

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ ՄԻԼԵՏԱ ՄԱՐՏԻՐՈՍԻ

ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԵՎ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԿՈՆԴԵՆՍԱՑՎԱԾ
ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

Ա.04.07 – «Կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկա»
մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՄԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2018

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ԱՐԱԿԵԼՅԱՆ ՄԻԼԵՏԱ ՄԱՐՏԻՐՈՍՈՎՆԱ

РАЗМЕРНО КВАНТОВАННЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук по специальности
01.04.07 – “Физика конденсированного состояния”

ЕРЕВАН 2018

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզմաթ.գիտ.դոկտոր,
պրոֆեսոր Վ.Ա.Մակարով

Ֆիզմաթ.գիտ.դոկտոր,
պրոֆեսոր Կ.Գ.Թրունի

Ֆիզմաթ.գիտ.դոկտոր,
պրոֆեսոր Ա.Ա.Սահարյան

Առաջատար կազմակերպություն՝

ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկայի կիրառական
պրոբլեմների ինստիտուտ

Պաշտպանությունը տեղի կունենա 2018թ. մայիսի___5___, ժամը 12⁰⁰___-ին
Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում
Հասցեն՝ Երևան 0025 Ալեք Մանուկյան 1

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրը առաքված է 2018 թ.մարտի 26-ին

Մասնագիտական խորհրդի

գիտական քարտուղար՝

Ֆիզմաթ.գիտ.թեկնածու, դոցենտ



Վ.Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Официальные оппоненты:

доктор физ.мат.наук,
профессор В.А.Макаров

доктор физ.мат.наук,
профессор К.Г.Труни

доктор физ.мат.наук,
профессор А.А.Саарян

Ведущая организация:

Институт прикладных проблем
физики НАН РА

Защита состоится __5 мая__ 2018 г. в __12⁰⁰__ часов на заседании специализированного
совета по физике 049 Ереванского государственного университета по адресу: Ереван 0025,
ул. Алека Манукяна 1

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 26 марта 2018 г.

Ученый секретарь Специализированного совета
кандидат физ.мат.наук, доцент



В.П.Калантарян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОВЕДЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Современные достижения в получении наноструктурированных поверхностей и тонких пленок привели к новому развитию такой принципиальной и традиционной уже многие десятилетия отрасли, которая связана с пленочной интегральной микроэлектроникой. При этом более высокие требования предъявляются к исследованиям, направленным как на изучение процессов получения нового класса полупроводниковых, диэлектрических и металлических наноструктур и тонких пленок, так и на выявление качественных и количественных особенностей физических явлений в подобных объектах, важных для возможных приложений.

Имеются в виду структуры на поверхности твердого тела и тонкие пленки толщиной порядка десятков нм, где можно реализовать высокую подвижность зарядовых носителей, размерные энергетические состояния с соответствующим разрешением, исключительное быстродействие для ряда эффектов, измерения с предельной точностью и др.

Для приложений это дает возможность создавать устройства с уникальными свойствами, например, микроэлектронные и криогенные усилители, фотоприемники, переключающие устройства, анализаторы спектра, генераторы монохроматических фононов, элементы для квантовой обработки информации и квантовых вычислений, перестраиваемые по частоте лазеры, тонкопленочные усилители упругих поверхностных волн и т.д. [1-6].

Однако в этой области существует еще много проблем как фундаментального, так и прикладного характера, включая и чисто технологические задачи, которые должны быть рассмотрены в едином комплексе, позволяющем обозначить полную траекторию создания подобных устройств на новых физических принципах.

Во-первых, когда речь идет об электрофизических свойствах твердотельной электроники, то необходимо целенаправленно управлять энергетическим спектром зарядов с помощью различных внешних воздействий. Прикладывая внешние поля, меняющие энергетический спектр, можно вызывать контролируемую эволюцию электронной плотности в системе, соответствующую преобразованию физических свойств по заданному/требуемому закону.

Во-вторых, для многослойных низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур принципиальное значение имеют качество низкоразмерных слоев, резкость гетерограниц, плотность дислокаций в гетероструктурах. Поэтому рассмотрение этой давней проблемы возникновения и развития режимов в многослойных низкоразмерных системах представляет интерес как в теоретическом, так и в прикладном/технологическом аспектах.

В-третьих, для твердотельных систем необходимо контролировать подвижность дислокаций и выявлять роль внешних и внутренних факторов, влияющих на нее. Кроме того, в теории подвижности дислокаций в кристаллическом рельефе определение вклада квантовомеханического механизма в движение дислокаций является принципиальным.

В-четвертых, отдельный интерес для физики твердого тела в целом, для ее разделов, связанных с упругими деформациями, в частности, и для получения 3D-изделий сложной топологии, в особенности, представляют конкурентноспособные методы повышения прочности материала посредством деформационного упрочнения. Именно достижения в производстве подобных структур с требуемыми функциональными и конструктивными характеристиками наиболее интересны для опытно-конструкторских разработок в конечных изделиях при создании современной приборной базы электронных устройств разного масштаба, использующих новые физические принципы функционирования в своем жизненном цикле.

Наконец, в-пятых, в основе уравнений, описывающих соответствующие процессы распространения волн различной природы, лежат фундаментальные закономерности, в

первую очередь – законы сохранения, связанные с симметрией пространства и времени. Поэтому возможность рассмотрения с единых позиций в рамках общих нелинейных моделей таких разных явлений и процессов, каковыми являются движение дислокаций в кристаллах, селевые процессы в природе, распространение нервного импульса в организме и др., важно методологически для выяснения универсальных механизмов развития подобных динамических процессов.

