по воздействию на кристаллы NaCl скрещенных магнитных полей, поля Земли \mathbf{B}_{Earth} и осциллирующего поля $\mathbf{\tilde{B}}$ переменного тока, была создана установка, блок-схема которой показана на рисунке 2.1. Схематическое устройство камеры, в которую помещался образец, приведено на рисунке 2.2.

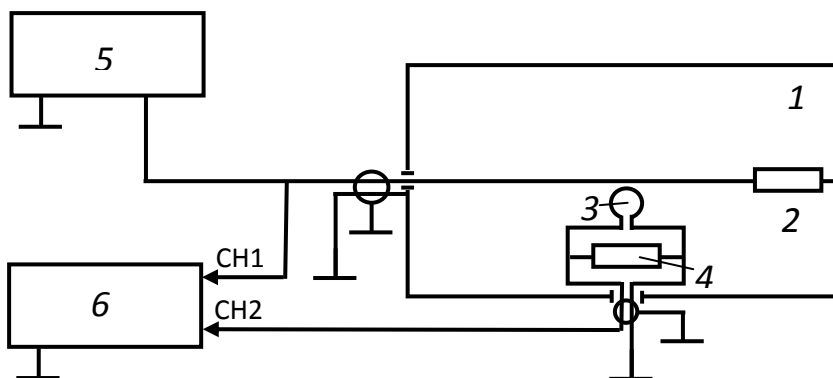


Рисунок 2.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – коаксиальная камера; 2 – сопротивление нагрузки коаксиальной линии, 75 Ом; 3 – индукционный датчик; 4 – сопротивление нагрузки датчика, 50 Ом; 5 – генератор ГЗ-7А; 6 – осциллограф TDS 2012.

От генератора ГЗ-7А переменное напряжение подавалось на рабочую камеру, которая представляет собой отрезок коаксиальной линии длиной 120 мм с внутренним проводником диаметром 2 мм. Наружный диаметр камеры составляет 80 мм. Ее образующая поверхность выполнена в виде набора параллельных проводников. Две торцевые стенки камеры – сплошные. В одной из них имеется коаксиальный разъем, через который синусоидальный сигнал от генератора подается на центральный провод, замыкающийся на корпус камеры через волновое сопротивление нагрузки $R_l = 75 \text{ Ом}$. Камера закреплена в поворотной обойме, что позволяет свободно задавать ориентацию магнитных полей в месте постановки образца. Для исключения влияния на образец

магнитного поля Земли в процессе экспериментов также использовалась выполненная из ферромагнитного материала контрольная камера, аналогичная рабочей по форме и размерам.

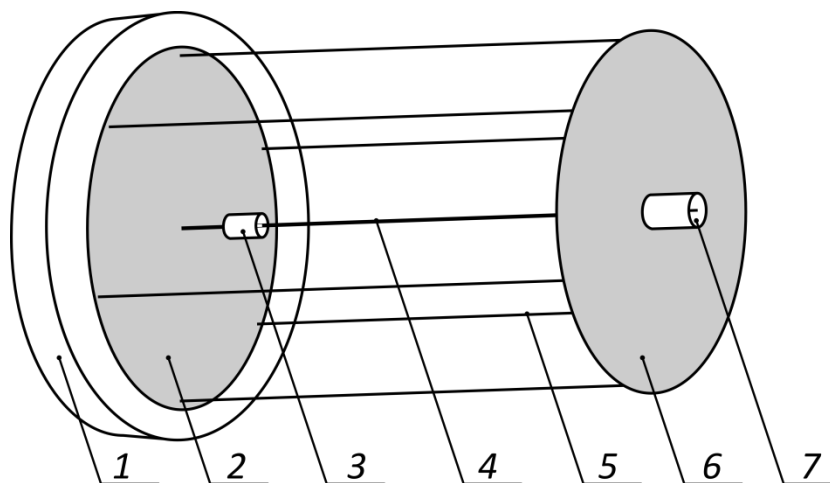


Рисунок 2.2. Схематическое устройство рабочей камеры

1 – поворотная облойка, 2 – задняя стенка камеры, 3 – сопротивление нагрузки коаксиальной линии, 4 – центральный провод, 5 – образующая поверхность из параллельных проводников, 6 – передняя стенка камеры, 7 – разъем для подключения генератора.

Магнитное поле накачки \tilde{B} индуцировалось переменным током $I = \frac{U}{R_1}$, который протекает по центральному проводу коаксиальной линии от генератора ГЗ-7А. Амплитуда переменного синусоидального напряжения U_m могла варьироваться в пределах от 0 до 30 В, а его частота изменялась в диапазоне 0,9 – 3,7 МГц.

В процессе экспериментов форма сигнала $U(t)$ и его амплитуда U_m контролировались с помощью цифрового двухканального осциллографа Tektronix TDS 2012 (первый канал – $CH1$). Одновременно снималась осциллограмма переменного магнитного поля с помощью датчика, представлявшего собой кольцевой виток провода, замкнутого на

сопротивление нагрузки $R_2 = 50 \text{ Ом}$, падение напряжения на котором измерялось тем же осциллографом (второй канал – CH2). Плоскость витка была перпендикулярна вектору магнитного поля $\tilde{\mathbf{B}}$. Характерные осциллограммы сигналов напряжения $U(t)$ и магнитной индукции $\tilde{B}(t)$ показаны на рисунке 2.3. Измеренная амплитуда поля накачки \tilde{B}_m согласуется с известной формулой

$$\tilde{B}_m = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2U_m}{R_1 h},$$

где μ_0 - магнитная постоянная, h - расстояние от оси проводника до образца.

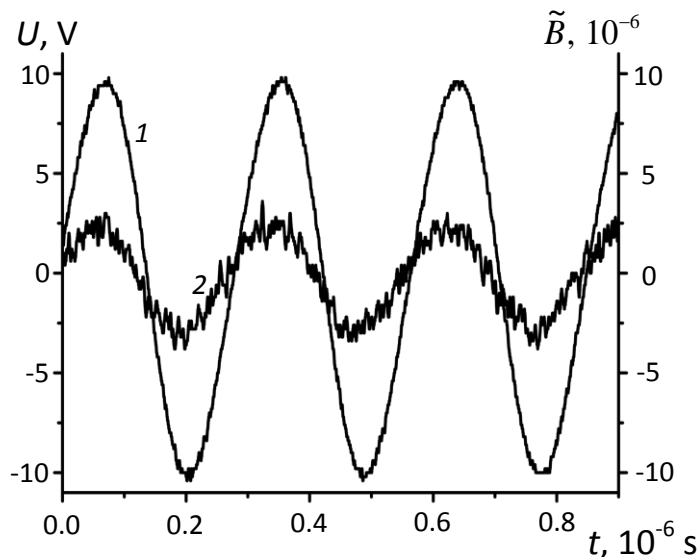


Рисунок 2.3. Характерные осциллограммы синусоидального напряжения $U(t)$ (1) генератора сигналов и индукции переменного магнитного поля $\tilde{B}(t)$ (2).

Образец NaCl помещался в специальное «гнездо», установленное на витке датчика магнитного поля. Во всех опытах он находился на одном и том же расстоянии $h = 10 \text{ мм}$ от оси центрального провода, но его

ориентация относительно магнитного поля Земли \mathbf{V}_{Earth} и переменного поля накачки $\tilde{\mathbf{V}}$ могла изменяться.

2.1.2. Измерение магнитного поля Земли в месте постановки образца

Измерение горизонтальной и вертикальной компонент магнитного поля Земли \mathbf{V}_{Earth} производилось в месте постановки образца NaCl в камере с помощью выносного зонда феррозондового магнетометра ПРОМ-2М. Значения этих компонент геомагнитного поля составили, соответственно:

$$B_{Earth}^{\leftarrow} = 45 \pm 6 \text{ мкТл}, \quad (2.1)$$

$$B_{Earth}^{\downarrow} = 108 \pm 6 \text{ мкТл}. \quad (2.2)$$

Полный вектор индукции магнитного поля Земли отдельно не измерялся. Судя по найденным компонентам (2.1) и (2.2), величина и направление (угол φ с вертикалью) вектора \mathbf{V}_{Earth} могут быть оценены значениями $B_{Earth} \approx 117 \text{ мкТл}$, $\varphi \approx 22,5^\circ$ (рисунок 2.4).

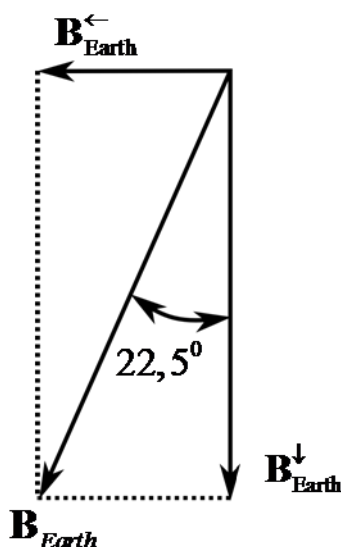


Рисунок 2.4. Вертикальная и горизонтальная компоненты магнитного поля Земли.

Расхождение измеренных значений с известными геофизическими данными для магнитного поля Земли в районе Санкт-Петербурга объясняются наличием в лаборатории собственного магнитного фона от ферромагнитных объектов. Стабильность такого фона во времени позволяет принять его частью постоянного магнитного поля, используемого в реализованной схеме ЭПР. Погрешности в (2.1) и (2.2) включают также и временной разброс этих величин из-за неизбежных колебаний магнитного фона в лаборатории с учетом другой научной деятельности.

2.1.3. Схема проведения экспериментов

На рисунке 2.5 показан поперечный разрез камеры с поставленным внутри нее образцом для использовавшихся вариантов взаимной ориентации образца и скрещенных полей.

Опыты проводились на хорошо отожженных образцах, выколотых из одного куска выращенного на Никольском заводе кристалла NaCl с суммарной концентрацией примесей не превышающей 10 ppm. Примерные размеры образцов составляли 2×3×6 мм. Ориентация граней отвечала плоскостям спайности {100}.

Непосредственно перед опытом в образец легким ударом вводились свежие дислокации с плотностью $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ того же порядка, что и исходная плотность состаренных дислокаций. Преимущественно это были краевые дислокации, на которых строились все измерения. По нашим данным, введенные дислокации были в основном прямолинейными, а их направления \mathbf{L} были примерно ортогональными граням образца, т.е. $\mathbf{L} \parallel \langle 100 \rangle$. На рисунке 2.6 схематически показан образец в виде параллелепипеда с ребрами, направленными вдоль единичных векторов \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} . Во всех случаях образец ориентировался так, чтобы его грань $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ была параллельна паре векторов $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и $\tilde{\mathbf{V}}$. При этом мы следили за

перемещениями дислокаций **a**-типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$) и **b**-типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$), выходящих на боковые грани, соответственно $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ и $\{\mathbf{a}, \mathbf{c}\}$.

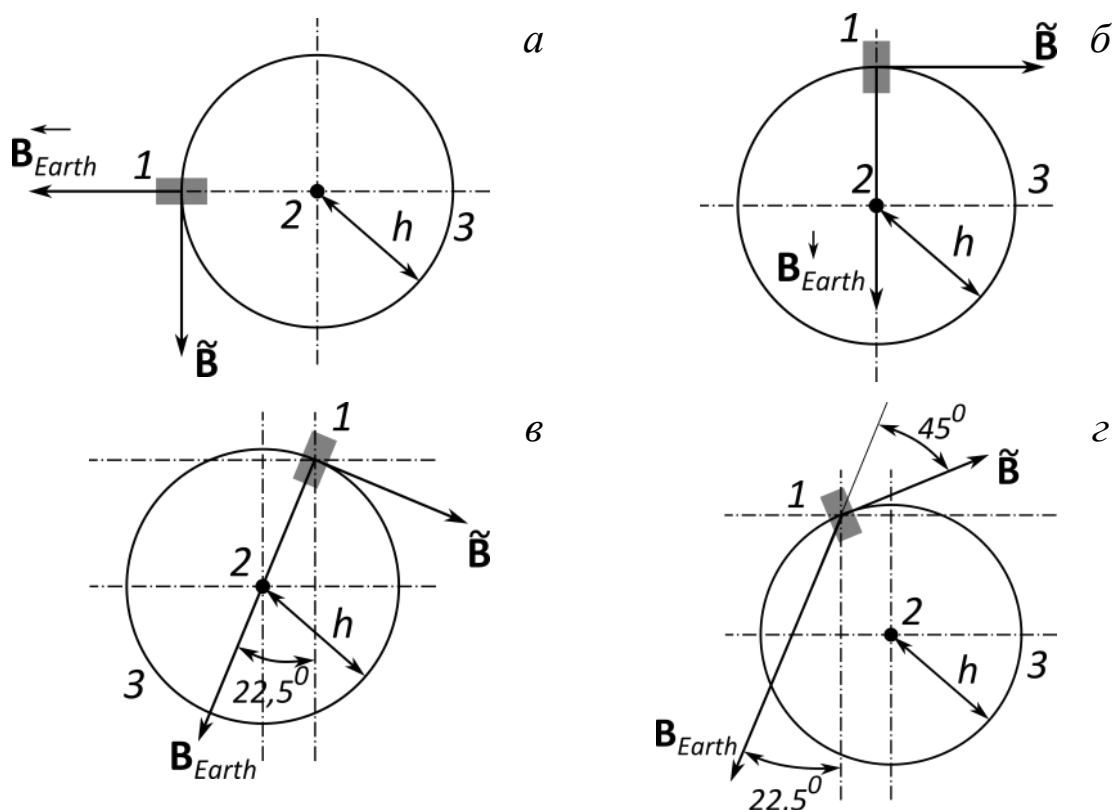


Рисунок 2.5. Схемы взаимного расположения образца 1 и центрального провода 2 коаксиальной линии по отношению к векторам магнитного поля Земли \mathbf{V}_{Earth} и осциллирующего поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ с силовой линией 3 для ориентаций, использованных в опытах: а – горизонтальная составляющая магнитного поля Земли перпендикулярна полю накачки; б – вектор вертикальной составляющей поля Земли перпендикулярен вектору поля накачки; в – вектор полного поля Земли перпендикулярен вектору поля накачки; г – угол между векторами полного поля Земли и поля накачки составляет 45° .

Начальные и конечные положения дислокаций фиксировались с помощью химического травления поверхностей образца до и после его экспозиции в скрещенных магнитных полях \mathbf{V}_{Earth} и $\tilde{\mathbf{B}}$ (в отсутствие других воздействий). По смещению ямок травления строились

гистограммы дислокационных пробегов, и находился их средний пробег l , отвечающий заданным условиям экспозиции.

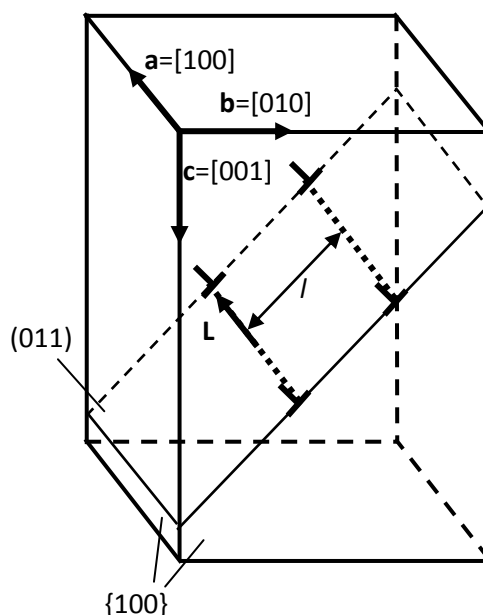


Рисунок 2.6. Схематическое изображение ориентации образца и перемещения l краевой дислокации ($L \parallel a$) в плоскости скольжения (011) .

Следует отметить, что травление само по себе вызывает небольшой фоновый средний пробег $l_0 \approx 12$ мкм, связанный с вытравливанием приповерхностных стопоров. Однако изучавшиеся в работе эффекты приводили к перемещениям l , как правило, значительно превышающим уровень фона l_0 .

2.2. Исследование микропластичности в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и импульсном поле накачки

Первое случайное наблюдение резонансных перемещений дислокаций в условиях ЭПР в магнитном поле Земли и импульсном поле накачки впервые состоялось в 1985 г. и было описано много лет спустя в работе [83]. Роль переменного поля накачки в данном случае играло

сопутствующее электромагнитное поле электронного пучка или лазерного импульса, которыми оказывалось механическое воздействие на образец. При этом движение дислокаций сохранялось даже при изоляции образца от механического воздействия.

Для воспроизведения и систематического изучения импульсного дислокационного ЭПР была создана установка [5], позволяющая генерировать импульсное магнитное поле с импульсами прямоугольной формы с возможностью регулировки их длительности и амплитуды. Одновременно данная методика является развитием описанного выше метода резонансной подвижности дислокаций в магнитном поле Земли под действием радиочастотного поля накачки.

2.2.1. Установка для создания импульсного поля накачки

Блок-схема и схематическое устройство установки приведены на рисунках 2.7 и 2.8. Электрическая схема установки представляет собой последовательный $L-R$ контур.

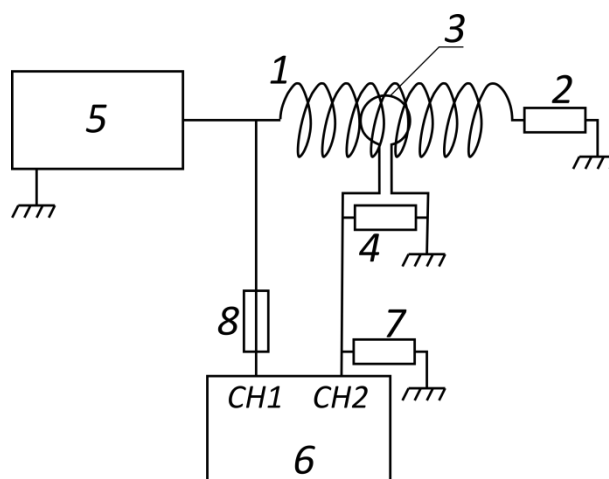


Рисунок 2.7. Блок-схема установки для исследования воздействия импульсного магнитного поля.

1 – катушка; 2 – сопротивление нагрузки, $R_1 = 4,3 \text{ кОм}$; 3 – индукционный датчик; 4 – сопротивление нагрузки датчика, $R_2 = 50 \text{ Ом}$; 5 – генератор Г5-63; 6 – осциллограф TDS 2012; 7 – согласующее сопротивление, 50 Ом ; 8 – щуп осциллографа, ослабление 1:10.

Магнитное поле накачки \mathbf{B}_{sol} создавалось в катушке импульсным током. От генератора Г5-63 импульс напряжения прямоугольной формы подавался на катушку с индуктивностью $L = 70 \text{ мкГн}$, состоящую из $N = 106$ витков диаметром $d = 26 \text{ мм}$. Длина катушки составляет $l = 123 \text{ мм}$. Катушка заземлена через сопротивление нагрузки $R_1 = 4,3 \text{ кОм}$. Такой выбор сопротивления нагрузки и индуктивности обеспечивает прохождение импульса тока через установку без внесения значительных искажений. Импульс напряжения имел амплитуду от 16 до 70 В и длительность 500-570 нс. Генератор был настроен на однократный запуск, чтобы на образец воздействовал одиночный импульс.