Все эти проблемы рассмотрены в данной диссертационной работе и доведены до определенной степени завершенности, что позволяет говорить о развитии нового научного направления, которое сформулировано ниже в виде цели работы.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Исследование новых эффектов в квантово-размерных фононно-электронных системах при нелинейных взаимодействиях в твердом теле в условиях развития дислокаций и деформаций в подложках, а также изучение для различных приложений динамических волновых структур общего вида с учетом процессов диссипации и усиления.

При этом были решены **следующие задачи**: (1) построена линейная и нелинейная теории поглощения ультразвука и энергетического спектра квазичастиц в условиях размерного квантования; (2) в рамках солитонной концепции получены нетривиальные состояния волновых структур в физике твердого тела для ряда систем; (3) разработаны некоторые актуальные вопросы теории деформации и упрочнения; (4) выявлен характер движения дислокаций Френкеля – Конторовой при различных условиях и определены возможности управления этим движением; (5) проведено обобщение солитонного подхода на решение некоторых задач распространения волновых возмущений в ряде естественных объектов; (6) изучены различные режимы формирования дислокационных структур в твердом теле; (7) выявлены технологические основы получения подложек заданной конфигурации с улучшенными параметрами для создания вспомогательных модулей в производстве электронной базы нанoeлектроники.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА И ДОСТОВЕРНОСТЬ

Все результаты диссертационной работы получены впервые, выводы обоснованы надежностью применявшихся теоретических, аналитических и компьютерных методов и согласием с данными физических и натурных экспериментов.

Речь идет о следующих научных результатах, имеющих безусловную научную новизну.

Впервые теоретически показано, что в полупроводниковой одномерной среде (квантовая проволока) со слабой дисперсией и слабой нелинейностью в присутствии продольной звуковой и электромагнитной волн при определенных условиях возможно образование звукового солитона Кортевега де Фриза. Промоделированы сходства и различия солитонов Кортевега де Фриза и синус Гордона. Показано, что предельные амплитуды сильных звуковых волн в тонких полупроводниковых пленках обратно пропорциональны толщине пленки, модулю продольной упругости, но прямо пропорциональны напряжению предельного состояния. Промоделировано движение дислокации Френкеля – Конторовой в алюминии при комнатной температуре в рельефе Пайерлса. Показано, что дислокация движется неравномерно, замедляясь перед барьером Пайерлса и ускоряясь после преодоления барьера.

При движении двух дислокаций Френкеля – Конторовой в одной плоскости скольжения с одинаковыми скоростями при увеличении скорости совместного скольжения область постоянных сдвиговых напряжений сжимается в направлении скольжения и, соответственно, взаимодействие между дислокациями уменьшается. При низких барьерах Пайерлса движение дислокации поступательное. В кристаллах с высоким барьером

дислокация совершает колебательное движение в направлении скольжения. Теоретический расчет и математическое моделирование позволили заключить, что в образце алюминия при низких температурах с учетом барьера Пайерлса дислокации Френкеля – Конторовой движутся посредством туннелирования перегибов.

Развитие волнового процесса с диссипацией в нелинейной системе с образованием уединенной волны – солитона, который является решением уравнения Кортевега де Фриза, обобщено на распространение фронта катастрофического водного потока/селя. Предложен и промоделирован солитонный подход для описания распространения нервных импульсов в живом организме, а также мышечной и кровеносной систем сердца. Математическое моделирование предоставляет аналитические результаты и способ выявления и идентификации различных подобных процессов.

Предложен новый способ получения сапфировых подложек, обеспечивающий выращивание монокристаллов с улучшенными параметрами в аспекте гомогенности и минимального количества дефектов, что гарантирует более совершенное качество гетерограниц при создании полупроводниковых гетероструктур кремния на сапфире.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ

Практическая значимость полученных результатов состоит в разработке основ новых физических принципов создания тонкопленочных систем и расширения возможности использования наноструктурированных систем и тонкопленочных элементов в задачах микроэлектронной техники, в частности, для создания больших интегральных микросхем, функциональных узлов миниатюрных электронно-вычислительных машин, усилителей промежуточных частот трактов цветности, визуализации и изображения звука, конкурентоспособных коммерческих линий задержек на несколько микросекунд и т.д., а также их использования в элементах и системах фоновой спектроскопии и фотоники, включая квантовую обработку информации и квантовые вычисления.

Исследованные режимы распространения солитонов Кортевега де Фриза могут быть использованы как для передачи информации по оптическим волокнам на большие расстояния, так и в квантовых компьютерах.

Разработанный квантово-механический подход при описании подвижности дислокаций позволяет объяснить низкотемпературные аномалии пластической деформации: уменьшение напряжения течения чистых металлов при температурах (20-30)К.

В различных подходах для решения задач современной высокотехнологичной индустрии при формообразовании изделий явление деформационного упрочнения используется как перспективный ресурс повышения прочностных характеристик изделий. В связи с этим, выяснение физической природы упрочнения, сделанное в диссертации, позволяет управлять его динамикой и является принципиальной задачей для подобных прикладных задач.