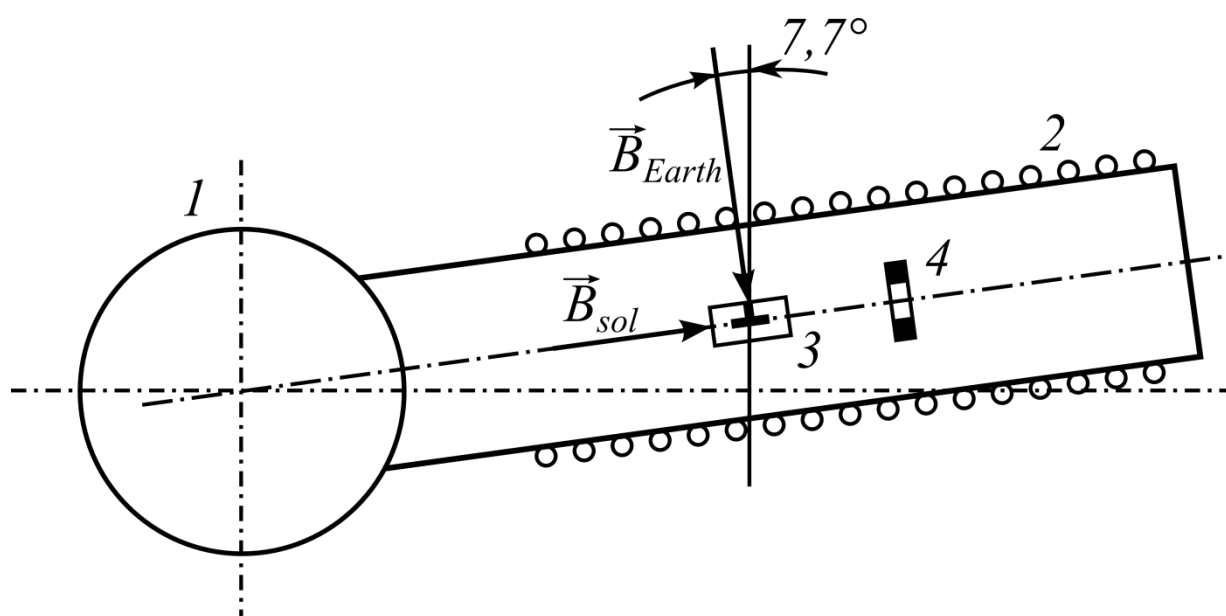


Рисунок 2.8. Схема установки образца NaCl в соленоид.

1 – поворотное устройство; 2 – соленоид; 3 – образец; 4 – измеритель индукции МП соленоида; \mathbf{B}_{sol} – вектор магнитного поля соленоида; \mathbf{B}_{Earth} – вектор магнитного поля Земли; \perp – линия дислокации.

Катушка свободно надевается на сердечник из диэлектрического материала, в котором выполнено гнездо для установки образца.

Поворотное устройство позволяет располагать ось катушки под произвольным углом к горизонту.

В процессе экспериментов форма сигнала $U(t)$ и его амплитуда U_m контролировались с помощью цифрового двухканального осциллографа Tektronix TDS 2012 (первый канал – $CH1$). Одновременно на второй канал ($CH2$) осциллографа подавался сигнал с датчика индукции импульсного магнитного поля, представлявшего собой кольцевой виток провода диаметром 10 мм, замкнутый на сопротивление нагрузки $R_2 = 50 \text{ Ом}$. Виток был расположен в среднем сечении катушки параллельно ему, таким образом, плоскость витка была перпендикулярна вектору магнитного поля \mathbf{B}_{sol} . Снимок экрана осциллографа с характерными осциллограммами импульсного напряжения и сигнала с датчика приведен на рисунке 2.9.

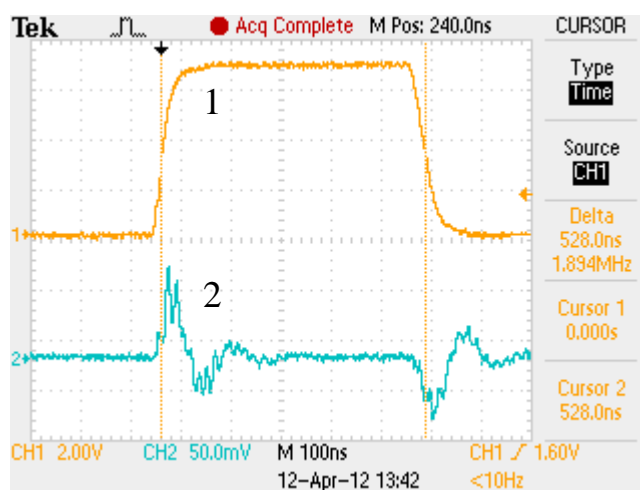


Рисунок 2.9. Снимок экрана осциллографа с характерными осциллограммами импульсного напряжения $U(t)$ (1) и индукции переменного магнитного поля $B_{sol}(t)$ (2); масштабы: по оси времени – 100 нс/дел, по оси амплитуд: 1 – 20 В/дел, 2 – условные единицы.

Образец NaCl помещался в специальное гнездо в сердечнике катушки, что обеспечивало его нахождение в области однородного

магнитного поля, вектор индукции \mathbf{B}_{sol} которого параллелен оси катушки.

Данная установка была смонтирована в том же месте, что и описанная выше установка для исследования влияния осциллирующего поля. Измеренные аналогичным способом компоненты магнитного поля Земли составили соответственно

$$B_{Earth}^{\leftarrow} = 8,8 \pm 0,6 \text{ мкТл} \qquad B_{Earth}^{\downarrow} = 65,5 \pm 0,6 \text{ мкТл}.$$

Оценки полного магнитного поля Земли и его угла наклона составляют:

$$B_{Earth} \approx 66,1 \text{ мкТл} \qquad \varphi \approx 7,7^{\circ}. \qquad (2.3)$$

На рисунке 2.10 показана взаимная ориентация образца и магнитных полей для разных условий опыта.

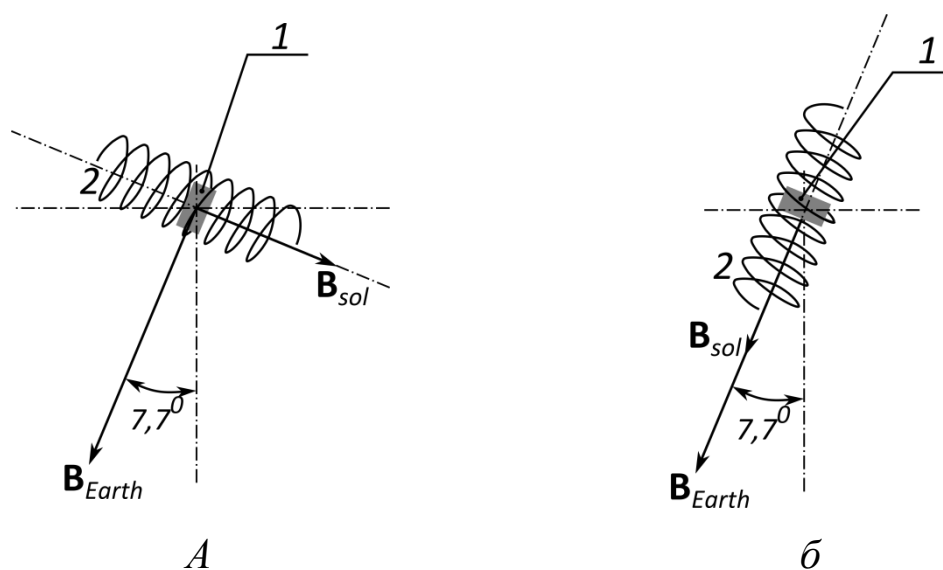


Рисунок 2.10. Схема расположения образца 1, и катушки 2 по отношению к вектору магнитного поля Земли \mathbf{B}_{Earth} : а – $\mathbf{B}_{Earth} \perp \mathbf{B}_{sol}$; б – $\mathbf{B}_{Earth} \parallel \mathbf{B}_{sol}$.

Линия исследуемых краевых дислокаций направлена перпендикулярно плоскости рисунка.

В большинстве экспериментов соленоид устанавливался так, чтобы вектора полного магнитного поля Земли и магнитного поля соленоида были перпендикулярны ($\mathbf{B}_{\text{Earth}} \perp \mathbf{B}_{\text{sol}}$), а исследуемые краевые дислокации были ортогональны обоим этим векторам. Кроме того, проводились опыты, в которых вектора магнитных полей были параллельны.

При проведении экспериментов использовались кристаллы NaCl, выращенные в Институте физики и оптики (Будапешт, Венгрия), с примесью кальция концентрацией 0.5 ppm. Образцы приготавливались в виде параллелепипедов с примерными размерами 3×3×5 мм, выколотыми по плоскостям спайности {100}. Методика работы с образцами в целом не отличалась от случая радиочастотного поля. Фоновый пробег составил величину $l_0 \approx 12$ мкм.

2.2.2. Индукция импульса магнитного поля

В то время, как при работе с описанной выше установкой, используемой в экспериментах с осциллирующим магнитным полем, электрические и магнитные параметры либо измерялись непосредственно, либо вычислялись подстановкой измеренных значений в известные формулы, определение параметров импульса тока, подаваемого на установку, для получения импульса магнитного поля с требуемыми характеристиками нуждается в некоторых дополнительных рассуждениях.

Свяжем индукцию импульса магнитного поля с импульсным напряжением, подаваемым на установку. Индукция магнитного поля соленоида определяется формулой

$$B = \mu_0 \cdot n \cdot i, \quad (2.4)$$

где μ_0 - магнитная постоянная; $n = \frac{N}{l}$ - число витков на единицу длины, определяется геометрическими параметрами катушки; i - ток через катушку.

Определим ток, протекающий через входящую в состав установки катушку при подаче на установку импульса напряжения

$$U(t) = \begin{cases} U_0, & t \in [0; \tau) \\ 0, & t \notin [0; \tau) \end{cases}, \quad (2.5)$$

где τ – длительность импульса.

Для этого исследуем RL контур, составляющий основу установки. Схема контура представлена на рисунке 2.11.

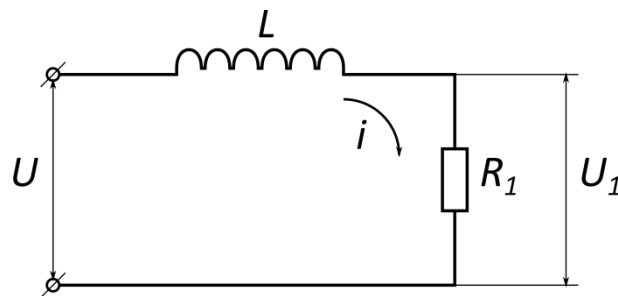


Рисунок 2.11. Схема RL контура установки.

Составим уравнение Кирхгофа для данной схемы:

$$U_L + U_{R_1} = U(t).$$

В данном уравнении $U_L = L \frac{di}{dt}$ – падение напряжения на катушке;

$U_{R_1} = R_1 i$ – падение напряжения на сопротивлении. Таким образом, при подстановке выражений для падений напряжений, окончательно уравнение принимает вид

$$L \frac{di}{dt} + R_1 i = U(t). \quad (2.6)$$

Решение данного уравнения с правой частью (2.5) может быть выполнено с помощью построения интеграла наложения либо численно.

Для построения интеграла наложения [95], рассмотрим контур как четырёхполюсник, выход которого подключен к полюсам резистора R_1

(падение напряжения U_l на рисунке 2.11). Интеграл наложения представляется в форме интеграла Дюамеля с учетом вида функции $U(t)$:

$$U_1(t) = U(0)h(t) + \int_0^t \dot{U}(x)h(t-x)dx = \\ = U(0)h(t) + \int_0^{\tau-0} \dot{U}(x)h(t-x)dx + (-U_0)h(t-\tau) + \int_{\tau+0}^t \dot{U}(x)h(t-x)dx,$$

где $h(t) = 1 - e^{-\frac{R_1 t}{L}} = 1 - e^{-\frac{t}{z}}$ – переходная характеристика цепи, т.е. реакция рассматриваемой цепи на действие единичного напряжения; $z = \frac{L}{R_1}$ – постоянная времени контура, для рассматриваемого контура $z = 1,6 \cdot 10^{-8}$ с.

Вычисляя интеграл, получим:

$$U_1(t) = \begin{cases} U(0)h(t), & 0 \leq t \leq \tau \\ U(0)h(t) - U_0 h(t-\tau), & t > \tau \end{cases}, \quad (2.7)$$

и при подстановке значения $h(t)$:

$$U_1(t) = \begin{cases} U_0(1 - e^{-\frac{t}{z}}), & 0 \leq t \leq \tau \\ U_0(1 - e^{-\frac{\tau}{z}})e^{-\frac{t-\tau}{z}}, & t > \tau \end{cases}, \quad (2.8)$$

В соответствии с законом Ома ток в контуре будет определяться по формуле:

$$i(t) = \begin{cases} \frac{U_0}{R_1}(1 - e^{-\frac{t}{z}}), & 0 \leq t \leq \tau \\ \frac{U_0}{R_1}(1 - e^{-\frac{\tau}{z}})e^{-\frac{t-\tau}{z}}, & t > \tau \end{cases}, \quad (2.9)$$

Отметим, $h(t) \approx 1$ если $t \gg z$ (т.к. $\lim_{x \rightarrow \infty} (1 - e^{-x}) = 1$, где $x = \frac{t}{z}$, $z = const$). При заданных параметрах контура это реализуется для

$t > t_+ = 10^{-7} \text{ с} = 100 \text{ нс}$. Таким образом, уже для длительности подаваемого импульса 500-600 нс с учетом того, что $h(t) = \frac{U_1(t)}{U(t)}$, $0 < t < \tau$ получим $\max(U_1(t)) \approx U_0$. Аналогично быстрый спад импульса при $t > \tau$ обеспечивает почти прямоугольную форму импульса тока в данном контуре с шириной на полувысоте, равной длительности подаваемого импульса.

Следовательно, амплитуда индукции импульса магнитного поля в катушке может в соответствии с (2.4) быть приблизительно вычислена как

$$B_0 \approx \mu_0 n \frac{U_0}{R_1} . \quad (2.10)$$

И при заданных параметрах контура и максимальной амплитуде импульса напряжения от генератора составляет 17,6 мкТл.

2.3. Исследование влияния магнитного поля на параметры деформирования кристаллов NaCl под действием динамической нагрузки

Интересным представляется исследование поведения кристаллов при комбинированном воздействии коротких механических и магнитных импульсов с точки зрения влияния магнитного поля на параметры дислокационной структуры материалов и через них на распространение коротких механических импульсов. Для проведения исследований в данном направлении нами использовались установки на основе электронного пучка и магнитоимпульсного метода генерации механической волны.

2.3.1. Применение электронного пучка для генерации кратковременных механических импульсов

Для получения начальных и граничных условий при численном моделировании движения среды под действием высокоскоростного нагружения в присутствии импульсного магнитного поля проводились эксперименты на установке генератора коротких высоковольтных импульсов (ГКВИ-300) [2]. Численное моделирование осуществлялось с целью выявления для конкретного материала (кристаллов NaCl) и конкретных условий нагружения таких параметров дислокационной структуры, которые ответственны за изменение функции релаксации при воздействии магнитного поля. Производилось возбуждение импульса механического напряжения в алюминиевой мишени с помощью мощного импульсного электронного пучка. Далее механический импульс передавался в исследуемый образец NaCl. Акустический контакт исследуемых образцов со свободной поверхностью алюминиевой мишени обеспечивался с помощью тонкого слоя силиконового масла. Алюминиевая мишень представляла собой диск диаметром 33 мм и толщиной 2,5 мм. Образцы NaCl размером 6×6×1,5 мм были выколоты по плоскости спайности. Измерение механического напряжения осуществлялось с помощью пьезодатчика титана бария [97] как на передней, так и на тыльной границах образцов.

Импульсное магнитное поле инициировалось пучком электронов в момент проведения опытов. Осциллограмма импульса индукции магнитного поля приведена на рисунке 2.12. Причем имелась возможность экранировки магнитного поля путем помещения образцов в камеру из ферромагнитного материала. Методика проведения экспериментов описана в работе [83]. Опыты проводились при двух различных значениях энергии электронного пучка (два случая нагружения). Для каждого значения энергии снимались три зависимости напряжения от времени: импульс напряжения на передней границе образца и на тыльной поверхности с магнитным полем и без него.

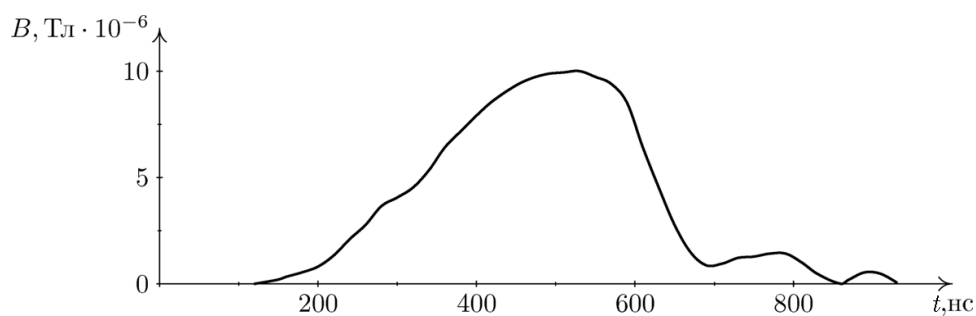


Рисунок 2.12. Осциллограмма импульса индукции магнитного поля.

На рисунке 2.13 приведены профили напряжения на передней границе образца, а на рисунке 2.14 – на тыльной поверхности для первого случая нагружения. Рисунок 2.15 иллюстрирует подобные профили напряжения для второго случая нагружения.

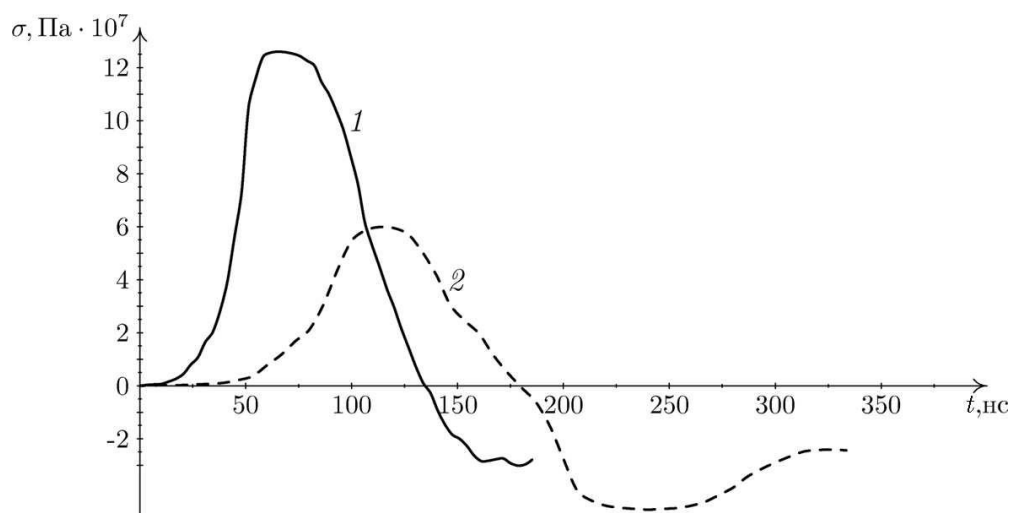


Рисунок 2.13. Профили напряжения на передней границе образца для первого (1) и второго (2) случаев нагружения.

Для обоих случаев нагружения входящие в образец NaCl импульсы напряжения являются одноволновыми (упругими) (см. рисунок 2.13). Прошедший через образец импульс напряжения в первом случае (большая амплитуда) является уже упругопластическим без магнитного поля (рисунок 2.14). Магнитное поле понижает предел текучести

(уменьшает амплитуду упругого предвестника) и понижает амплитуду всего импульса, что иллюстрирует рисунок 2.14.

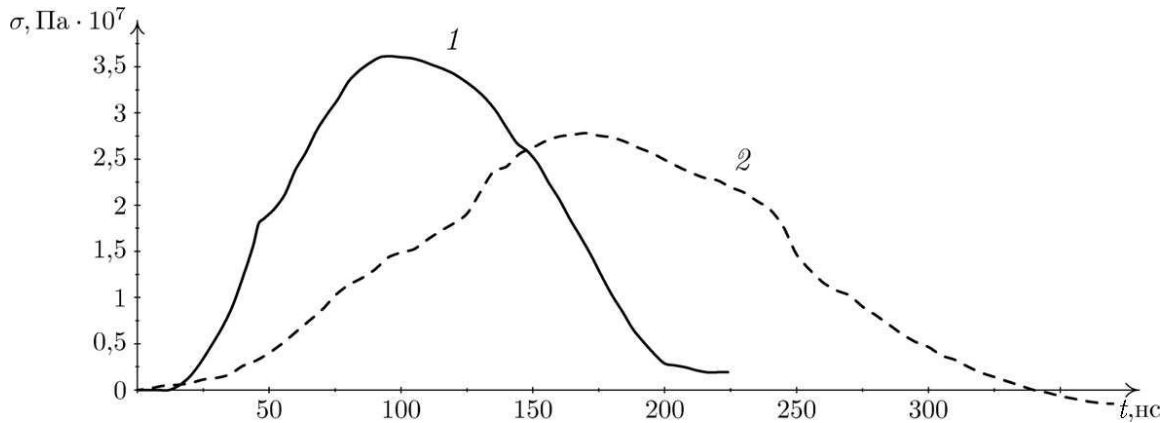


Рисунок 2.14. Профиль напряжения на тыльной поверхности для первого случая нагружения, 1 – без магнитного поля, 2 – с полем.

Во втором случае нагружения (импульс пониженной амплитуды) прошедший через образец импульс является упругим без магнитного поля и упругопластическим при его воздействии (рисунок 2.15).

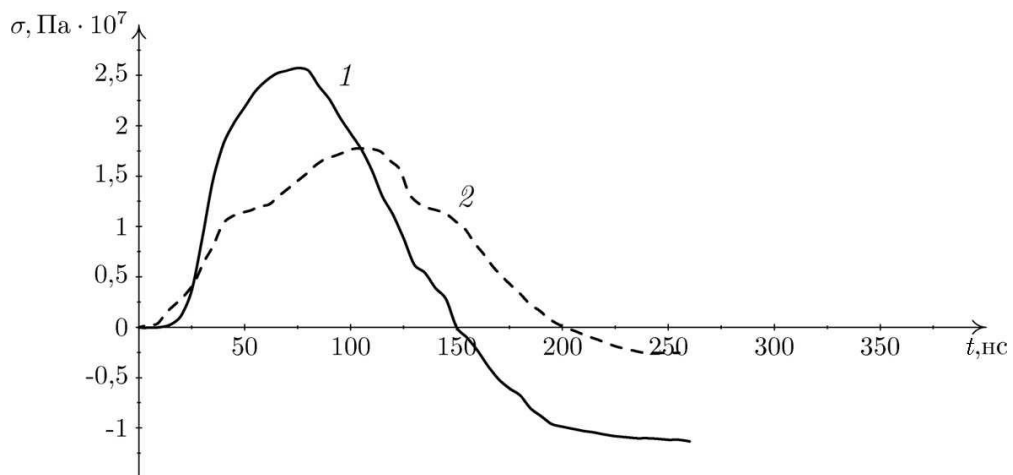


Рисунок 2.15. Профиль напряжения на тыльной поверхности для второго случая нагружения, 1 – без магнитного поля, 2 – с полем.

Данное обстоятельство указывает на то, что магнитное поле существенно понизило предел текучести образца и он уже стал двухволновым (упругопластическим).

2.3.2. Магнитоимпульсный метод возбуждения механического импульса напряжения в плоской пластине

При проведении экспериментов по импульсному нагружению кристаллов NaCl использовалась модифицированная установка [98, 99], где нагружение происходит посредством импульсного преобразователя электромагнитно-индукционного типа. Преобразователь генерирует в алюминиевой пластине диаметром 100 мм и толщиной 4 мм механический импульс напряжения, который прикладывается к кристаллу [4, 8, 9].

Схема и общий вид установки приведены на рисунках 2.16 и 2.17, соответственно.

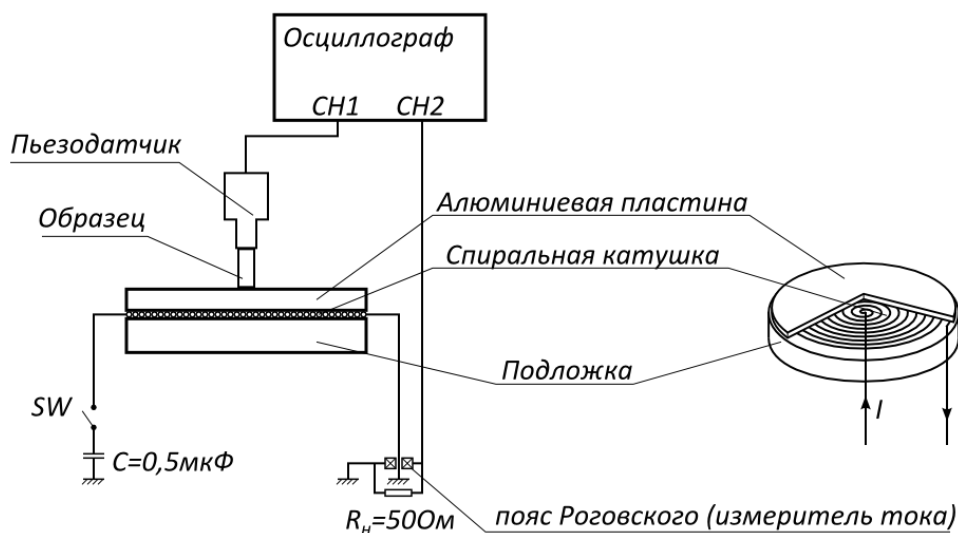


Рисунок 2.16. Схема установки.

Образец располагается непосредственно между поверхностью алюминиевой пластины и торцом алюминиевого звукопровода (стержня) пьезодатчика. Импульс тока, проходящий от высоковольтного электрода

заряженного конденсатора через спиральную катушку на корпус, измеряется поясом Роговского, сигнал с которого подаётся на один из каналов цифрового запоминающего осциллографа.

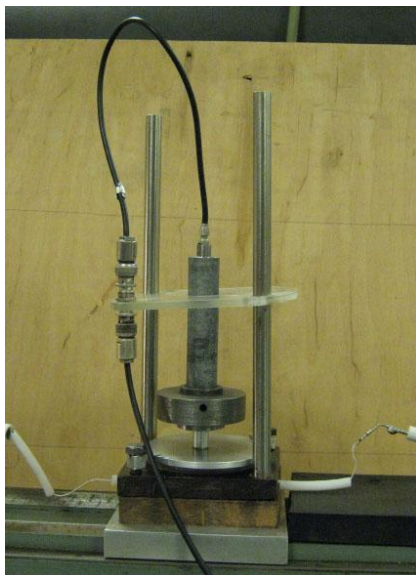


Рисунок 2.17. Внешний вид установки

Конденсатор емкостью $0,5 \text{ мкФ}$ заряжался от источника питания до напряжений от 12 до 26 кВ. Разряд конденсатора осуществлялся с помощью безинерционного выключателя (разрядника).

Электрический сигнал с пьезодатчика, измеряющего механический импульс напряжения, поступает на другой канал того же осциллографа. Генератор импульса механического напряжения состоит из спиральной катушки, приклеенной к подложке из оргстекла, и алюминиевой пластины. Когда по спиральной катушке проходит ток, электромагнитная сила возбуждает в алюминиевой пластинке механический импульс давления. От пластины этот импульс передаётся на кристалл и далее по алюминиевому звукопроводу на плёночный пьезодатчик.

Опишем механизм возникновения электромагнитной силы и порождаемого этой силой механического импульса напряжения.

Электромагнитная сила, действующая на пластину электромагнитного индукционного преобразователя, уравнивается силой инерции пластины и объёмными силами согласно 2-му закону Ньютона

$$M\ddot{\xi} = F - f, \quad (2.11)$$

где M – масса пластины, ξ – смещение пластины, F – электромагнитная сила, f – объёмные силы (в данном случае – сила тяжести, действующая на пластину).

Электромагнитная сила выражается через энергию магнитного поля системы W (энергия спиральной катушки плюс алюминиевой пластины)

$$F = \frac{dW}{d\xi}.$$

Энергия магнитного поля W определяется через индуктивность рассматриваемой системы L

$$W = \frac{L \cdot i^2}{2}, \quad (2.12)$$

где i – разрядный ток через спиральную катушку.

Индуктивность системы состоит из собственной индуктивности катушки L_k и индуктивности рассеяния (индуктивность, вносимая составляющей магнитного поля, перпендикулярной оси катушки)

$$L = L_k + L_s.$$

Так как индуктивность катушки L_k не даёт вклада в электромагнитную силу, то далее её рассматривать не будем. Тогда электромагнитная сила запишется в виде

$$F = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial L_s}{\partial \xi} \right) \cdot i^2. \quad (2.13)$$

Из выражений (2.11) и (2.13) без учета объёмных сил f следует

$$M \ddot{\xi} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial L_s}{\partial \xi} \right) \cdot i^2. \quad (2.14)$$

Для данной системы считаем производную $\frac{\partial L_s}{\partial \xi}$ величиной постоянной, поэтому ускорение пластины $\ddot{\xi}$ будет пропорционально квадрату разрядного тока i . Тем самым, согласно выражению (2.12), $\ddot{\xi}$ пропорционально энергии W . С другой стороны эта энергия определяется энергией заряженного конденсатора

$$W = \frac{CU^2}{2},$$

где C – ёмкость конденсатора, U – напряжение заряда конденсатора.

Известно, что ускорение поверхности смещения пропорционально деформации, с одной стороны. С другой стороны, как это видно из выражений (2.12) и (2.14), и ускорение, и энергия пропорциональны квадрату тока. Следовательно, они линейно связаны друг с другом и с деформацией. Таким образом, деформация и энергия связаны линейно.

Полученные в процессе эксперимента осциллограммы тока в катушке и импульса давления с пьезодатчика приведены на рисунке 2.18.

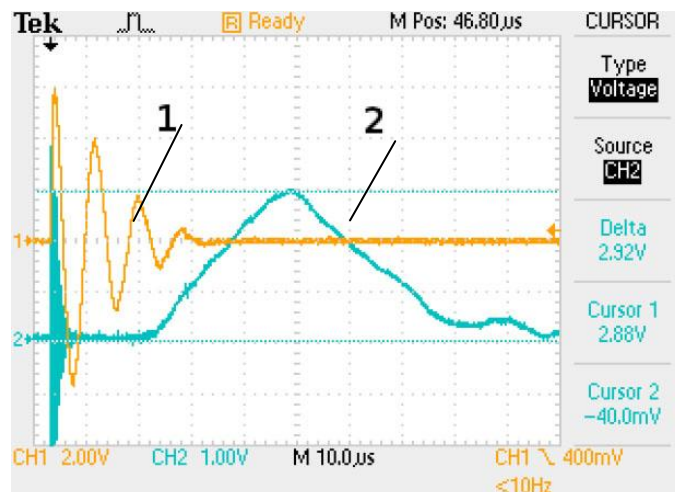


Рисунок 2.18. Осциллограммы тока в спиральной катушке (1) и импульс давления в образце (2).

2.3.3. Построение динамической диаграммы напряжение-деформация

Данные об изменении амплитуды импульса давления при его прохождении через образец в дальнейшем использовались для построения динамической кривой напряжение-деформация по приведенному ниже методу.

Метод основывается на полученной в эксперименте зависимости амплитуды импульса напряжения в образце, регистрируемого пьезопреобразователем, от энергии заряженного конденсатора [4]. Переход от энергии к деформации базируется на линейной зависимости этих параметров, о чём говорилось выше.

Основная идея метода заключается в том, что при определённой амплитуде генерируемого в алюминиевой пластине механического импульса напряжения он является упругим в алюминии, а в кристалле NaCl уже упругопластическим. Здесь важно согласовать передачу импульса через границы Al – NaCl и NaCl – Al, опираясь на фундаментальные законы акустики ([100]) – во-первых, условие равенства давлений по обе стороны границы (закон сохранения импульса); во-вторых, условие равенства массовых скоростей на границе (закон неразрывности среды).

При построении диаграммы ($\sigma - \varepsilon$) для NaCl мы будем использовать известную схему Прандтля, т.е. аппроксимацию диаграммы двумя отрезками прямых.

Приведём алгоритм построения диаграммы ($\sigma - \varepsilon$) для конкретного примера описанной выше экспериментальной установки и образца кристалла NaCl в виде прямоугольной пластинки размером $8 \times 5 \times 4 \text{ мм}^3$, выколотой по плоскости спайности. Образец широкими гранями $8 \times 5 \text{ мм}^2$ контактировал через слой силиконового масла с алюминиевой пластиной генератора импульса и торцом алюминиевого звукопровода пьезодатчика.

Алгоритм построения диаграммы ($\sigma - \varepsilon$) следующий:

1) По данным эксперимента строим зависимость амплитуды импульса механического напряжения от энергии заряженного конденсатора $\sigma(W)$. Устанавливаем связь энергии с деформацией. С одной стороны, как было сказано ранее, энергия линейно связана с деформацией $W = k\varepsilon$, с другой – $\sigma = \rho c^2 \varepsilon$ на упругой части диаграммы $\sigma - \varepsilon$. Тогда $k = \frac{W}{\varepsilon} = \frac{\rho c^2}{\sigma/W}$, где $\frac{\sigma}{W} = \operatorname{tg} \alpha$, α – угол наклона упругой части диаграммы $\sigma - \varepsilon$ к оси W или ε . Таким образом может быть построена зависимость $\sigma(\varepsilon)$. На рисунке 2.19 (кривая 1) эта диаграмма приведена для следующих параметров эксперимента:

$$\rho_{Al} = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad c_{Al} = 6,3 \cdot 10^3 \text{ м/с}, \quad k = 10^6 \text{ Дж}.$$

Отметим, что диаграмма имеет перегиб, появление которого связано с пластической деформацией в образце NaCl.

2) Находим коэффициент передачи напряжения из Al в NaCl в упругой области деформирования: $\alpha = \frac{\sigma_{NaCl}}{\sigma_{Al}} = \frac{2\rho_{NaCl} \cdot c_{NaCl}}{\rho_{NaCl}c_{NaCl} + \rho_{Al}c_{Al}} = 0,764$ (выражение следует из закона сохранения импульса и закона неразрывности среды [100]). В приведённом выражении $\rho_{NaCl} = 2,2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c_{NaCl} = 4,78 \cdot 10^3 \text{ м/с}$.

$$\text{Таким образом, } \sigma_{NaCl} = 0,764\sigma_{Al}.$$

3) Находим соотношение между деформациями в NaCl и Al в упругой области:

$$\alpha = \frac{\sigma_{NaCl}}{\sigma_{Al}} = \frac{(\rho c^2)_{NaCl} \cdot \varepsilon_{NaCl}}{(\rho c^2)_{Al} \cdot \varepsilon_{Al}},$$

откуда следует

$$\varepsilon_{NaCl} = \frac{(\rho c^2)_{Al} \cdot \varepsilon_{Al}}{(\rho c^2)_{NaCl}} = 1,63\varepsilon_{Al}.$$

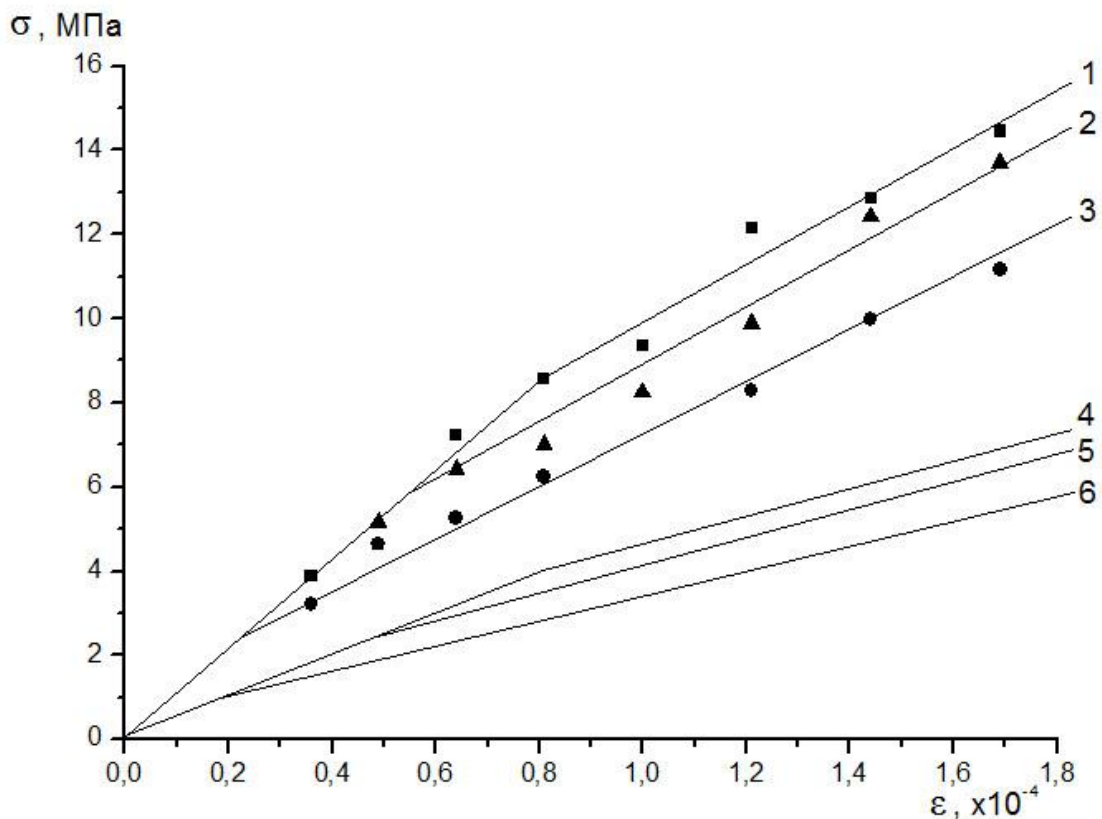


Рисунок 2.19. Динамические диаграммы напряжение – деформация. 1 – опытная диаграмма без экспозиции в магнитном поле; 2 – то же, после экспозиции в поле 4 мин.; 3 – то же, после экспозиции в поле 8 мин.; 4 – диаграмма напряжение – деформация в образце NaCl без экспозиции в магнитном поле; 5 – то же, после экспозиции в поле 4 мин.; 6 – то же, после экспозиции в поле 8 мин.