Разработанная методика определения тензора напряжений при двухосном нагружении может быть использована при разработке технологий выращивания малодислокационных подложек для гетероструктур.

Предложенный подход трактовки селеобразования может быть полезен при формулировании дополнительных принципов защиты от селевых потоков с учетом рассмотренных механизмов селеобразования на некоторых потенциально опасных территориях, где подземные водные горизонты близко находятся от поверхности земли с соответствующей морфологией горного ландшафта и сложившихся климатических условий в некотором временном интервале.

Солитонный подход открывает большие возможности в исследовании сложных процессов в живых организмах. Математическое моделирование предоставляет аналитические результаты и способ выявления и идентификации различных биологических

процессов. Возможная патология изменяет спектральную картину солитонных волн и позволяет диагностировать различные заболевания нервных путей и сердечно-сосудистой системы.

Реализованное на практике устройство и современная технология получения контейнеров, обеспечивающих выращивание качественных монокристаллов, в частности сапфира, для использования в качестве подложек в гетероструктурах, позволяет увеличить степень интеграции создаваемых элементов. Это практически исключает токи утечки, увеличивает надежность и уменьшает общее энергопотребление.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. В поле сильной электромагнитной волны при определенных ее параметрах в квантовых пленках в условиях нелинейного взаимодействия возможны различные режимы распространения звука: одномерно квантованная среда становится прозрачной для звука (коэффициент поглощения равен нулю); происходит усиление звука, которое носит осцилляционный характер в зависимости от толщины пленки; появляется зависимость коэффициента поглощения от частоты звука, не наблюдаемая в линейном приближении; в квадратичном по полю звуковой волны приближении нелинейная восприимчивость обратно пропорциональна толщине пленки, ее производная по квазиимпульсу фонона имеет сингулярность.

2. Фононный спектр в квантовых полупроводниковых пленках напыленных на подложки, имеющие сходные с пленкой упругие свойства, имеет квантовый характер из-за электрон-фононного взаимодействия. При $q_\rho = 2k_{Fv}$ (k_{Fv} - модуль волнового вектора электрона на поверхности Ферми, q_ρ - модуль волнового вектора фонона в плоскости пленки) функция $\omega(q_\rho)$ (ω - частота фонона) остается непрерывной, но ее первая производная $\frac{d\omega}{dq_\rho}$ в этой точке расходится, т.е. перенормировка скорости фононов за счет

электрон-фононного взаимодействия вблизи поверхности Ферми является существенной (коновская особенность). При переходе от массивного образца к пленке особенность в групповой скорости фононов усиливается (вместо слабой логарифмической особенности для сферической поверхности имеем корневую особенность для цилиндрической поверхности Ферми в пленке). Затухание фононов испытывает скачки – гигантские квантовые осцилляции поглощения.

3. Для двумерного свободного движения и одномерного квантования электронного и фононного энергетического спектра в электрон-фононной системе (оптические фононы) при выполнении определенных условий возникают новые квазичастицы, которые являются связанными состояниями электрона и фонона.

4. В полупроводниковой одномерной среде (квантовая проволока) со слабой дисперсией и слабой нелинейностью в присутствии звуковой и электромагнитной волн при определенных условиях образуется звуковой солитон, описываемый уравнением Кортевега де Фриза и имеющий характерные особенности и пороговый механизм для определенных параметров нелинейности, дисперсии, диссипации и для выбранных начальных возмущений. Происходят явления самоорганизации – возникают новые упорядоченные структуры по бифуркационному сценарию.

5. В образце алюминия при комнатной температуре дислокация Френкеля – Конторовой в рельефе Пайерлса движется неравномерно, замедляясь перед барьером Пайерлса и ускоряясь после преодоления барьера. В окрестности дислокации реализуется режим микропластичности. При низких температурах ($t \leq 50\text{K}$) в алюминии с учетом барьера Пайерлса дислокация движется посредством туннелирования перегибов на дислокации.

6. В алюминии при воздействии ультразвука различных частот (порядка 10^{12} Гц) и учете диссипации, меняется длина свободного пробега дислокаций Френкеля – Конторовой. Наибольшая длина свободного пробега соответствует резонансной частоте, сопоставимой со временем перехода дислокации в соседнюю долину рельефа Пайерлса. При наличии внешнего упругого поля градиент роста кривой упрочнения уменьшается, а значит уменьшается предел текучести. Различают три области, в которых действуют различные механизмы деформации и упрочнения, каждому участку соответствует различная зависимость коэффициента упрочнения от координаты. Наличие резонансной частоты уменьшает коэффициент упрочнения.

7. В алюминии при гелиевых температурах возникают особенности в зависимости истинных значений напряжений от деформации в переменных Эйлера – резкое уменьшение напряжения при почти постоянной деформации, имеющее почти периодический характер.

8. В рамках солитонной модели уравнения Кортевега де Фриза и его модификаций математическое моделирование природного катастрофического события – селевого процесса, а также распространения электрической составляющей нервного импульса в живом организме позволяет контролировать развитие указанных нелинейных динамических процессов и создает возможность управления ими и выявления и идентификации их режимов (устойчивых и неустойчивых).

9. В беспримесных кристаллах кремния скорость 60^0 -ных дислокаций больше скорости винтовых, и соотношение скоростей сохраняется в температурном интервале 550^0 - 700^0 при внешнем механическом напряжении до 10^7 Н/м. В реальных кристаллах кремния с учетом взаимодействия дислокаций с примесями происходит инверсии скоростей дислокаций при $\sigma \leq 9МН/м^2$ и температуре $T = 853К$. При повышении температуры инверсное значение напряжения уменьшается.