4) Находим соотношение между напряжениями σ_{NaCl} и σ_{Al} в упругой области при условии равенства деформаций

$$\frac{\sigma_{Al}}{\varepsilon_{Al}} = \frac{\sigma_{NaCl}/0,764}{\varepsilon_{NaCl}/1,63} = \frac{1,63}{0,764} \frac{\sigma_{NaCl}}{\varepsilon_{NaCl}} = 2,13 \frac{\sigma_{NaCl}}{\varepsilon_{NaCl}}.$$

Если $\varepsilon_{Al} = \varepsilon_{NaCl}$, то $\sigma_{Al} = 2,13\sigma_{NaCl}$ или $\sigma_{NaCl} = 0,469\sigma_{Al}$.

5) Строим динамическую диаграмму $\sigma - \varepsilon$ для NaCl (рисунок 2.19, кривая 4).

Глава 3. Магнитопластический эффект и резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли

Остановимся на основных результатах исследования влияния скрещенных радиочастотного [1, 3, 6, 7] или импульсного электромагнитного поля и магнитного поля Земли на подвижность дислокаций в кристалле NaCl.

3.1. Подвижность дислокаций под действием скрещенных радиочастотного магнитного поля накачки и магнитного поля Земли

3.1.1. Два пика дислокационных пробегов для разных ориентаций поля накачки

На рисунке 3.1 показаны зависимости среднего дислокационного пробега l от частоты ν магнитного поля накачки с амплитудой $\tilde{B}_m = 2.67 \text{ мкТл}$ для двух разных направлений этого поля. Пики $l(\nu)$ получены в условиях (см. врезки на рисунке 3.1), когда образец стоял на горизонтальной подставке так, что магнитное поле Земли оставалось параллельным плоскости его боковой грани $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ (рисунок 2.6), а поле $\tilde{\mathbf{B}}$ ориентировалось в той же плоскости, вертикально (первый пик) или горизонтально (второй пик).

Как видно из рисунка 3.1, подвижность дислокаций **a**-типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$) в зависимости от частоты поля накачки демонстрирует яркий резонансный отклик на экспозицию образца в скрещенных магнитных полях. Дислокации с ориентацией $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ тоже формируют максимумы в области тех же резонансных частот, но они сильно сглажены, будучи значительно ниже и шире пиков, относящихся к дислокациям $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$.

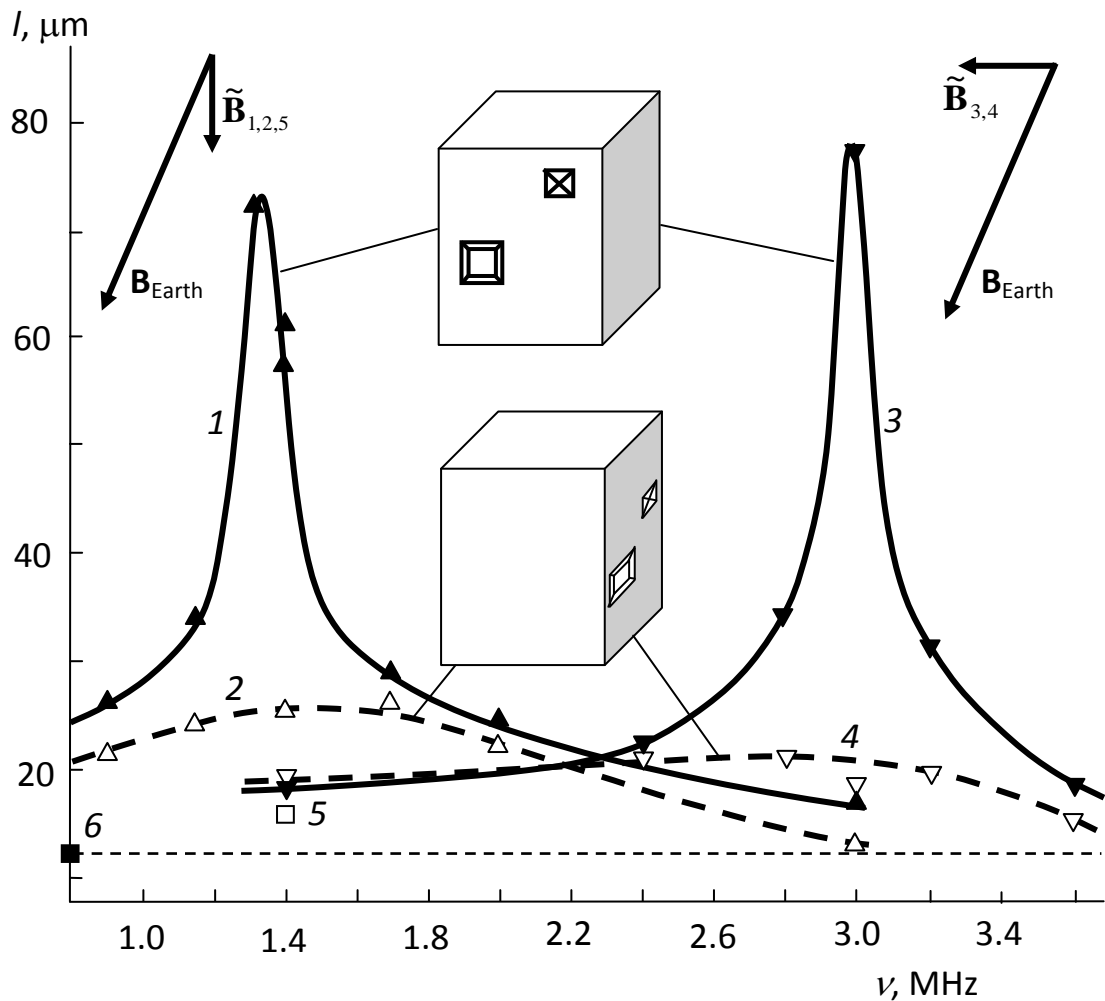


Рисунок 3.1. Два ЭПР пика дислокационных пробегов $l(\nu)$ под действием скрещенных магнитных полей: статического поля Земли $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ и переменного поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ регулируемой частоты. 1, 3, 5 – пробег дислокаций **a**-типа, ортогональных плоскости $\{\mathbf{B}_{\text{Earth}}, \tilde{\mathbf{B}}\}$; 2, 4 – пробег дислокаций **b**-типа, параллельных плоскости $\{\mathbf{B}_{\text{Earth}}, \tilde{\mathbf{B}}\}$; 1, 2, 5 – для вертикального поля накачки; 3, 4 – для горизонтального поля накачки; 5 – для образца за магнитным экраном; 6 – уровень фона травления.

$$\tilde{B} = 2.67 \text{ мкТл}, t = 5 \text{ мин.}$$

Нетрудно показать, что измеренные резонансные частоты наблюдаемых пиков $l(\nu)$,

$$\nu_1 \approx 1.3 \text{ МГц}, \quad (3.1)$$

$$\nu_2 \approx 3.0 \text{ МГц}, \quad (3.2)$$

хорошо описываются формулой (1.2) при $g \approx 2$, если подставить в нее ранее значения компонент геомагнитного поля (2.1) и (2.2) соответственно.

Таким образом, не вызывает сомнений, что обнаруженные пики имеют ЭПР природу. Тем не менее, наблюдаемый резонанс имеет свою специфику. Во-первых, частоты резонанса определяются не полным постоянным полем $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$, а его компонентами (2.1) и (2.2). Во-вторых, в отличие от аналогичных пиков, ранее наблюдававшихся в кристаллах NaCl в области высоких частот [76, 79, 81], изучаемый нами низкочастотный резонанс обладает ярко выраженной анизотропией по отношению к взаимной ориентации скрещенных магнитных полей и дислокаций. Судя по тому, что оба пика на рисунке 3.1 наблюдаются при одной и той же ориентации кристалла по отношению к магнитному полю Земли $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$, избирательность их проявления, по-видимому, связана с конкретным выбором направлений поля $\tilde{\mathbf{V}}$, исключаящим либо один резонанс, либо другой. Кроме того, как мы видели (рисунок 3.1), дислокации **a**- и **b**-типа в одних и тех же скрещенных магнитных полях демонстрируют совершенно разную подвижность в резонансных условиях. Ниже мы более подробно обсудим возможные причины специфики свойств низкочастотного резонанса.

На данном этапе следует подчеркнуть эмпирическую связь компонент поля Земли (2.1) и (2.2) с резонансными частотами (3.1) и (3.2) в терминах ЭПР.

Контрольный опыт в геометрии, отвечающей первому пику, при частоте ν_1 , но в условиях, когда образец находился за ферромагнитным экраном, как и следовало ожидать, дал пробег (точка 5 на рисунке 3.1) на

уровне фона травления. Иными словами, магнитное экранирование поля Земли полностью устраняет ЭПР на заданной частоте.

3.1.2. Зависимость эффекта от амплитуды поля накачки и времени экспозиции образца.

На примере первого пика было выполнено исследование зависимости высоты l_m пика дислокационных пробегов $l(\nu)$ от времени t выдержки образца в скрещенных полях и от амплитуды \tilde{B}_m поля накачки. Измерения велись в условиях, когда $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{c}$ и $\nu = \nu_1$ (3.1). Как видно из рисунка 3.2, с точностью до экспериментального разброса, величина l_m оказалась линейной как по t , так и по \tilde{B}_m^2 .

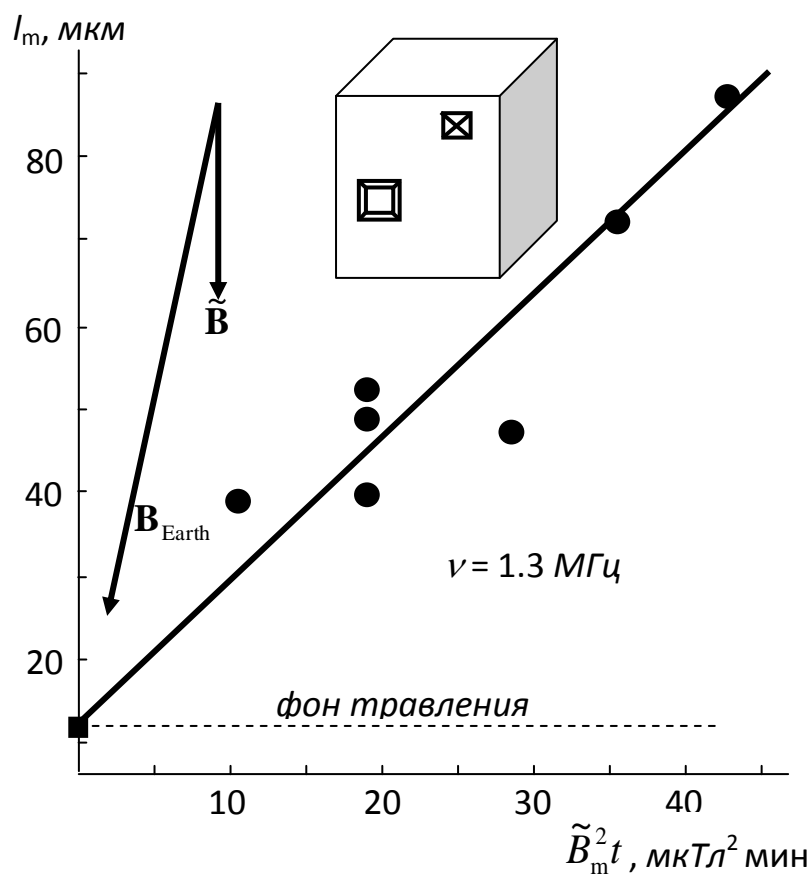


Рисунок 3.2. Зависимость максимального пробега l_m дислокаций **a**-типа в условиях первого ЭПР пика на рисунке 3.1 (при $\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^\downarrow$) от амплитуды \tilde{B}_m поля накачки и времени t выдержки образца в скрещенных магнитных полях.

Обнаруженная линейность является естественной и могла бы быть предсказана из следующих простых соображений. В рассматриваемых процессах вероятность w резонансного перехода в системе в единицу времени должна быть пропорциональной \tilde{B}_m^2 , как в обычном ЭПР. Тогда время τ_{dp} открепления дислокации от парамагнитного центра должно быть $\tau_{dp} \propto w^{-1} \propto \tilde{B}_m^{-2}$, и можно ожидать, что средний дислокационный пробег $\Delta l_m \equiv l_m - l_0 \propto t / \tau_{dp} \propto \tilde{B}_m^2 t$. Именно это мы и получили экспериментально (рисунок 3.2).

3.1.3. Порог эффекта по амплитуде поля накачки

При дальнейшем повышении величины $\tilde{B}_m^2 t$ линейность должна постепенно уступить место насыщению пробегов на уровне среднего расстояния между дислокациями. Именно это происходит в обычной (нерезонансной, возникающей под действием постоянного или медленно меняющегося магнитного поля) магнитопластичности [69] вследствие релаксационного характера дислокационных перемещений в поле внутренних напряжений. Однако, в данном случае, больший интерес представляет не повышение, понижение амплитуды с целью обнаружения гораздо менее тривиального порога эффекта по амплитуде \tilde{B}_m .

Действительно, было показано, что с уменьшением \tilde{B}_m время открепления дислокации увеличивается, $\tau_{dp} \propto \tilde{B}_m^{-2}$. Когда оно превысит время спин-решеточной релаксации τ_{sl}^d , ЭПР должен исчезать, а пробег дислокаций резко спадать до фонового уровня $\Delta l = 0$. Таким образом, можно ожидать, что наблюдаемый нами резонанс существует, только начиная с некоторой пороговой амплитуды \tilde{B}_m^{th} поля накачки.

Для обнаружения упомянутого порога резонансной подвижности дислокаций была проведена серия измерений их перемещений l_m в

условиях того же первого пика ($\tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{c}$, $\nu = 1.3 \text{ МГц}$), когда величина \tilde{B}_m постепенно уменьшалась, а соответствующее время t экспозиции образца выбиралось так, чтобы $\tilde{B}_m^2 t \approx \text{const} = 18.9 \text{ мкТл}^2 \text{ мин}$. Пока амплитуды \tilde{B}_m не слишком малы и обеспечивают условие $\tau_{\text{dp}} \ll \tau_{\text{sl}}^{\text{d}}$, измеряемая величина l_m должна быть примерно постоянной, с учетом установленной выше зависимости $\Delta l_m \propto \tilde{B}_m^2 t$ (рисунок 3.2). Однако при определенном пороговом значении $\tilde{B}_m = \tilde{B}_m^{\text{th}}$ указанные выше времена оказываются сопоставимыми $\tau_{\text{dp}} \sim \tau_{\text{sl}}^{\text{d}}$ и интенсивность ЭПР должна резко падать, а пробег l_m – соответственно резко уменьшаться. Это предсказание вполне подтверждается на опыте (рисунок 3.3).

Зависимость $l_m(\tilde{B}_m)$ действительно имеет форму ступени (хотя и несколько «размытой»), а величина пороговой амплитуды поля накачки в условиях нашего эксперимента оценивается величиной

$$\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1 \text{ мкТл}. \quad (3.3)$$

Найденный уровень порогового поля \tilde{B}_m^{th} позволяет оценить порядок величины времени спин-решеточной релаксации в нашей системе: $\tau_{\text{sl}}^{\text{d}} \sim \tau_{\text{dp}}(\tilde{B}_m^{\text{th}})$. Как мы видели, среднее время τ_{dp} открепления дислокации от стопора в условиях резонанса обратно пропорционально квадрату амплитуды магнитного поля накачки: $\tau_{\text{dp}} \propto \tilde{B}_m^{-2}$. Пусть τ_{dp}^0 и \tilde{B}_m^0 – соответствующие характеристики первого пика на рисунке 3.1. Тогда должно примерно выполняться тождество $(\tilde{B}_m^{\text{th}})^2 \tau_{\text{sl}}^{\text{d}} \approx (\tilde{B}_m^0)^2 \tau_{\text{dp}}^0$, из которого вытекает оценка

$$\tau_{\text{sl}}^{\text{d}} \sim \tau_{\text{dp}}(\tilde{B}_m^{\text{th}}) \approx \tau_{\text{dp}}^0 (\tilde{B}_m^0 / \tilde{B}_m^{\text{th}})^2. \quad (3.4)$$

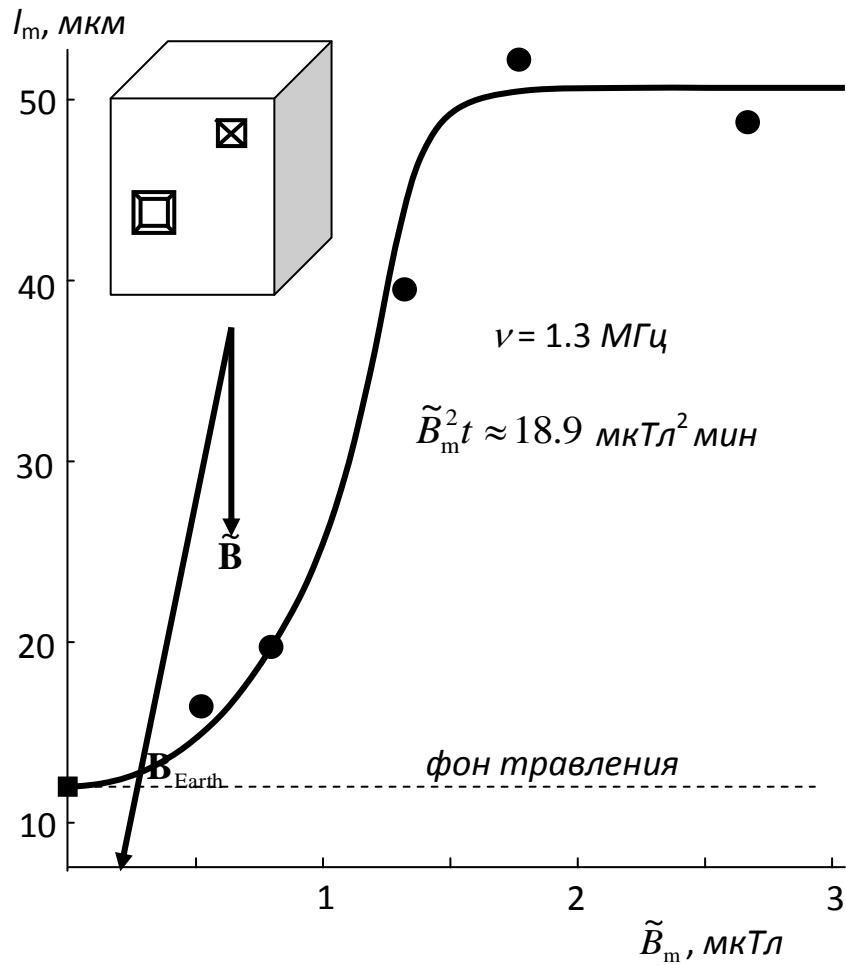


Рисунок 3.3. Порог резонанса по амплитуде поля накачки, характеризуемый ступенеобразной зависимостью высоты l_m первого пика от величины \tilde{B}_m при поддержании постоянного уровня произведения

$$\tilde{B}_m^2 t \approx 18.9 \text{ мкТл}^2 \text{ мин. } \tilde{\mathbf{B}} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^\downarrow.$$

Как показано в работе [69], релаксационные перемещения дислокаций в тех же кристаллах под действием постоянного магнитного поля, отвечающие среднему пробегу ~ 100 мкм за 5 мин, как в условиях первого резонанса на рисунке 3.1, соответствуют среднему времени открепления $\tau_{\text{др}}^0 \sim 10^{-5}$ с. Подставляя в (3.4) это время, а также $\tilde{B}_m^0 \sim 3$ мкТл и $\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1$ мкТл, получаем искомую оценку

$$\tau_{sl}^d \sim 10^{-4} \text{ с}, \quad (3.5)$$

которая примерно совпадает с независимыми оценками в [69], основанными на свойствах МПЭ в постоянном магнитном поле.

3.2. Упрощенная физическая модель наблюдаемого резонанса и её экспериментальная проверка

Приведем упрощенную физическую модель описанного в разделе 3.1 резонанса, сформулированную В.И. Альшицем.

3.2.1 Упрощенная модель наблюдаемого резонанса

Полученная выше оценка (3.5) времени спин-решеточной релаксации значительно расходится с общепринятыми в физике ЭПР значениями $\sim 10^{-9}$ - 10^{-7} с. Если бы в условиях наших опытов спиновое равновесие действительно устанавливалось столь быстро, т.е. за время малое по сравнению с периодом переменного поля накачки $\sim 10^{-6}$ с, то пики ЭПР в диапазоне используемых частот $\nu \sim 1$ МГц были бы заведомо невозможны.

Как указано в [1], это противоречие снимается, если учесть, что в условиях обсуждаемых экспериментов радикальные спиновые пары примесных центров находятся на дислокациях и подвержены не только тепловым колебаниям на дебаевской частоте $\nu_D \sim 10^{13}$ Гц, но и собственным колебаниям дислокационных сегментов между примесными центрами на значительно меньших частотах $\nu_d \sim 10^{10}$ Гц. В этих условиях следует различать две разных компоненты спин-решеточной релаксации: дебаевскую компоненту, характеризуемую временем $\tau_{sl}^D \sim 10^{-9}$ - 10^{-7} с, и дислокационную компоненту τ_{sl}^d (3.5), которая на несколько порядков больше. В результате первой релаксации магнитные моменты радикальных спиновых пар быстро усредняются, но отнюдь не приходят в

равновесие с решеткой. Их средние значения отличны от нуля и медленно релаксируют к нулевому уровню за время $\sim \tau_{sl}^d$ (3.5), значительно превышающее не только период поля накачки $\sim 10^{-6}$ с, но и среднее время депиннинга $\sim 10^{-5}$ с. Учитывая значительную разницу между временами τ_{sl}^d и τ_{sl}^D , двухступенчатый процесс релаксации магнитных моментов спиновых пар выглядит как медленная дислокационная модуляция быстро осциллирующих по величине и направлению моментов.

При этом следует иметь в виду, что дебаевская релаксация является полностью хаотической в трехмерном пространстве и при отсутствии дислокационной модуляции обеспечивает обращение в ноль средних моментов. А модуляция происходит, благодаря одномерным колебаниям дислокационных сегментов в плоскостях скольжения (110). Поэтому естественно ожидать, что после усреднения по интервалу времени Δt , величина которого определяется условием $\tau_{sl}^D \ll \Delta t \ll \nu^{-1} \ll \tau_{sl}^d$, только одна из компонент магнитного момента для данной конфигурации примесного центра окажется отличной от нуля. Иными словами, усредненные моменты

$$\overline{\mathbf{M}}(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \mathbf{M}(t') dt', \quad (3.6)$$

медленно уменьшающиеся во времени, по-видимому, имеют фиксированные направления по отношению к кристаллу и дислокации. Это предположение подтверждается и тем экспериментальным фактом, что в кристалле, вращающемся с частотой выше некоторого критического уровня в постоянном магнитном поле, обычный МПЭ резко подавляется [69].

Неотрелаксированная часть энергии взаимодействия рассматриваемого магнитного момента с внешним полем \mathbf{B} очевидно определяется выражением

$$W = -g\bar{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{B} \quad [101]. \quad (3.7)$$

Ранее в опытах по магнитопластичности тех же кристаллов в постоянном магнитном поле было показано [69], что краевые дислокации, параллельные этому полю, в движении не участвуют. С позиций формулы (3.7), это указывает на то, что разрешенные направления среднего момента $\bar{\mathbf{M}}$ должны принадлежать плоскости ортогональной дислокационной линии. Судя по наблюдаемым нами двум ЭПР пикам дислокационной подвижности, таких направлений должно быть два. По-видимому, они связаны с двумя возможными ориентациями основного магнитоактивного примесного комплекса Ca^+Cl^0 [1] (рисунок 3.4).

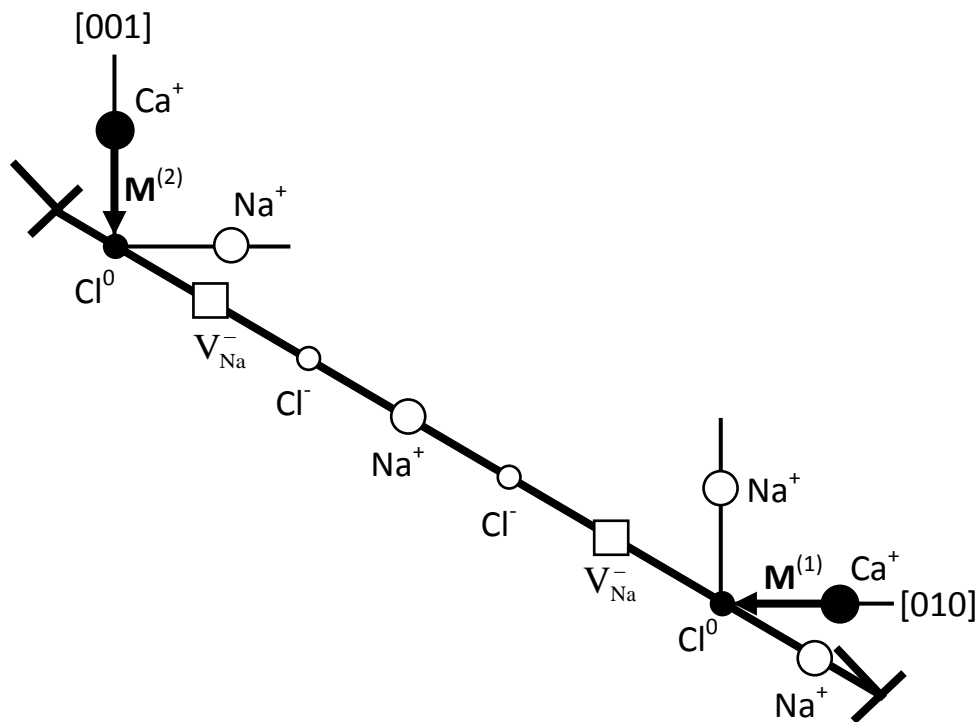


Рисунок 3.4. Две конфигурации магнитоактивного примесно-вакансионного диполя Ca^+Cl^0 в ядре краевой дислокации в кристалле NaCl и связанные с ними магнитные моменты $\mathbf{M}^{(1,2)}$.

Направления разрешенных моментов $\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)}$ можно определить по положению резонансных частот (3.1) и (3.2) ЭПР пиков на рисунке 3.1. Зеемановское расщепление уровней энергии взаимодействия этих моментов с магнитным полем Земли должно быть различным [1]:

$$\Delta W^{(1,2)} = g\mu_B \mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{B}_{\text{Earth}}, \quad (3.8)$$

где $\mathbf{S}^{(1,2)}$ – единичные векторы вдоль моментов $\overline{\mathbf{M}}^{(1,2)}$. Но тогда и условия резонанса $h\nu_{1,2} = \Delta W^{(1,2)}$, и частоты

$$\nu_{1,2} = g\mu_B \mathbf{S}^{(1,2)} \cdot \mathbf{B}_{\text{Earth}} / h \quad (3.9)$$

должны различаться для двух возможных конфигураций этих примесных центров. С позиций формулы (3.9) эмпирические данные (2.1), (2.2), (3.1) и (3.2) для дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ означают, что $\mathbf{B}_{\text{Earth}} \cdot \mathbf{S}^{(1)} = \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\leftarrow}$ и $\mathbf{B}_{\text{Earth}} \cdot \mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\downarrow}$, а поэтому

$$\mathbf{S}^{(1)} = \mathbf{S}^{\leftarrow} \equiv \mathbf{b} = [010], \quad \mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{S}^{\downarrow} \equiv \mathbf{c} = [001]. \quad (3.10)$$

Магнитные моменты типов $\mathbf{S}^{(1)}$ и $\mathbf{S}^{(2)}$ должны присутствовать на дислокациях в соизмеримых количествах. При этом $\mathbf{S}^{(1)}$ центры ответственны за резонанс при $\nu = \nu_1$, а $\mathbf{S}^{(2)}$ центры – за пик пробегов при $\nu = \nu_2$. Судя по нашим данным, отрыв от дефектов одного сорта достаточен для приведения в движение значительного числа дислокаций.

Напомним, что резонансные пики пробегов наблюдаются по одному для каждого из направлений поля накачки. По-видимому, это связано с тем, что в изучаемых кристаллах резонанс подавляется, когда компонента магнитного поля Земли, ответственная за зеемановское расщепление уровней на данном типе дефектов, оказывается параллельной магнитному полю накачки: при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\downarrow}$ подавляется второй пик, а при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\leftarrow}$ – первый. Действительно, обычный ЭПР в параллельных полях $\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}$, как

правило, не наблюдается, в том числе, и в резонансном МПЭ при высоких частотах [79].

Обсудим теперь возможные причины значительно меньшей чувствительности к той же магнитной обработке дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$. Из соображений симметрии примесные центры на таких дислокациях должны иметь два типа магнитных моментов вдоль направлений

$$\mathbf{S}^{(1)} = \mathbf{a} = [100], \quad \mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{S}^\downarrow \equiv \mathbf{c} = [001]. \quad (3.11)$$

Моменты первого типа ортогональны к магнитному полю Земли и с ним не взаимодействуют. С этими моментами не могут быть связаны ни Зеемановское расщепление уровней, ни рассматривавшийся выше резонанс. Моменты второго типа могли бы породить резонанс на частоте ν_2 при ориентации поля накачки $\mathbf{V} \parallel \mathbf{V}_{\text{Earth}}^\leftarrow \parallel \mathbf{b}$. Этого, однако, не происходит. Как видно из рисунка 3.1, высоты пиков, относящихся к дислокациям $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$, радикально различаются, в том числе, и в окрестности частоты ν_2 . Возможно, это связано с разницей во взаимных ориентациях векторов \mathbf{V} и \mathbf{L} : дислокации \mathbf{a} -типа ортогональны полю накачки, а дислокации \mathbf{b} -типа параллельны ему. То обстоятельство, что пробеги дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ в окрестности обеих резонансных частот остаются заметно выше фона травления, по-видимому, отражает меру неточности реализуемой в экспериментах ориентации образцов по отношению к скрещенным магнитным полям $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и \mathbf{V} .

3.2.2. Экспериментальная проверка предсказаний модели

Физические причины обнаруженной сильной анизотропии эффекта по отношению к ориентации магнитного поля накачки еще предстоит выяснить. Для этого понадобятся дополнительные исследования. Изложенная выше простая модель не затрагивает этой стороны явления. Зато из нее вытекают вполне определенные предсказания относительно

положения резонансных частот пиков дислокационных пробегов при изменении взаимной ориентации образца и магнитного поля Земли. В частности, из формулы (3.9) следует, что максимально возможная частота резонанса соответствует ориентации образца, при которой $\mathbf{B}_{\text{Earth}} \parallel \mathbf{S}^{(2)}$. Для этого достаточно повернуть образец вокруг ребра \mathbf{a} на угол, отвечающий параллельности $\mathbf{c} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}$ (рисунки 3.4 и 3.5). При этом $\mathbf{B}_{\text{Earth}} \cdot \mathbf{S}^{(1)} = 0$, и частота первого максимума уходит в ноль, т.е. первый пик должен исчезать. А частота оставшегося пика

$$\nu_{\text{max}} = \frac{g\mu_B B_{\text{Earth}}}{h} \quad (3.12)$$

совпадет с предсказанием классической формулы (1.2). При $g = 2$ ожидаемое значение этой частоты, очевидно, должно быть

$$\nu_{\text{max}} = \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2} \approx 3.3 \text{ МГц}. \quad (3.13)$$

Измерения проводились при описанной выше геометрии $\mathbf{c} \parallel \mathbf{B}_{\text{Earth}}$, когда плоскость грани $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ (рисунок 2.6) остается параллельной плоскости скрещенных полей.

Причем в этом случае ориентация поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ выбиралась под углом 45° к вектору $\mathbf{B}_{\text{Earth}}$ (рисунок 2.5г), а его амплитуда составляла $\tilde{B}_m = 2.22 \text{ мкТл}$. На рисунке 3.5 показаны результаты эксперимента.

Предсказанный пик дислокационных пробегов действительно наблюдается, будучи опять весьма ярко выраженным для дислокаций \mathbf{a} -типа. Его резонансная частота оказалась несколько выше ожидаемой величины (3.13):

$$\nu_3 = 3.5 \text{ МГц}. \quad (3.14)$$

Эта разница, по-видимому, связана с небольшим изменением лабораторного магнитного фона после значительного перерыва между измерениями пиков на рисунках 3.1 и 3.5. Впрочем, она вполне

вписывается в погрешности, заложенные в исходных данных (2.1) и (2.2) о компонентах магнитного поля Земли.

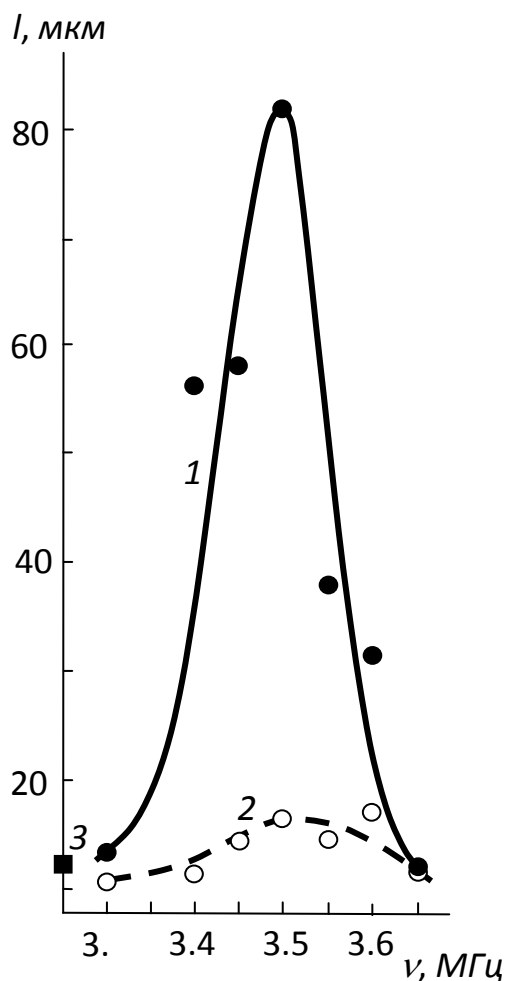


Рисунок 3.5. ЭПР пик дислокационных пробегов, отвечающий взаимной ориентации образца и скрещенных магнитных полей, которая показана на рисунке 2.5.г. Кривые 1 и 2 относятся к дислокациям **a**- и **b**-типа, соответственно; точка 3 задает средний уровень фона травления.

$$\tilde{B}_m = 2.22 \text{ мкТл}, t = 5 \text{ мин.}$$

Как видно из рисунка 3.5, пробеги дислокаций **b**-типа в окрестности рассматриваемого резонанса остаются на весьма низком уровне, несмотря на то, что при выбранной ориентации поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$ в этом случае, в отличие от ситуации на рисунке 3.1, вектор $\tilde{\mathbf{B}}$ уже не был параллелен

дислокациям **b**-типа. Возможно, наблюдаемое различие в свойствах дислокаций **a**- и **b**-типа в наших экспериментах (рисунки 3.1 и 3.5) имеет причину более общего характера. Например, дислокации с ориентацией $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ перпендикулярны плоскости, заданной скрещенными магнитными полями $\mathbf{V}_{\text{Earth}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$, а дислокации $\mathbf{L} \parallel \mathbf{b}$ принадлежат этой плоскости, т.е. $\mathbf{L} \cdot (\mathbf{V}_{\text{Earth}} \times \tilde{\mathbf{B}}) = 0$.

Подводя итог проведенному исследованию, можно сказать, что предсказание, сделанное в [83], подтвердилось. Действительно, в магнитном поле Земли в схеме ЭПР удалось реализовать резонанс дислокационных перемещений. В отличие от аналогичного резонанса ЭПР типа, ранее наблюдавшегося [76, 79, 81] в кристаллах NaCl при высоких частотах, обнаруженный нами эффект обладает сильной анизотропией. Резонансная частота в наших условиях зависит от ориентации дислокаций по отношению к магнитному полю Земли. Амплитуда пика дислокационных пробегов чувствительна к ориентации магнитного поля накачки как по отношению к полю Земли, так и по отношению к дислокациям. Предложенная физическая модель специфична для низких частот и правильно описывает зависимость резонансных частот от взаимной ориентации образца и поля Земли. Полученная экспериментально зависимость амплитуды пика пробегов $\Delta I_m \propto \tilde{B}_m^2 t$ также имеет простую физическую интерпретацию. А найденный порог эффекта по амплитуде поля накачки $\tilde{B}_m^{\text{th}} \sim 1 \text{ мкТл}$ позволяет дать оценку времени спин-решеточной релаксации $\tau_{sl}^d \sim 10^{-4} \text{ с}$, которая совпадает с результатом, ранее полученным из независимых соображений, основанных на свойствах обычного МПЭ [69].