10. При изгибе тонкой пластины кристалла кремния под действием вертикальной сосредоточенной силы локальное тензометрирование для двухосного сжатия и растяжения позволяет определять компоненты тензора напряжений в любых точках двумерной сетки на поверхности кристалла и вариацией внешних параметров управлять тензором напряжений.

11. В полупроводниковых пленочных приборах, работающих при повышенных токовых и тепловых нагрузках, превышающих допустимые пределы для данного материала и толщины пленки, расчет тонких пленок на прочность при взаимодействии с сильными звуковыми волнами для температур $T < \theta/n$, где θ – температура Дебая, n - число атомных слоев в пленке, позволяет регулировать предел нагрузки для данного материала при данной деформации.

12. Регулирование тензора напряжений листового молибдена, используемого для выращивания сапфировых подложек, посредством деформирования двухслойного листового пакета, существенно улучшает параметры выращиваемых кристаллов, их гомогенность и обеспечивает минимальное количество дефектов, что гарантирует улучшенное качество гетерограниц при создании, например, гетероструктур кремний на сапфире.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на региональных и международных конференциях; список опубликованных материалов включает 20 наименований. Базовые доклады делались на следующих научных форумах:

“Эволюция солитонов в двумерно квантованном полупроводнике”
Полупроводниковая микроэлектроника. Третья национальная конференция (Ереван, 2001);

“Некоторые особенности инверсного движения дислокаций в кремнии” 1V
Всесоюзное совещание по когерентному взаимодействию излучения с веществом (Юрмала, 1988);

“Солитонная модель движения дислокаций в полупроводниках с учетом диссипации” Полупроводниковая микроэлектроника. Четвертая национальная конференция (Ереван, 2003);

“Особенности формоизменения листового металла при осесимметричной вытяжке” 13-ая Международная научно- практическая конференция “Технологии... от нано до макро уровня” (Санкт- Петербург, 2011);

“Анализ явления деформационного упрочнения монокристаллов” 1V международная конференция «Актуальные проблемы механики сплошной среды» (Цахкадзор, Армения, 2015);

“Features of propagation and interaction of one-dimensional topological solitons in crystals” The International Conference DD'07 Days on diffraction'2007 (St.Peterburg, Russia, 2007);

“Особенности взаимодействия и движения дислокаций в условиях холодной пластической деформации” ,VI Международная конференция «Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред» (Горис-Степанакерт, Армения, 2008);

“Removal of misfit dislocations layers in heterostructures” An International Conference «Photonics and Micro- and Nano-structured Materials 2011» (28-30 June 2011, Yerevan) .

“New approach to mudflow formation as a 3D-process of interaction for surface and subterranean water in the frames of unified the river litho- water collection basin” European Geosciences Union General Assembly 2013 (Vienna, Austria, 2013);

“Surface and subterranean water interaction in catastrophic flood and mudflow for a river mountain basin: basic principles for risk assessment” Regional Conference (KRC) Traditional Wisdom and Modern Knowledge for the Earth’s Future (Kyoto, Japan, August 4-9, 2013);

“The Peculiarity of Nervous Pulse Propagation” An International Symposium on Solvation and Ionic Effects in Biomolecules: Theory to Experiment (Tsakhkadzor, Armenia, 2010);

“Конфигурация дислокационной полупетли в начальных стадиях формирования” 111 совещание по Всесоюзной комплексной программе “Рентген” (Черновцы, 1989);

“Research in process of deep drawing of sheet molybdenum containers for growing single crystals” IDDRG International Deep Drawing Research Group, conference (Porto, Portugal, June 19-21, 2006);

“New Deep Drawing Process for Hardly-Deformed Sheet Metal” Deep Drawing Research Group, IDDRG – 2008 conference (June 16-18, Olofstrom, Sweden, 2008);

“Глубокая вытяжка контейнера из листового молибдена для выращивания монокристаллов” Национальная конференция по росту кристаллов (Москва, 2004);

“Звуковые солитоны в размерно- квантованном полупроводнике” 51 годичная научная конференция профессорско- преподавательского состава, аспирантов, соискателей и научных работников АГПУ (Ереван, 2001);

“Analysis of the process of bending the two-layer sheet package” XI International Congress Machines. Technologies. Materials (Bulgaria, 2014);

“The analysis of dislocations motion in aluminum with allowance for the Peierls relief ” 3rd International Conference on High Energy Physics (December 11-12, Rome, Italy, 2017).

ПУБЛИКАЦИИ

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 38 научных публикациях, включая 2 патента, список которых приводится в конце автореферата.

ОБЪЕМ И СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из введения, трех частей, семи глав, заключения и списка цитируемой литературы (всего 225 наименований). Общий объем диссертации – 228 с. Материал диссертации разделен на три части: часть I (главы 1-2), часть II (главы 3-6) и часть III (глава 7). Общее количество рисунков – 64, таблиц – 2.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обоснованы проблемы, рассмотренные в диссертации. Также изложена актуальность диссертационной работы, сформулированы основные цели, задачи и результаты исследования, аргументирована научная новизна, кратко раскрыто основное содержание диссертации.

В первой главе дан обзор литературы по рассматриваемым во второй главе вопросам и обсуждается современное состояние науки в этой области.

Исследования фундаментальных явлений в твердых телах в линейном и нелинейном приближениях, позволяющие выявлять динамику их развития, служат основой для разработки более совершенных технологий создания приборов с регулируемыми параметрами для нужд микро- и наноэлектроники.

До недавнего времени основой большинства оптоэлектронных приборов являлись многослойные тонкопленочные структуры. В оптоэлектронных приборах на основе квантовых пленок и проволок (лазеров, светоизлучающих диодов) свойства существенно лучше, чем на основе квантовых ям. Однако, высокие требования к однородности и структурному совершенству в таких системах затрудняли создание приборов на их основе. Необходимость совершенствования характеристик приборов вызвала активные теоретические исследования кинетики роста и стабильности многослойных структур, условия образования в них дефектов структуры. Практически возникновение, например, дефектов несоответствия происходит на стадии изготовления гетеросистемы при релаксации напряжений несоответствия. Удаление дислокаций несоответствия и других неоднородностей на границе гетеросистемы помогает существенно улучшить функциональные свойства и эффективность созданных на их основе приборов.

Известно, что при толщине слоев, сравнимой с длиной волны де Бройля квазичастиц, система приобретает качественно новые, квантовые физические свойства, не имеющие аналогов в массивных образцах. Именно квантовые размерные эффекты (КРЭ) и определяют перспективы использования тонкопленочных элементов в современных фотонике и микроэлектронике.

При этом в перспективе прикладных аспектов акцент делается на разработке нелинейных моделей различных физических явлений и процессов, ответственных за режимы работы различных устройств, в основе функционирования которых и лежат эти явления.

Вторая глава посвящена линейной и нелинейной теории кинетических явлений и энергетического спектра в условиях размерного квантования.

Спектр поглощения звука электронами проводимости остается непрерывным до тех пор, пока энергия и квазиимпульс фонона малы по сравнению с соответствующими величинами для электрона. Когда же указанные величины становятся сравнимыми, законы сохранения налагают существенные ограничения на электрон-фононное взаимодействие, в результате чего появляются области частот, где звуковая волна не поглощается электронами. Если же взаимодействие электронов с фононами происходит в присутствии электромагнитной волны, частота которой соизмерима с характерными электронными частотами, то это существенно расширяет область взаимодействия. Этот эффект открывает возможность усиления звука очень высоких частот ($10^{11} - 10^{12}$) Гц.

2.1. Рассматривается электронное поглощение звука в размерно квантованной пленке в поле сильной электромагнитной волны.

Гамильтониан электронов в пленке, взаимодействующих с высокочастотным электрическим полем и звуком, имеет вид:

$$H(t) = \sum_{v, \vec{p}} \varepsilon_v \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) a_v^+(\vec{p}) a_v(\vec{p}) + \sum_{v, v', \vec{p}, \vec{q}} c_{vv'}(\vec{q}) \times \times \{ a_v^+(\vec{p}) a_{v'}(\vec{p} - \vec{q}) b(\vec{q}) + a_{v'}(\vec{p} - \vec{q}) a_v^+(\vec{p}) b^+(-\vec{q}) \} + \sum_{\vec{q}} \omega_0(\vec{q}) b^+(\vec{q}) b(\vec{q}), \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_\nu(\vec{p}) = \frac{p_\rho^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2 \nu^2}{2md^2}, \quad \nu = 1, 2, \dots \quad c_{\nu\nu'}(\vec{q}) = ic_1 \left(\frac{\hbar q^2}{2\rho_0 \nu \omega} \right)^{1/2} F_{\nu\nu'}(q_y),$$

$$F_{\nu\nu'}(q_y) = \frac{4\pi^2 i \nu \nu' q_y d \left[(-1)^{\nu+\nu'} e^{iq_y d} - 1 \right]}{\left[\pi^2 (\nu + \nu')^2 - q_y^2 d^2 \right] \left[\pi^2 (\nu - \nu')^2 - q_y^2 d^2 \right]},$$

где $c_{\nu\nu'}(\vec{q})$ – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия в пленке, a^+, a, b^+, b – соответственно, электронные и фононные операторы рождения и уничтожения, $\omega_0(\vec{q}) = uq$, \bar{u} – скорость звука, c_1 – константа электрон-фононного взаимодействия, \vec{p}, \vec{q} – квазиимпульсы электрона и фонона, ρ_0 – плотность вещества, ν – объем, d – толщина пленки.

Решается система уравнений для усредненного оператора уничтожения фононов и связанных с ним функций. Гамильтониан, входящий в систему уравнений, описывает электроны в пленке, взаимодействующие с высокочастотным электромагнитным полем и звуком с учетом электрон-фононного взаимодействия. Далее из уравнения дисперсии находится коэффициент поглощения звука:

$$\alpha(q) = \frac{4\pi^2 c_1^2}{\rho_0 d^3 \omega_0 u \hbar^2} \sum_{\nu, s=1}^{\infty} \frac{\nu^4 q_\rho^2 (1 - \cos q_y d)}{(4\pi^2 \nu^2 - q_y^2 d^2)^2 q_y^2} \left\{ J_s^2(aq) \times \left(\frac{\hbar q}{2} + \mu u + \frac{ms\Omega}{q} \right) \frac{mq}{2m \sqrt{q^2 \nu_0^2 - (\omega - s\Omega - \frac{\hbar q^2}{2m})^2}} + \right. \\ \left. + J_{-s}^2(aq) \frac{\left(\frac{\hbar q}{2} - \frac{ms\Omega}{q} + \mu u \right) mq}{2m \sqrt{q^2 \nu_0^2 - (\omega + s\Omega - \frac{\hbar q^2}{2m})^2}} + J_0^2(aq) \frac{\left(\frac{\hbar q}{2} + \mu u \right) m}{\sqrt{8m \left(\mu - \frac{\hbar^2 \pi^2 \nu^2}{2md^2} \right) - (\hbar q + 2\mu u)^2}} \right\}, \quad (2)$$

где μ – энергия электрона на поверхности Ферми.