Конечно, для более полного понимания свойств обнаруженного низкочастотного резонанса потребуются новые исследования. В частности, у нас пока нет окончательной интерпретации наблюдаемой

анизотропии эффекта по отношению к направлению поля накачки $\tilde{\mathbf{B}}$. Но главный акцент сегодня хотелось бы сделать на надежно установленную возможность столь сильного воздействия на дислокационную подсистему кристалла столь слабых магнитных полей как поле Земли (~ 100 мкТл) и поле накачки (~ 1 мкТл). Особенно важно, что первое из них имеется в любой точке Земли, а второе легко создается переменным током заданной частоты и небольшой амплитуды. Это открывает принципиально новые возможности практических приложений магнитопластичности, устраняя необходимость использования громоздких и методически неудобных магнитов с малым зазором между полюсами.

3.3. Подвижность дислокаций под действием скрещенных импульсного магнитного поля накачки и магнитного поля Земли

На предыдущем этапе исследования изучались последствия экспозиции образца в установившемся осциллирующем магнитном поле (поле накачки), скрещенным с магнитным полем Земли. Прейдем теперь к вопросу о влиянии экспозиции в импульсном магнитном поле накачки [5].

3.3.1. Резонансы дислокационных пробега при условии перпендикулярности и параллельности магнитных полей импульсной накачки и Земли

Приведем результаты опытов, которые производились в двух геометриях: 1) когда направления магнитных полей были перпендикулярны друг другу $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\leftarrow} \perp \mathbf{B}_{\text{sol}}$ и следили за дислокациями $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ (рисунок 2.6), ортогональными обоим полям; 2) когда магнитные поля параллельны друг другу $\mathbf{B}_{\text{Earth}}^{\leftarrow} \parallel \mathbf{B}_{\text{sol}}$ и перпендикулярны дислокациям. Длительность импульса накачки варьировалась в интервале $\tau = (0,50 - 0,57)$ мкс при постоянной амплитуде $B_{\text{sol}} = 16,7$ мкТл.

На рисунке 3.6. показана зависимость среднего пробега дислокаций, нормированного на их плотность $l\sqrt{\rho}$, от длительности τ импульса магнитного поля накачки с амплитудой индукции $17,6 \text{ мкТл}$. Пик получен в условиях, когда образец был установлен в гнезде установки по схеме, показанной на рисунке 2.10.а. При этом магнитное поле Земли и импульсное поле оставались параллельны плоскости его боковой грани $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}\}$ (рисунок 2.6).

Как видно из рисунка, подвижность дислокаций **a**-типа ($\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$) в зависимости от длительности импульса поля накачки демонстрирует резонансный отклик на экспозицию образца в скрещенных перпендикулярных магнитных полях. Пробеги дислокации с ориентацией $\mathbf{L} \parallel \mathbf{c}$ также формируют пик подвижности в области тех же длительностей импульса поля накачки. Пробеги дислокаций **a**-типа формируют менее выраженный пик в параллельных магнитных полях.

Положения резонансных пиков частот для измеренного значения магнитного поля Земли (2.3) отвечают примерно одинаковой резонансной длительности импульса $\tau_r \approx 0,53 \text{ мкс}$, которая соответствует g -фактору ЭПР

$$g = \frac{h}{\tau_r \mu_B B_{Earth}} \approx 2. \quad (3.15)$$

Отметим, что условие ЭПР (1.2) $\nu = \frac{g \mu_B B}{h}$ удовлетворяется здесь при замене ν на τ_r^{-1} , а B – на B_{Earth} .

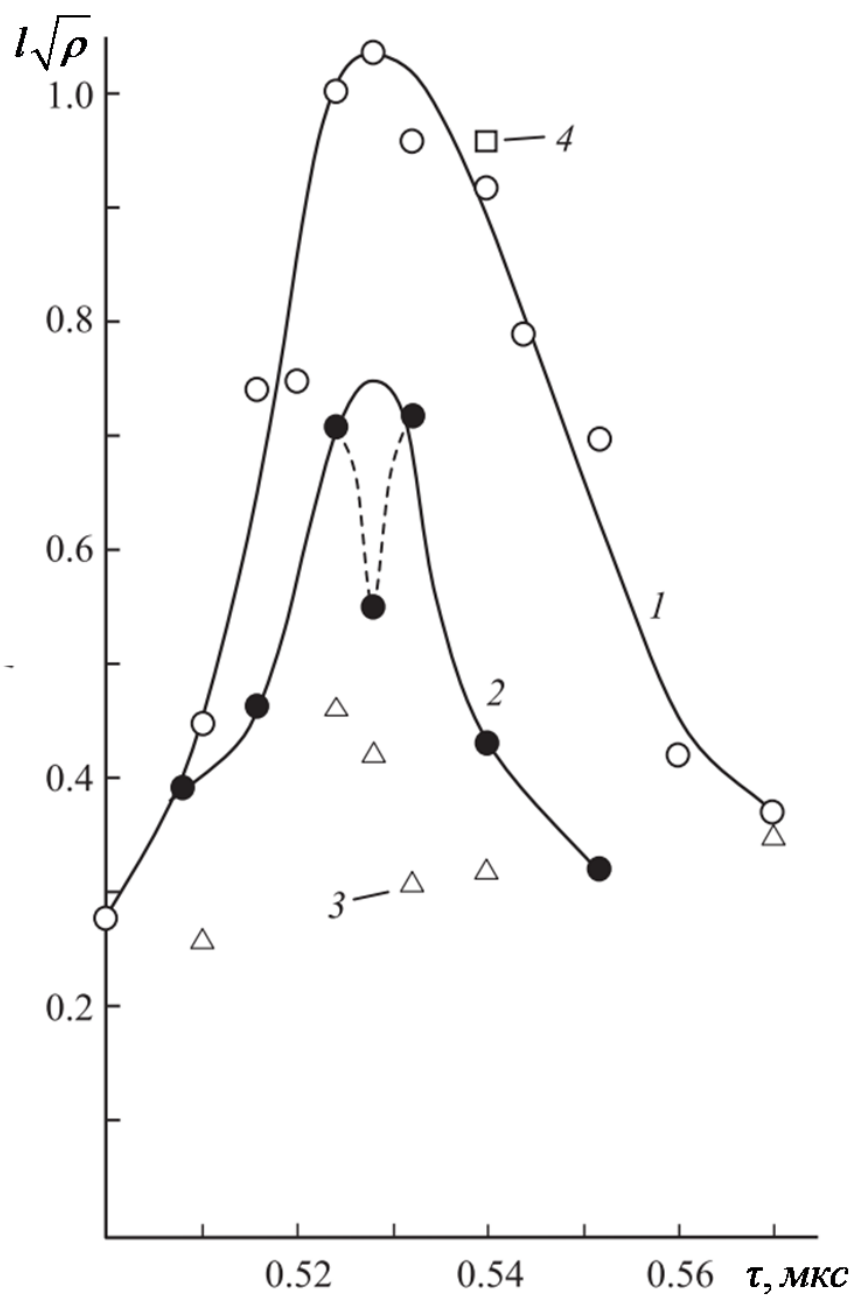


Рисунок 3.6. Пик резонанса подвижности дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{a}$ (**a**-тип) при экспозиции в скрещенных перпендикулярных (рисунок 2.10.а) (1) и параллельных (рисунок 2.10.б) (2) магнитном поле Земли и импульсном поле накачки, а также дислокаций $\mathbf{L} \parallel \mathbf{c}$ (**c**-тип) (3) в перпендикулярных полях. Точка (4) соответствует той же геометрии, что и точки 1 в контрольном опыте с поверхностью образца покрытой лаком.

$$B_{\text{sol}} = 16,7 \text{ мкТл.}$$

3.3.2. Порог эффекта по амплитуде поля накачки

Также было проверено наличие порога резонансной подвижности при понижении амплитуды индукции импульсного магнитного поля. Нижний предел изменения амплитуды индукции поля в данной серии опытов составил 1,76 мкТл. Полученные в опыте результаты представлены на рисунке 3.7.

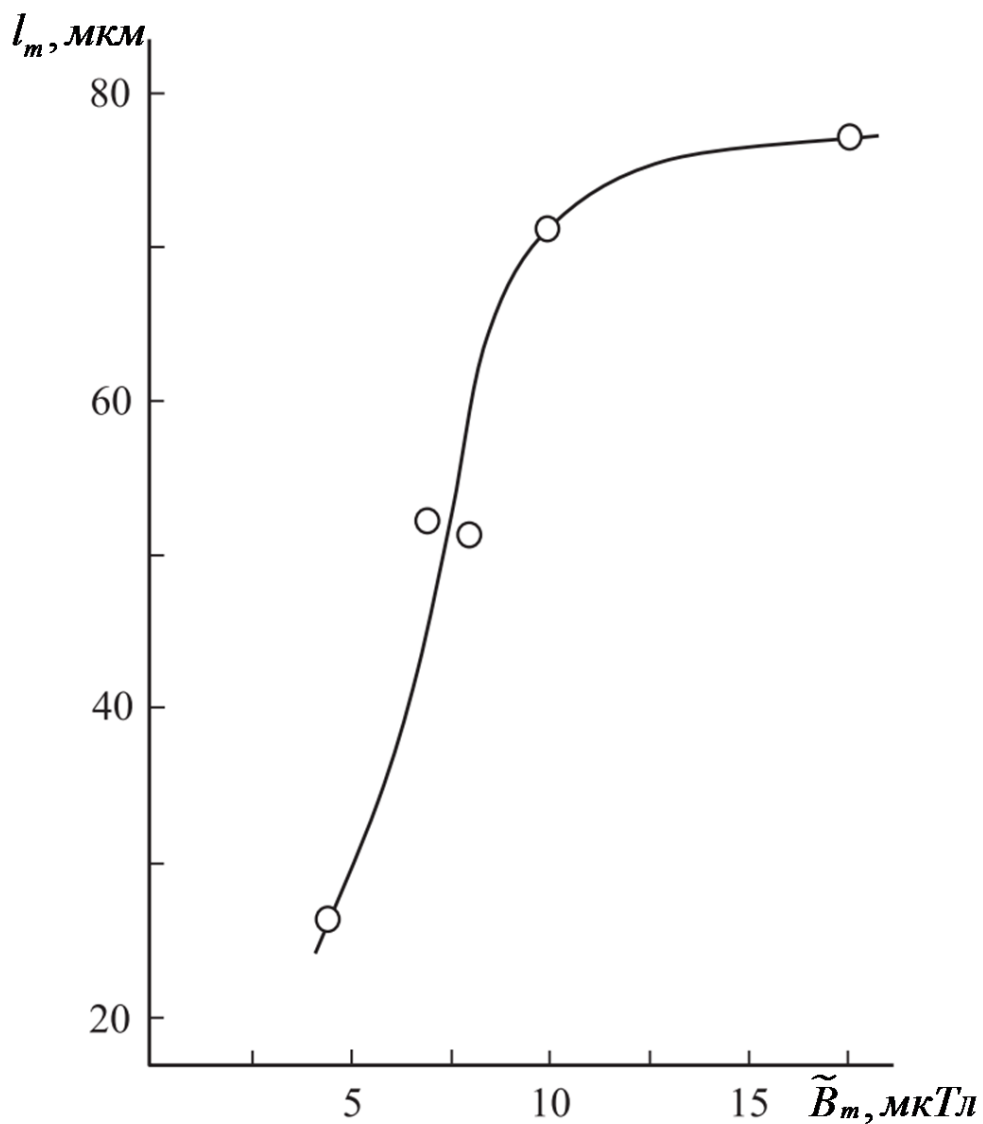


Рисунок 3.7. Порог резонанса по амплитуде поля накачки.

Таким образом, для случая экспозиции в импульсном поле накачки сохраняются резонансные закономерности, выявленные для случая использования радиочастотного поля.

Обнаруженный импульсный резонанс МПЭ имеет очень высокую интенсивность. Экспозиция кристалла в течение $\tau_r \sim 0,5$ мкс при $B_{sol} = 17,6$ мкТл приводит к перемещению почти всех свежих дислокаций на значительные расстояния (в среднем $l_r \sim 100$ мкм). Важным является тот факт, что при существенном сокращении времени воздействия (от единиц минут до сотен наносекунд) при незначительном повышении амплитуды, а значит при сокращении сообщаемой образцу энергии воздействия, проявляется эффект сопоставимого масштаба. Причина такой большой разницы во временах дислокационной релаксации в обоих случаях, по мнению В.И. Альшица, заключается в том, что при импульсном воздействии мы имеем дело с когерентной самоорганизацией дислокационной структуры. Наблюдаемая «взрывная» релаксация дислокационной структуры, по-видимому, происходит в три стадии: 1) магнитоактивация примесных центров пиннинга ($Ca^{2+} \rightarrow Ca^+$) под действием вихревого электрического поля, возникающего при включении импульса $\tilde{V}(t)$; 2) резонансное преобразование структуры этих центров в скрещенных магнитных полях; 3) открепление дислокаций и их самоорганизация.

Глава 4. Разупрочнение кристалла NaCl при совместном действии механических и магнитных полей в условиях динамического нагружения

Интересным представляется исследование поведения кристаллов при комбинированном воздействии коротких механических и магнитных импульсов с точки зрения влияния магнитного поля на параметры дислокационной структуры материалов и через них на распространение коротких механических импульсов.

4.1. Моделирование распространения короткого упругопластического импульса в кристаллах NaCl в условиях воздействия слабого импульсного магнитного поля

Было проведено численное моделирование движения среды под действием высокоскоростного нагружения в присутствии импульсного магнитного поля, с целью выявления для конкретного материала (кристаллов NaCl) и конкретных условий нагружения таких параметров дислокационной структуры, которые ответственны за изменение функции релаксации при воздействии магнитного поля [2]. Требовалось определить, какие из них являются ведущими и как именно они влияют на характеристики распространяющегося импульса напряжения. Начальные и граничные условия задачи а также профили волн напряжения, используемые для контроля адекватности численного моделирования, брались из проведенной нами серии экспериментов (см. параграф 2.2.1).

4.1.1. Постановка задачи и ее модель

Отметим основные предположения, заложенные в упругопластическую модель динамического деформирования материала: начальный отклик элемента массы чисто упругий; общая деформация складывается из упругой и пластической компонент; упругая часть деформации определяется законом Гука; пластическая дилатация равна

нулю; пластическая деформация есть результат независимых вкладов всех плоскостей скольжения; упругое уравнение состояния линейно; течение изоэнтропично.

Замкнутая система уравнений, используемая для описания упругопластической волны в случае одноосного нагружения, имеет вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial \sigma}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -F, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где ρ – плотность материала, σ – напряжение, ε – полная деформация, u – скорость смещения частиц среды, λ и μ – константы Ламе.

Функция релаксации F в замыкающем уравнении определяется соотношением

$$F = a_1 \frac{\partial \gamma}{\partial t}, \quad (4.2)$$

где a_1 – ориентационный фактор, определяющий направление движения дислокаций; $\gamma = \frac{1}{2}(\varepsilon_n^p - \varepsilon_t^p)$ – пластическая деформация сдвига; ε_n^p – пластическая деформация в продольном направлении; ε_t^p – то же в поперечном направлении.

Для кристаллов NaCl в направлении распространения волны $\langle 100 \rangle$

$a_1 = \frac{1}{3}(c_{11} - c_{12})$ [102], где

$$c_{11} = \lambda + 2\mu, \quad c_{12} = \lambda. \quad (4.3)$$

В этом случае $a_1 = \frac{2}{3}\mu$.

Применим соотношение Орована для скорости пластической деформации сдвига

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = b N_m v_d, \quad (4.4)$$

где N_m – плотность подвижных дислокаций, v_d – их средняя скорость, b – модуль вектора Бюргерса.

Отметим, что плотность подвижных дислокаций и их скорость являются функциями пластической деформации сдвига и приложенного сдвигового напряжения: $N_m(\gamma, \tau)$, $v_d(\gamma, \tau)$. Для различных случаев деформирования экспериментально были установлены эти зависимости в явном виде.

В случае малых деформаций связь между плотностью подвижных дислокаций N_m , начальной плотностью дислокаций N_0 и пластической деформацией сдвига γ носит линейный характер:

$$N_m = N_0 + \alpha \gamma, \quad (4.5)$$

где α – коэффициент размножения дислокаций.

При вязком торможении дислокаций в среде связь между скоростью дислокаций и сдвиговым напряжением линейна:

$$v_d = (\tau - \tau_0) \frac{b}{B}, \quad (4.6)$$

где τ – сдвиговое напряжение; τ_0 – характеристическое напряжение в плоскости скольжения, определяемое суммарным воздействием на дислокацию упругих полей других дислокаций, кристаллической решетки, примесей и т.д.; B – коэффициент торможения дислокаций.

Величину сдвигового напряжения τ на плоскости скольжения дислокаций можно выразить через нормальное напряжение в направлении распространения волны [102]: $\tau = \alpha_2 \sigma$ где коэффициент α_2 определяется типом кристаллической решетки и направлением распространения волны.

Для интересующего нас случая решетки типа NaCl $\alpha_2 = \frac{c_{11} - c_{12}}{2c_{11}}$, а с

учетом (4.3) $\alpha_2 = \frac{\mu}{\lambda + 2\mu}$, и таким образом

$$\tau = \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} \sigma. \quad (4.7)$$

С учетом выражений (4.4), (4.5) и (4.6), определяющее уравнение в системе (4.1) примет вид:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\alpha_1 \frac{b^2 N_0}{B} \left(1 + \frac{\alpha}{N_0} \gamma \right) (\tau - \tau_0). \quad (4.8)$$

И при учете (4.7) оно запишется в следующем виде:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\alpha_1 \frac{b^2 N_0}{B} \left[1 + \frac{\alpha}{N_0} \gamma \right] \times \left[\frac{\mu \sigma}{\lambda + 2\mu} - \tau_0 \right]. \quad (4.9)$$

В линейном приближении в этом выражении можно положить $\frac{\alpha \gamma}{N_0} \ll 1$. Это оправдано, т.к. на начальной стадии пластической деформации коэффициент размножения дислокаций α мал и мала сама сдвиговая деформация γ . С учетом этого окончательно определяющее уравнение для деформируемого кристалла NaCl будет:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{2}{3} \mu b^2 \frac{N_0}{B} \left(\frac{\mu \sigma}{\lambda + 2\mu} - \tau_0 \right). \quad (4.10)$$

В итоге получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial \sigma}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} - (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= -\frac{2}{3} \mu b^2 \frac{N_0}{B} \left(\frac{\mu \sigma}{\lambda + 2\mu} - \tau_0 \right). \end{aligned} \quad (4.11)$$

Данную систему уравнений решаем численно методом конечных разностей с применением искусственной вязкости [103] при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} \varepsilon = \sigma = v = 0, \quad t = 0, \quad 0 < x < \infty; \\ \sigma = \sigma(t), \quad x = 0, \quad 0 < t < t_*. \end{aligned}$$

Зависимость напряжения от времени берем из полученных нами экспериментальных данных. Используем следующие параметры задачи:

$$\lambda = 1,27 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \mu = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ Па}, b = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \rho = 2200 \frac{\text{Г}}{\text{м}^3}, N_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-2},$$

$$B = 2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Г}}{\text{с} \cdot \text{м}}, \tau_0 = 4,22 \cdot 10^7 \text{ Па}.$$

В процессе численного решения задачи проводится анализ влияния управляющих параметров N_0 , B , τ_0 на изменение характеристик упругопластического импульса без магнитного поля и при его воздействии. Требуется определить, какой из указанных параметров является ведущим. Критерием оптимального выбора управляющих параметров задачи является максимально возможное совпадение расчетных и экспериментальных профилей напряжения.