При значениях q , удовлетворяющих условиям

$$1) \quad q\nu_{0\nu} = qu + s\Omega - \frac{\hbar q^2}{2m}, \quad 2) \quad q\nu_{0\nu} = qu - s\Omega - \frac{\hbar q^2}{2m}$$

в поглощении звука наблюдается ряд резонансов с индексами ν и s ($\nu_{0\nu}$ – скорость электрона на поверхности Ферми).

При выполнении первого условия наибольший вклад дает первое слагаемое в выражении (2). При этом мы имеем поглощение звука.

При выполнении второго условия наибольший вклад дает второе слагаемое в выражении (2). При этом, если $\hbar q, \mu u < p_{0\nu}, \frac{m\Omega}{q}$ коэффициент поглощения становится отрицательным, т.е. имеет место усиление звука.

В достаточно сильном внешнем электромагнитном поле при $ql \gg 1$ (l – длина свободного пробега электрона) электроны, движущиеся в фазе со звуковой волной, передают энергию фононной подсистеме, и при указанных выше условиях поглощение звука сменяется усилением.

Численные оценки, характерные для полуметалла:

Пусть $m \sim 10^{-2} m_0$, $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Omega \sim 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, $v_{0v} \sim 10^8 \text{ м/сек}$, $d = 10^{-6} \text{ см}$, $E_0 \sim 10^4 \text{ В/см}$, $s=1$. Тогда резонансным q является $q \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$. Для коэффициента усиления получаем $\alpha(q) \sim 10 \div 10^2 \text{ см}^{-1}$ (в магнитном поле $\alpha(q) \sim 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-1}$ [7]). Эффект выражен слабее, чем в квантующем магнитном поле, так как в отсутствие магнитного поля электроны при взаимодействии с фононами могут рассеиваться на разные углы, и энергия отдачи принимает произвольное значение, поэтому фотон-фононный резонанс менее сильный.

В предельном случае, когда $\hbar q, m_i \ll p_{0v}$, $\frac{m\Omega}{q}$ коэффициент поглощения равен нулю в нулях функции Бесселя, т.е. среда становится прозрачной для звука. Минимальное значение напряженности электромагнитного поля при этом $(E_0)_{\min} \sim 10^6 \text{ В/м}$. При значениях параметров, характерных для полуметалла, коэффициент усиления порядка $(10-100) \text{ см}^{-1}$. В массивных проводящих средах потери энергии электромагнитной волны за счет проводимости значительно превосходят таковые в пленке [8] и поэтому насыщение резонанса требует больших мощностей. Применение тонких пленок целесообразно еще и в связи с малой глубиной проникновения высокочастотного поля в металл.

2.2. Исследуется возможность усиления звука в квантовых пленках в условиях ЭПР. Приведены основные ограничения на длину волны переменного магнитного поля, времена продольной и поперечной релаксации спин-системы, время релаксации электронов по импульсам, величину постоянного магнитного поля, которые обеспечивают постоянство амплитуды переменного магнитного поля по образцу, малость размытия уровней по сравнению с расстояниями между магнитопленочными уровнями, стационарность режима в спин-системе.

Гамильтониан системы магнитоквантованных электронов в пленке, взаимодействующих с высокочастотным магнитным полем и звуком, при учете спин-орбитального взаимодействия для кристаллов с центром инверсии имеет вид [7,8,9] (потенциал в пленке аппроксимирован параболической потенциальной ямой):

$$\begin{aligned}
H(t) &= \sum_{M, \vec{K}} \varepsilon_M \left[\vec{K} - \frac{e}{c} \vec{A}(t) \right] a_M^+ (\vec{K}) a_M (\vec{K}) + \sum_{M, M'} c_{M, M'} (\vec{K} + \vec{q}) \downarrow \vec{K} \uparrow (\vec{q}) \times \\
&\times \left\{ a_M^+ (\vec{K}) a_{M'} (\vec{K} - \vec{q}) b(\vec{q}) + a_{M'}^+ (\vec{K} - \vec{q}) a_M (\vec{K}) b^+ (-\vec{q}) \right\} + \sum_{\vec{q}} \hbar \Delta_1 \Omega_0 b^+ (\vec{q}) b(\vec{q}), \\
\psi_{M, \vec{K}} &= \frac{1}{\sqrt{L_x L_z}} \exp \{ i (K_z z + K_x x) \} \frac{1}{\sqrt{l}} \varphi_M \left(\frac{y - y_{kv}^0}{l} \right) u_{1,2} (\vec{K}, \vec{r}), \\
\varepsilon_{M, \vec{K}} &= \left(\frac{1}{2} + M \right) \hbar \tilde{\omega} + \frac{\hbar^2 K_z^2}{2m_{\parallel}} + \frac{\omega_0^2 \hbar^2 K_x^2}{\tilde{\omega}^2 2m_{\parallel}} \pm g \beta \left[\langle s_x \rangle h_x + \langle s_z \rangle h_z + \langle s_y \rangle h_y \right], \\
\vec{h} &= (H_{1x} \exp i \Omega_0 t, H_{1y} \exp i \Omega_0 t, H_z)
\end{aligned} \tag{3}$$

где индексы 1,2 в $u_{1,2} (\vec{K}, \vec{r})$ относятся к электрону, спин которого направлен соответственно вдоль и против постоянного магнитного поля, $\varepsilon_{M, \vec{K}}$ - энергия электрона, $\langle s_x \rangle$, $\langle s_y \rangle$, $\langle s_z \rangle$ - макроскопические значения эффективной проекции спина единицы объема, оператор проекции спина рассматривается в системе координат, вращающейся с частотой Ω_0 и движущейся вместе с волной вдоль x , M - магнитопленочное квантовое число, K_x, K_z - продольные компоненты двумерного волнового вектора электрона \vec{K} , L_x, L_z - линейные размеры пленки, φ_M - функция Эрмита M -го порядка, $l = (\hbar/m_{\perp} \tilde{\omega})^{1/2}$ -

магнитопленочная длина, $c_{M,M'}(\vec{q})$ -матричный элемент электрон-фононного взаимодействия с изменением спинового состояния, a, a^+, b, b^+ - операторы рождения и уничтожения электронов и фононов, β - магнетон Бора, $\Delta_1\Omega_0 = \omega - \Omega_0$, $\omega = \left| \vec{q} \right| \left| \vec{u} \right|$ - частота фонона, \vec{u} - скорость продольных звуковых волн, g – фактор спектроскопического расщепления.

В пленках из-за спиновой поверхностной релаксации время спин-спиновой релаксации уменьшается, а время спин-решеточной релаксации растет по сравнению с массивным образцом, что создает благоприятные условия для усиления звука. Далее, из системы уравнений Блоха, написанных для случая одновременного действия на спин-систему электромагнитного и акустического полей (при лоренцевой неоднородно уширенной линии поглощения электромагнитной волны), получено выражение для эффективного спина электрона. Вычислен коэффициент поглощения звука в такой системе:

$$\alpha(\vec{q}) = \frac{L_x A^2 K^2 q_{\rho'}^4 R^2 \beta s_x^* h_x m_{\parallel} \tilde{\omega}^2}{\pi \hbar^3 u \omega_0^2 q_x} e^{-q_{\rho'}^2 l^2} \delta\left(\frac{\hbar^2 \omega_0^2 q_x^2}{2m^* \tilde{\omega}^2} - \hbar\Omega_0 - \mu\right), \quad (4)$$

где $A = c_1 \delta g \hbar^2 (mE_g)^{-1}$, $q_{\rho'}^2 = (q_{x'} - q_x)^2 + q_y^2$.

Так как $l^2 = \hbar m^{-1} \left(\sqrt{\frac{\hbar^2 \pi^4}{m_{\perp}^2 d^4} + \frac{e^2 H_z^2}{c^2 m_{\perp} m_{\parallel}}} \right)^{-1}$, коэффициент поглощения растет с увеличением \vec{h} и уменьшением толщины пленки d . Резонансным значением q_x для висмута является $q_x \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$. Коэффициент поглощения меняет знак в зависимости от частоты подаваемого электромагнитного поля и знака s_x^* . Поглощение и усиление звука происходят при разных частотах. Для висмута коэффициент поглощения $\alpha \sim 10 \text{ см}^{-1}$.

2.3. Рассмотрены нелинейные эффекты, возникающие в поле сильной звуковой волны, а также эффекты, связанные с неупругостью электрон-фононных взаимодействий.

При низких температурах в очень чистых образцах (с большой длиной свободного пробега электронов) необходимо учитывать неупругий характер электрон-фононных взаимодействий, что обеспечивает обмен энергией между электронами и решеткой. При этом нелинейный коэффициент поглощения дает большую информацию об электрон-фононной системе, чем линейный коэффициент.

Приведены ограничения на частоту электромагнитной волны, длину свободного пробега электрона и длину волны фонона, обеспечивающие возможность наблюдения описываемых нелинейных эффектов.

Далее, в приближении матрицы плотности записываются уравнения движения для усредненных фононных операторов рождения и из уравнения дисперсии для фононов находятся линейный и нелинейный коэффициенты поглощения звука. Получено, что имеет место нелинейный эффект, проявляющийся в изменении коэффициента поглощения звука в зависимости от его интенсивности. При увеличении частоты звука, вводимого в кристалл, коэффициент поглощения уменьшается (в линейной теории коэффициент поглощения не зависит от частоты). При определенных условиях наблюдаются резонансные осцилляции в поглощении звука, амплитуда которых существенно меньше, чем в линейном случае. Коэффициент поглощения, осциллируя, уменьшается с увеличением толщины пленки.

Проведенные численные оценки показывают, что наиболее благоприятные условия для проявления нелинейного эффекта реализуются в висмуте, для которого пороговая интенсивность звукового потока порядка $(10^{-6} - 10^{-5}) \text{ Вт/см}^2$.