4.1.2. Анализ результатов

В процессе численного эксперимента определяли, какие параметры дислокационной структуры ответственны за влияние, которое оказывает магнитное поле на зависимость $\sigma(t)$. Проводили анализ влияния трех параметров: N_0 , B , τ_0 для двух значений амплитуды иницирующего напряжения в материале образца: $\sigma_1 = 1,25 \cdot 10^8 \text{ Па}$, $\sigma_2 = 0,6 \cdot 10^8 \text{ Па}$ (рисунок 2.8).

Так как для нашей функции релаксации величины N_0 и B входят в виде отношения, целесообразно фиксировать N_0 , а изменять B . Тем более, что начальная плотность дислокаций N_0 – измеряемая величина и она может быть задана изначально. Поэтому остаются два параметра, которые мы будем варьировать. Дислокационная вязкость B является также измеряемым параметром. В пределах точности экспериментов, проведенных без магнитного поля, она колеблется в диапазоне $(1-3) \cdot 10^{-5} \frac{\text{Кг}}{\text{с} \cdot \text{м}}$ [104]. В результате численных экспериментов при

фиксированном значении $B = 2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Кг}}{\text{с} \cdot \text{м}}$ найдено значение $\tau_0 = 4,22 \cdot 10^5$

Па, соответствующее максимально возможному совпадению расчетных и экспериментальных профилей $\sigma(t)$ (см. рисунок 4.1). При этом

$$B = 2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кГ}}{\text{с} \cdot \text{м}} \text{ без магнитного поля и } B = 1,7 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кГ}}{\text{с} \cdot \text{м}} \text{ с магнитным}$$

$\pi = \pi$ полем для первого случая нагружения (см. рисунок 4.1.а). Для второго случая нагружения (рисунок 4.1.б) параметр дислокационной

вязкости, соответственно $2,6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кГ}}{\text{с} \cdot \text{м}}$ – без магнитного поля и

$$2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кГ}}{\text{с} \cdot \text{м}} \text{ – с магнитным полем.}$$

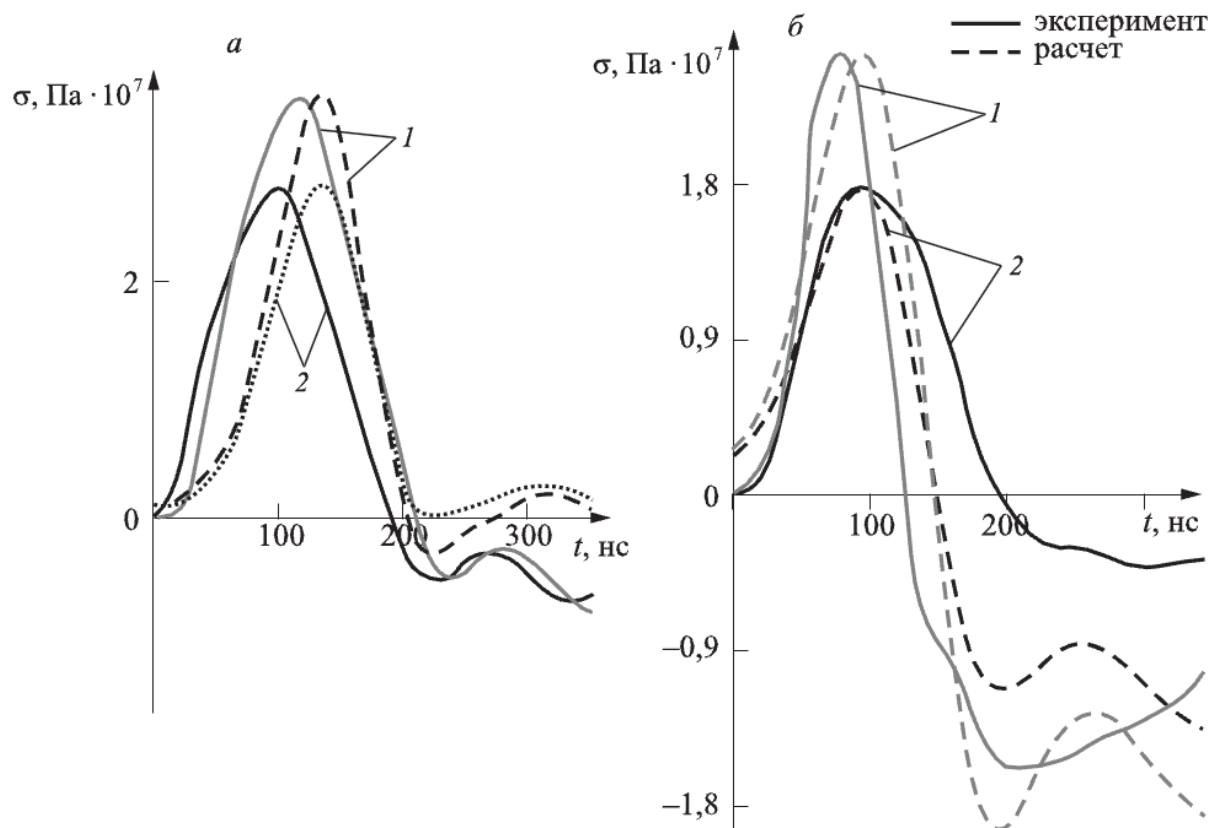


Рисунок 4.1. Расчетные и экспериментальные профили на тыльной поверхности, 1 – без магнитного поля, 2 – с магнитным полем.

В результате мы приходим к выводу, что остается только один управляющий параметр – B . Именно он отражает зависимость σ от магнитного поля. Видно из двух экспериментов с участием магнитного

поля, что величина B понижается при его приложении. Амплитуда импульса напряжения при этом уменьшается, а сам импульс уплощается. Данное обстоятельство находится в соответствии с экспериментами, проведенными в работах [82, 83], где наблюдалось движение индивидуальных дислокаций в магнитном поле, а также с экспериментами работы [93] по пластификации кристаллов NaCl в магнитном поле.

В результате проведенного численного решения системы уравнений движения среды с определяющим уравнением на основе динамики дислокаций, а также экспериментального исследования распространения короткого импульса напряжения в условиях воздействия импульсного магнитного поля показано, что именно параметр дислокационной вязкости B ответственен за влияние магнитного поля на изменение характеристик импульса механического напряжения при его распространении по диамагнитному кристаллу NaCl с парамагнитными центрами. Большая чувствительность к магнитному полю наблюдается при повышении амплитуды напряжения σ (первый случай нагружения) и меньшая с уменьшением механического напряжения, т.е. при приближении к пределу текучести, что является закономерным и подтверждает известные литературные данные.

4.2. Магнитопластический эффект при динамическом импульсном нагружении образца

4.2.1. Некоторые особенности динамического нагружения

При экспериментальном исследовании поведения материалов в условиях динамического нагружения многими авторами отмечается его отличие от поведения при статических нагрузках. Основными особенностями проявления скоростной зависимости материала считались

следующие: 1) повышенное значение динамического предела текучести и скорости распространения пластической волны по сравнению с определёнными по статической диаграмме напряжение-деформация, 2) наличие динамической ползучести $\varepsilon(t)$ и динамической релаксации $\sigma(t)$ и т.д. Был разработан ряд экспериментальных методов для изучения зависящих от скорости деформации эффектов в лабораторных условиях. Каждый метод обычно применим в совершенно определённой и конкретной области деформаций и скоростей деформаций. Однако ограниченное число исследований и довольно большие различия в условиях проведения экспериментов затрудняют общее заключение о скоростных эффектах с количественной точки зрения. Кроме того, необходимо также отметить, что некоторые исследователи считают скоростные эффекты либо пренебрежимо малыми, либо объясняют их, не обращаясь к волновой механике.

В общем случае при достаточно высоких скоростях деформации интерпретировать экспериментальные данные не представляется возможным без обращения к анализу на основе теории распространения волн напряжения. Однако в настоящее время имеются определённые трудности в проведении такого анализа, заключающегося в том, что применяемая теория распространения волн сама включает искомые механические свойства в форме определяющих соотношений.

Для оценки влияния скорости деформации на механические свойства материалов может быть использована динамическая кривая напряжение-деформация. Был предложен ряд методов для её построения, например метод Ленского, заключающийся в измерении остаточных деформаций упругопластического стержня, ударяемого торцом по жёсткой плите. Или метод, основанный на экспериментальном измерении зависимости скорости волны a как функции деформации ε или скорости

частиц v в направлении движения волны. В дальнейшем для обработки результатов применялось выражение

$$\sigma = \rho \int_0^{\varepsilon} a^2 d\varepsilon = \rho \int_0^v a dv,$$

устанавливающее связь между упомянутыми величинами (где σ – напряжение, а ρ – плотность).

Важным является вопрос не только построения динамической диаграммы напряжение-деформация, но и управления её параметрами, в частности пределом текучести. Так в работах [15, 62, 90] исследовано изменение статического предела текучести кристаллов NaCl в магнитном поле. В работе [93] описан эффект понижения динамического предела текучести в кристаллах NaCl в условиях нагружения механическим импульсом субмикросекундной длительности посредством электронного пучка, которому предшествовал импульс вихревого электромагнитного поля с задержкой во времени ~ 1 мкс.

4.2.2. Влияние магнитопластического эффекта на предел текучести кристаллов NaCl

Известно, что между подвижностью индивидуальных дислокаций и макропластическими деформационными характеристиками отсутствует простая однозначная связь. Поэтому представляет интерес изучение влияния слабого магнитного поля не только на движение отдельных дислокаций (микропластичность), но и на пластическое течение при больших деформациях (макропластичность). Впервые это было сделано в работах [84-86]. Авторы наблюдали за изменением коэффициента деформационного упрочнения $G = \partial\sigma/\partial\varepsilon$ при кратковременном (5-10 с) включении постоянного магнитного поля с индукцией $B = 0,7$ Тл, а также импульсного магнитного поля ($B = 7$ Тл, $t = 10$ мс) при одноосном сжатии монокристаллов NaCl до $\varepsilon = 5\%$, длившемся 10-15 минут. Эффект разупрочнения был максимальным сразу за пределом текучести, далее

плавно затухал при достижении $\varepsilon = 2-3\%$. Наиболее чувствительными к магнитному полю оказались кристаллы NaCl, легированные Ca. Менее чувствительными к действию поля – кристаллы с примесями Eu, In, Mg. МПЭ не наблюдался в кристаллах с примесями Mn и Pb как в опытах с подвижностью индивидуальных дислокаций, так и на макроуровне. Все это указывает на то, что примесные атомы активно участвуют в магниточувствительных процессах на разных уровнях деформирования (микро- и макроуровнях).

В работах [87-90] приведены данные об уменьшении предела текучести в ионных кристаллах в постоянном магнитном поле с $B \approx 1 \text{ Тл}$ до 2,5 раз при разных скоростях деформации.

Для проявления МПЭ необходимо возбуждение точечных дефектов (парамагнитных) центров, чтобы создать условия неравновесной системы. Это достигается разными способами, в частности предварительным механическим нагружением, облучением, выдержкой в магнитном поле и т.д.

В настоящей работе [4, 8, 9] ставилась задача количественной оценки влияния предварительной экспозиции кристалла NaCl в постоянном магнитном поле на изменение предела текучести динамической диаграммы ($\sigma - \varepsilon$).

Образцы NaCl с суммарной концентрацией примесей кальция (Ca) 10 ppm перед нагружением в магнитоиндукционной установке, описанной выше, помещались в поле постоянного магнита с $B \approx 0,37 \text{ Тл}$, где выдерживались разное время. Далее производилось импульсное механическое нагружение с обработкой экспериментальных данных по разработанной программе в процессе проведения опытов.

На рисунке 2.19 приведены динамические диаграммы нагружения образцов NaCl, без предварительной обработки в магнитном поле (кривая 4) и при экспозиции в поле в течение 4 (кривая 5) и 8 минут (кривая 6).

Как видно из рисунка, с увеличением времени выдержки образцов в постоянном магнитном поле предел текучести кристаллов существенно понижается.

Таким образом показано, что экспозиция кристаллов NaCl с примесями кальция в магнитном поле позволяет управлять одной из основных макроскопических деформационных характеристик кристалла – пределом текучести.

Получена оценка влияния скорости деформации на механические свойства материала: если статический предел текучести кристаллов NaCl находится в пределах (0,2–0,4) МПа, то динамический составил ~ 4 МПа, т.е. повысился на порядок и более. Выдержка образцов в постоянном магнитном поле с индукцией $B \approx 0,37$ Тл в течение 4 минут понизила предел текучести с 4 до 2,7 МПа (в 1,5 раза), а в течение 8 минут – до 1,1 МПа (в 3,6 раза).

Заключение

Основное содержание выполненных в настоящей диссертации исследований состоит в следующем.

1. Разработан ряд экспериментальных установок для изучения влияния слабых магнитных полей на интенсивность дислокационных перемещений, а также на распространение через образец короткого упругопластического импульса.
2. Впервые реализован и исследован резонанс дислокационных перемещений по схеме электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в магнитном поле Земли (~ 100 мкТл) для радиочастотного и импульсного полей накачки. Найдены пороговые значения индукции поля накачки.
3. На основе динамики дислокаций построена математическая модель распространения короткого упругопластического импульса в кристаллах NaCl в условиях воздействия импульсного магнитного поля. Проведенное моделирование позволило выявить ведущий параметр, дислокационную вязкость, отвечающий за влияние магнитного поля на характеристики эволюции упругопластического импульса при его распространении.
4. Предложен метод построения динамической диаграммы напряжение-деформация ($\sigma - \epsilon$) в приближении Прандтля на основе экспериментально полученных амплитуд давления при динамическом нагружении образцов посредством импульсного преобразователя электромагнитно-индукционного типа.
5. Исследован эффект понижения динамического предела текучести в кристаллах NaCl, предварительно выдержанных в постоянном магнитном поле с индукцией $\sim 0,4$ Тл, с

последующим импульсным нагружением в микросекундном диапазоне длительностей.

Список литературы

1. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Морозов В.А., Кац В.М., Лукин А.А. *Парамагнитный резонанс в магнитном поле Земли как причина движения дислокаций в кристаллах NaCl* // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 91, № 2. – С. 97-101.
2. Кац В.М., Морозов В.А. *Моделирование распространения короткого упругопластического импульса в кристаллах NaCl в условиях воздействия слабого импульсного магнитного поля* // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер.1. – 2011. № 1. – С. 115-121.
3. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Морозов В.А., Кац В.М., Лукин А.А. *Резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном поле Земли с радиочастотным полем накачки* // ФТТ. – 2011. – Т. 53, № 10. – С. 2010-2017.
4. Кац В.М., Морозов В.А. *Применение динамической диаграммы напряжение-деформация для исследования магнитоупругого эффекта при импульсном нагружении диамагнитных кристаллов* // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер.1. – 2012. № 2. – С. 117-121.
5. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Морозов В.А., Кац В.М., Лукин А.А. *Резонансные перемещения дислокаций в кристаллах NaCl в схеме ЭПР в магнитном поле Земли с импульсной накачкой* // ФТТ. – 2013. – Т. 55, № 11. – С. 2176-2182.
6. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Морозов В.А., Кац В.М., Лукин А.А. *Парамагнитный резонанс дислокационной подвижности в магнитном поле Земли* // Первые Московские чтения по проблемам прочности материалов. (Москва, 1-3 декабря 2009г.): тезисы докладов. – М., 2009г., 2009. – С. 27.
7. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Морозов В.А., Кац В.М., Лукин А.А. *Движение дислокаций в кристаллах NaCl в условиях ЭПР в магнитном*

поле Земли // XIX Петербургские чтения по проблемам прочности: сборник материалов. – Санкт-Петербург, 2010. – С. 21-22.

8. Кац В.М., Морозов В.А. *Магнитоэластический эффект при импульсном нагружении диамагнитных кристаллов* // Шестые Поляховские чтения: Тезисы докладов Международной научной конференции по механике. (Санкт-Петербург, 31 января - 2 февраля 2012г.) – Санкт-Петербург, 31 января - 2 февраля 2012 г., 2012. – С. 232.

9. Кац В.М., Лукин А.А., Морозов В.А. *Управление характеристиками гидродинамического затухания упругоэластической волны с помощью магнитного поля* // Актуальные направления в механике сплошных сред. (Санкт-Петербург 2-6 июля 2012 г.): тезисы докладов конференции-семинара. – Санкт-Петербург., 2012г. – С. 19.

10. Вонсовский С.В. *Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков.* – Москва: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1971. – 1032 с.

11. Короткина М.Р. *Электромагнитоупругость.* – Москва: МГУ им. М.В.Ломоносова, 1988. – 304 с.

12. Кравченко В.Я. *О влиянии магнитного поля на электронное торможение дислокаций* // Письма в ЖЭТФ. – 1970. – Т. 12, № 11. – С. 551-554.

13. Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д. *Электронное торможение дислокаций в металлах* // УФН. – 1973. – Т. 111, № 4. – С. 655–682.

14. Galligan J.M. *Electron and Phonon Drag on Mobile Dislocations in Metals at Low Temperatures* // Physical Acoustics / Mason W.P., Thurston R.N. – Academic Press, 1982. – Vol. 16. – P. 173-215.

15. Головин Ю.И. *Магнитоэластичность твердых тел.* – Москва: Издательство «Машиностроение-1», 2003. – 108 с.

16. Загоруйко Н.В. *Действие постоянного электрического и импульсного магнитного полей на движение дислокаций в хлористом натрии* // Кристаллография. – 1965. – Т. 10, № 1. – С. 81-86.
17. Дистлер Г.И., Каневский В.М., Москвин В.В., Постников С.Н., Рябинин Л.А., Сидоров В.П., Шнырев Г.Д. *О влиянии слабого импульсного магнитного поля на реальную структуру твердых тел* // Доклады АН СССР. – 1983. – Т. 268, № 3. – С. 591-593.
18. Каневский В.М., Дистлер Г.И., Смирнов А.Е., Герасимов Ю.М., Кортукова Е.И., Урусовская А.А., Горюнов Е.С. *Исследование влияния импульсного магнитного поля на растворимость кристаллов NaCl* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1984. – Т. 48, № 12. – С. 2408-2413.
19. Дембовский С.А., Чечеткина Е.А., Козюхин С.А. *Аномальное влияние слабых магнитных полей на диамагнитные стеклообразные полупроводники* // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41, № 2. – С. 74-76.
20. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Перекалина Т.М., Урусовская А.А. *О движении дислокаций в кристаллах NaCl под действием постоянного магнитного поля* // ФТТ. – 1987. – Т. 29, № 2. – С. 467-471.
21. Франкевич Е.Л., Балабанов Е.И. *Новый эффект увеличения фотопроводимости полупроводников в слабом магнитном поле* // Письма в ЖЭТФ. – 1965. – Т. 1, № 6. – С. 33-37.
22. Франкевич Е.Л. *О природе нового эффекта изменения фотопроводимости органических полупроводников в магнитном поле* // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50, № 5. – С. 1226-1234.
23. Франкевич Е.Л., Балабанов Е.И. *Изменение фотопроводимости монокристалла антрацена в магнитном поле* // ФТТ. – 1966. – Т. 8, № 8. – С. 855-889.
24. Frankevich E.L., Tribel M.M., Sokolik I.A. *Photoconductivity of sublimated rubrene films during oxidation. The magnetic field effect.* // Physica Status Solidi (b). – 1976. – Vol. 77, № 1. – P. 265-276.

25. Johnson R.C., Merrifield R.E., Avakian P., Flippen R.B. *Effects of Magnetic Fields on the Mutual Annihilation of Triplet Excitons in Molecular Crystals* // Physical Review Letters. – 1967. – Vol. 19, № 6. – P. 285-287.
26. Merrifield R.E. *Theory of Magnetic Field Effects on the Mutual Annihilation of Triplet Excitons* // The Journal of Chemical Physics. – 1968. – Vol. 48, № 9. – P. 4318-4319.
27. Франкевич Е.Л., Соколик И.А., Кадыров Д.И., Кобрянский В.М. *Влияние слабого магнитного поля на электропроводность пленок полиацетилена* // Письма в ЖЭТФ. – 1982. – Т. 36, № 11. – С. 401-403.
28. Сагдеев Р.З., Салихов К.М., Лешина Т.В., Камха М.А., Шейн С.М., Молин Ю.Н. *Влияние магнитного поля на радикальные реакции* // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 16, № 11. – С. 599-602.
29. Сагдеев Р.З., Лешина Т.В., Камха М.А., Шейн С.М., Молин Ю.Н. *Влияние магнитного поля на соотношение продуктов реакции пентафторбензилхлорида с И-С4Н91Л* // Известия Академии наук СССР. Серия химическая. – 1972. – Т. 9. – С. 2128-2129.
30. Schulten K., Staerk H., Weller A., Werner H.J., Nickel B. *Magnetic Field Dependence of the Geminate Recombination of Radical Ion Pairs in Polar Solvents* // Zeitschrift für Physikalische Chemie. – 1976. – Vol. 101, № 1-6. – P. 371-390.
31. Schulten K., Swenberg C.E., Weller A.A. *Biomagnetic Sensory Mechanism Based on Magnetic Field Modulated Coherent Electron Spin Motion* // Zeitschrift für Physikalische Chemie. – 1978. – Vol. 111, № 1. – P. 1-5.
32. Ritz T., Adem S., Schulten K.A. *Model for Photoreceptor-Based Magnetoreception in Birds* // Biophysical journal. – 2000. – Vol. 78, № 2. – P. 707-718.
33. Кессених А.В. *Открытие, исследования и применения магнитного резонанса* // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179, № 7. – С. 737-764.

34. Франкевич Е.Л., Приступа А.И. *Магнитный резонанс возбужденных комплексов с переносом заряда, регистрируемый по флуоресценции при комнатной температуре* // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24, № 7. – С. 397-400.
35. Франкевич Е.Л., Приступа А.И., Трибель М.М., Соколик И.А. *Магнитный резонанс короткоживущих состояний с переносом заряда в молекулярных кристаллах, детектируемый по фотопроводимости* // ДАН СССР. – 1977. – Т. 236. – С. 1173-1176.
36. Frankevich E.L., Tribel M.M., Sokolik I.A., Pristupa A.I. *Magnetic-Resonant Modulation of Photoconductivity of Crystalline Charge Transfer Complexes. Anthracene-Tetracyanbenzene.* // Physica Status Solidi (b). – 1978. – Vol. 87, № 1. – P. 373-379.
37. Timmel C.R., Henbest K.B. *A study of spin chemistry in weak magnetic fields* // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2004. – Vol. 362, № 1825. – P. 2573-2589.
38. Rodgers C.T., Wedge C.J., Norman S.A., Kukura P., Nelson K., Baker N., Maeda K., Henbest K.B., Hore P.J., Timmel C.R. *Radiofrequency polarization effects in zero-field electron paramagnetic resonance* // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2009. – Vol. 11, № 31. – P. 6569-6572.
39. Wedge C.J., Rodgers C.T., Norman S.A., Baker N., Maeda K., Henbest K.B., Timmel C.R., Hore P.J. *Radiofrequency polarization effects in low-field electron paramagnetic resonance* // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2009. – Vol. 11, № 31. – P. 6573-6579.
40. Ritz T., Thalau P., Phillips J.B., Wiltschko R., Wiltschko W. *Resonance effects indicate a radical-pair mechanism for avian magnetic compass* // Nature. – 2004. – Vol. 429, № 6988. – P. 177-180.

41. Maeda K., Henbest K.B., Cintolesi F., Kuprov I., Rodgers C.T., Liddell P.A., Gust D., Timmel C.R., Hore P.J. *Chemical compass model of avian magnetoreception* // Nature. – 2008. – Vol. 453, № 7193. – P. 387-390.
42. Maeda K., Robinson A.J., Henbest K.B., Hogben H.J., Biskup T., Ahmad M., Schleicher E., Weber S., Timmel C.R., Hore P.J. *Magnetically sensitive light-induced reactions in cryptochrome are consistent with its proposed role as a magnetoreceptor* // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2012. – Vol. 109, № 13. – P. 4774-4779.
43. Buchachenko A. L., Frankevich E. L. *Chemical generation and reception of radio- and microwaves* – N-Y.: VCH, 1994. – 180 p.
44. Cavenett B.C. *Optically detected magnetic resonance (O.D.M.R.) investigations of recombination processes in semiconductors* // Advances in Physics. – 1981. – Vol. 30, № 4. – P. 475-538.
45. Власенко Л.С., Храпцов В.А. *Нерезонансная спин-зависимая проводимость в кремнии* // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42, № 1. – С. 32-34.
46. Зельдович Я.Б., Бучаченко А.Л., Франкевич Е.Л. *Магнитно-спиновые эффекты в химии и молекулярной физике* // УФН. – 1988. – Т. 155, № 1. – С. 3–45.
47. Бучаченко А.Л., Сагдеев Р.З., Салихов К.М. *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях* – Новосибирск: Наука, 1978. – 296 с.
48. Salikhov K.M., Molin Y.N., Buchachenko A.L. *Spin Polarization and Magnetic Effects in Radical Reactions* // Studies in Physical and Theoretical Chemistry – Amsterdam: Elsevier, 1984. – Vol. 22– 419 с.
49. Buchachenko A.L. *MIE versus CIE: Comparative Analysis of Magnetic and Classical Isotope Effects* // Chemical Reviews. – 1995. – Vol. 95, № 7. – P. 2507-2528.
50. Timmel C.R., Henbest K.B. *A study of spin chemistry in weak magnetic fields* // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A:

Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2004. – Vol. 362, № 1825. – P. 2573-2589.

51. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. *Магнитопластический эффект в кристаллах CsI и LiF* // ФТТ. – 1993. – Т. 35, № 2. – С. 320-323.

52. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Казакова О.Л., Михина Е.Ю., Петржик Е.А. *Магнитопластический эффект и спин-решеточная релаксация в системе дислокация - парамагнитный центр* // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 63, № 8. – С. 628-633.

53. Альшиц В.И., Даринская Е.В. *Магнитопластический эффект в кристаллах LiF и продольная релаксация спинов* // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 70, № 11. – С. 749-753.

54. Даринская Е.В., Петржик Е.А., Ерофеева С.А., Кисель В.П. *Магнитопластический эффект в InSb* // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 70, № 4. – С. 298-302.

55. Darinskaya E.V., Petrzhik E.A., Erofeeva S.A. *Dislocation motion in InSb crystals under a magnetic field* // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2002. – Vol. 14, № 48. – P. 12883-12886.

56. Петржик Е.А., Даринская Е.В., Ерофеева С.А., Раухман М.Р. *Влияние легирования и предварительной обработки на магностимулированную подвижность дислокаций в монокристаллах InSb* // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 2. – С. 254-256.

57. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.Л. *Магнитопластический эффект в монокристаллах алюминия* // ФТТ. – 1992. – Т. 34, № 1. – С. 155-158.

58. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Гектина И.В., Лаврентьев Ф.Ф. *Исследование магнитопластического эффекта в кристаллах цинка* // Кристаллография. – 1990. – Т. 35, № 4. – С. 1014-1016.

59. Орлов А.М., Скворцов А.А., Соловьев А.А. *Поведение дислокаций в кремнии при наличии механических и магнитных возмущений* // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 123, № 3. – С. 590-598.
60. Скворцов А.А., Орлов А.М., Соловьев А.А., Белов Д.И. *Магнитоупругий эффект в кремнии: поиск новых методов управления структурно-чувствительными свойствами элементарных полупроводников* // ФТТ. – 2009. – Т. 51, № 12. – С. 2304-2308.
61. Скворцов А.А., Каризин А.В. *Магнитоупругость и диффузия в монокристаллах кремния* // ЖЭТФ. – 2012. – Т. 141, № 1. – С. 96-100.
62. Смирнов Б.И., Песчанская Н.Н., Николаев В.И. *Магнитоупругий эффект в сегнетоэлектрических кристаллах NaNbO_3* // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 12. – С. 2154-2156.
63. Осипьян Ю.А., Головин Ю.И., Лопатин Д.В., Моргунов Р.Б., Николаев Р.К., Шмурак С.З. *Влияние импульсного магнитного поля на микротвердость монокристаллов C_{60}* // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 69, № 2. – С. 110-113.
64. Осипьян Ю.А., Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Николаев Р.К., Пушкин И.А., Шмурак С.З. *Инверсия знака магнитоупругого эффекта в монокристаллах C_{60} при фазовом переходе $sc-fcc$* // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 7. – С. 1333-1335.
65. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А. *Магнитоупругий эффект: основные свойства и физические механизмы* // Кристаллография. – 2003. – Т. 48, № 5. – С. 826-854.
66. Урусовская А.А., Альшиц В.И., Смирнов А.Е., Беккауер Н.Н. *Эффекты магнитного воздействия на механические свойства и реальную структуру немагнитных кристаллов* // Кристаллография. – 2003. – Т. 48, № 5. – С. 855-872.
67. Головин Ю.И. *Магнитоупругость твердых тел (Обзор)* // ФТТ. – 2004. – Т. 46, № 5. – С. 769-803.

68. Моргунов Р.Б. *Спиновая микромеханика в физике пластичности* // УФН. – 2004. – Т. 174, № 2. – С. 131–153.
69. Alshits V.I., Darinskaya E.V., Koldaeva M.V., Petrzhik E.A. *Chapter 86. Magnetoplastic Effect in Nonmagnetic Crystals.* // *Dislocations in Solids* / Hirth J. – Amsterdam: Elsevier, 2008. – Vol. 14 – P. 333-437.
70. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. *"In situ" изучение магнитопластического эффекта в кристаллах NaCl методом непрерывного травления* // ФТТ. – 1991. – Т. 33, № 10. – С. 3001-3010.
71. Молоцкий М.И. *Возможный механизм магнитопластического эффекта* // ФТТ. – 1991. – Т. 33, № 10. – С. 3112-3114.
72. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. *Магниточувствительные реакции между дефектами структуры в ионных кристаллах* // Известия РАН (сер. химическая). – 1997. – Т. 46, № 4. – С. 739-744.
73. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. *О роли обменных сил в формировании пластических свойств диамагнитных кристаллов* // Доклады РАН. – 1997. – Т. 354, № 5. – С. 632-634.
74. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. *Влияние слабого магнитного поля на состояние неравновесных дефектов и пластичность ионных кристаллов* // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115, № 2. – С. 605-623.
75. Molotskii M., Fleurov V. *Work hardening of crystals in a magnetic field* // *Philosophical Magazine Letters.* – 1996. – Vol. 73, № 1. – CP 11-15.
76. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Иванов В.Е., Жуликов С.Е., Дмитриевский А.А. *Электронный парамагнитный резонанс в подсистеме структурных дефектов как фактор пластификации кристаллов NaCl* // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68, № 5. – С. 400-405.
77. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Тюрин А.И., Иволгин В.И. *Магнитный резонанс в короткоживущих комплексах структурных дефектов в монокристаллах NaCl* // Доклады РАН. – 1998. – Т. 361, № 3. – С. 352-354

78. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Иванов В.Е., Дмитриевский А.А. *Радиочастотные спектры парамагнитного резонанса, детектируемые по смещению дислокаций в монокристаллах NaCl* // ФТТ. – 1999. – Т. 41, № 10. – С. 1778-1784.
79. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Иванов В.Е., Дмитриевский А.А. *Эффекты разупрочнения ионных кристаллов, вызванные изменением спиновых состояний структурных дефектов в условиях парамагнитного резонанса* // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 117, № 6. – С. 1080-1093.
80. Golovin Y.I., Morgunov R.B., Dmitrievskii A.A. *Influence of a weak magnetic field on spin-dependent relaxation of structural defects in diamagnetic crystals* // Materials Science and Engineering: A. – 2000. – Vol. 288, № 2. – P. 261-265.
81. Golovin Y., Morgunov R., Baskakov A. *Magneto resonant softening of solids* // Molecular Physics. – 2002. – Vol. 100, № 9. – P. 1291-1296.
82. Даринская Е.В., Макаревич И.П., Мещеряков Ю.И., Морозов В.А., Урусовская А.А. *Исследование подвижности краевых дислокаций в кристаллах LiF и NaCl при импульсном нагружении электронным пучком* // ФТТ. – 1982. – Т. 24, № 5. – С. 1564-1566.
83. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Легеньков М.А., Морозов В.А. *Движение дислокаций в кристаллах NaCl при комбинированном воздействии механических и электромагнитных импульсов, создаваемых электронным пучком* // ФТТ. – 1999. – Т. 41, № 11. – С. 2004-2006.
84. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. *Влияние постоянного магнитного поля на скорость макропластического течения ионных кристаллов* // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 61, № 7. – С. 583-586.
85. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. *Влияние постоянного магнитного поля на скорость пластического течения монокристаллов NaCl:Ca* // ФТТ. – 1995. – Т. 37, № 7. – С. 2118-2121.

86. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Жуликов С.Е., Карякин А.М. *Релаксационные явления при пластическом деформировании ионных кристаллов в постоянном магнитном поле* // Изв. РАН. Сер. Физ. – 1996. – Т. 60, № 9. – С. 173-178.
87. Альшиц В.И., Беккауер Н.Н., Смирнов А.Е., Урусовская А.А. *Влияние магнитного поля на предел текучести кристаллов NaCl* // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115, № 3. – С. 951-958.
88. Урусовская А.А., Смирнов А.Е., Беккауер Н.Н. *Макроскопический магнитоэластический эффект в кристаллах NaCl и LiF* // Изв. РАН. Сер. Физ. – 1997. – Т. 61, № 5. – С. 937-940.
89. Урусовская А.А., Альшиц В.И., Смирнов А.Е., Беккауер Н.Н. *О влиянии магнитного поля на предел текучести и кинетику макропластичности кристаллов LiF* // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 65, № 6. – С. 470-474.
90. Альшиц В.И., Урусовская А.А., Смирнов А.Е., Беккауер Н.Н. *Деформация кристаллов LiF в постоянном магнитном поле* // ФТТ. – 2000. – Т. 42, № 2. – С. 270-272.
91. Смирнов Б.И., Шпейзман В.В., Песчанская Н.Н., Николаев Р.К. *Влияние магнитного поля на скорость микропластической деформации монокристаллов C₆₀* // ФТТ. – 2002. – Т. 44, № 10. – С. 1915-1918.
92. Родин Ю.П. *Постоянные магнитные поля и физико-механические свойства полимеров* // Механика композитных материалов. – 1991. – Т. 3. – С. 490-503.
93. Морозов В.А. *Пластификация кристаллов NaCl при комбинированном воздействии коротких механических и магнитных импульсов* // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 10. – С. 1839-1841.
94. Badylevich M.V., Kveder V.V., Orlov V.I., Ossipyan Y.A. *Spin-resonant change of unlocking stress for dislocations in silicon* // Physica Status Solidi (c). – 2005. – Vol. 2, № 6. – P. 1869-1872.

95. Матханов П.Н. *Основы анализа электрических цепей*. – Москва: «Высшая школа», 1972. – 336 с.
96. Гоноровский И.С. *Радиотехнические цепи и сигналы* // Классики отечественной науки. – Москва: Дрофа, 2006. – 719 с.
97. Воробьев Б.Ф., Даубаев У., Макаревич И.П., Морозов В.А., Недбай А.И., Судьенков Ю.В. *Экспериментальные исследования высокоскоростного нагружения материалов* // Физическая механика. – Ленинград: Изд-во ЛГУ, 1984. – Вып. 5. – С. 144-169.
98. Nakamura A., Takeuchi R. Generation of Sound Pulses with Finite Amplitude in Free Air // *Japanese Journal of Appl. Physics*. – 1969. – Т. 8, № 5. – С. 507-517.
99. Yasumoto Y., Nakamura A., Takeuchi R. *Developments in the use of acoustic shock pulses in the study of elastic properties of solids* // *Acustica*. – 1974. – Vol. 30. – P. 260-267.
100. Исакович М. А. *Общая акустика*. – Москва: Наука, 1973. – 496 с.
101. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред* // Теоретическая физика – М.: Физматлит, 2003. – Т. 8. – 656 с.
102. Johnson J.N., Jones O.E., Michaels T.E. *Dislocation Dynamics and Single-Crystal Constitutive Relations: Shock-Wave Propagation and Precursor Decay* // *Journal of Applied Physics*. – 1970. – Vol. 41, № 6. – P. 2330-2339.
103. Мещеряков Ю.И., Морозов В.А. *Экспериментальные исследования высокоскоростного нагружения материалов* // Физическая механика. – Ленинград: Изд-во ЛГУ, 1978. – Вып. 3. – С. 109-132.
104. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. *Динамическое торможение дислокаций* // *Динамика дислокаций*. – Киев: «Наукова думка», 1975. – С. 232-275.