2.4. Рассматривается фононный спектр в пленках в условиях размерного квантования движения электронов при учете электрон-фононного взаимодействия, при этом затравочные фононы такие же, как в массивном образце.

В формировании фононного спектра участвуют все электроны на поверхности Ферми. Поэтому расчет фононных спектров дает богатую информацию о топологии поверхности Ферми, изменении спектра и затухании фононов вследствие их взаимодействия с электронами. Приведены основные ограничения на температуру и длину волны фонона, позволяющие считать отражение фононов от поверхности зеркальным. Рассмотрение проводится в адиабатическом приближении, что предполагает наличие единого адиабатического параметра для всех фононов. Последний в пределе длинных волн есть u/v_F (\bar{u} - скорость звука, \vec{v}_F - скорость электрона на поверхности Ферми). Во втором порядке теории возмущений найдена поправка к энергии фонона, связанная с электрон-фононным взаимодействием. Вычисление коэффициента затухания фононов показывает, что последний испытывает скачки при выполнении условия Гуревича, Скобова, Фирсова [10]. Действительная часть частоты фонона ($\nu = \nu'$) имеет вид:

$$\text{Re } \omega = Dq_\rho \left\{ \frac{2q_\rho}{\sqrt{4k_{F_v}^2 - q_\rho^2}} \ln \frac{1 + \frac{q_\rho}{2k_{F_v}} - \sqrt{1 - \left(\frac{q_\rho}{2k_{F_v}}\right)^2}}{1 + \frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \sqrt{1 - \left(\frac{q_\rho}{2k_{F_v}}\right)^2}} - \right. \\ \left. - \frac{2 \left(\frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \frac{m\omega}{\hbar k_{F_v} q_\rho} \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \frac{m\omega}{\hbar k_{F_v} q_\rho} \right)^2}} \ln \frac{1 + \frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \frac{m\omega}{\hbar k_{F_v} q_\rho} - \sqrt{1 - \left(\frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \frac{m\omega}{\hbar k_{F_v} q_\rho} \right)^2}}{1 + \frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \frac{m\omega}{\hbar k_{F_v} q_\rho} + \sqrt{1 - \left(\frac{q_\rho}{2k_{F_v}} + \frac{m\omega}{\hbar k_{F_v} q_\rho} \right)^2}} \right\}, \quad (5)$$

где $D = \frac{32m\pi^4 c_1^2 v^4 q_\rho^2 (1 - \cos q_y d)}{\hbar^2 k_{F_v} \rho_0 d \omega_{q\lambda} [4\pi^2 v^2 - q_y^2 d^2]^2 q_y^2 d^2}$.

Анализ (5) показывает, что реальная часть частоты фонона остается непрерывной, но ее первая производная $\frac{d\omega}{dq_\rho}$ при выполнении условия $q_\rho = 2k_F$ (q_ρ - модуль волнового

вектора фонона в плоскости пленки, k_F - модуль волнового вектора электрона на поверхности Ферми) расходится (корневая особенность), то есть перенормировка скорости звука за счет электрон-фононного взаимодействия существенна (коновская особенность).

В пленке возникает целая система особых точек, что обусловлено квантованием электронных состояний на поверхности Ферми. Характер зависимости изменения фононного спектра от толщины такой же, как для плотности состояний электронов в пленке. Появление особенностей, отражающих топологию поверхности Ферми, является одним из наиболее ярких проявлений роли электронов в формировании фононного спектра. Коэффициент поглощения при увеличении толщины пленки, осциллируя, уменьшается.

Учет электрон-фононного взаимодействия приводит к тому, что фононный спектр становится размерно квантованным. Квантование фононного спектра увеличивает длину свободного пробега электрона, так как, согласно законам сохранения, определенных значений импульса в фононном спектре нет, и электрон-фононное взаимодействие для этих значений подавляется. При этом увеличивается быстродействие приборов нанофизики, использующих квантовые системы [11].

2.5. Исследуются условия и рассматривается возможность образования связанных состояний электрон+оптический фонон в квантовой полупроводниковой пленке.

Решается уравнение Шредингера для модельного гамильтониана, а именно, рассматривается поляризационное электрон-фононное взаимодействие в нелинейном приближении, не имеющее конечного радиуса действия и зависящее от модуля передачи импульса.

Получены волновая функция и энергетический спектр новой квазичастицы – комплекса “электрон+оптический фонон”. Энергия связи такого комплекса зависит от толщины пленки. Далее рассмотрен более реальный случай – поляризационное взаимодействие в двухатомных кристаллах симметрии T_d . Уравнение Шредингера с чисто мнимым потенциалом, описывающее систему в этом случае, сводится к уравнению для парциальных волн, решением которого является решение Иоста. В частном случае система может быть описана уравнением Уиттекера с известным решением [12].

Таким образом, в случае двумерного свободного движения и одномерного квантования электронного энергетического спектра в электрон-фононной системе (оптические фононы) существуют новые квазичастицы, которые являются связанными состояниями электрона и фонона. Для GaAs энергия связи $W \sim 5 \cdot 10^{-18}$ эрг, (константы взяты из [13]), что находится вне возможностей наблюдения. Однако такая оценка груба, т.к. невысокая точность эксперимента позволяет определить константы только с ошибкой в несколько раз. Поскольку в энергию связи они входят в квадрате, то для “удачного” кристалла энергия связи может быть на два порядка выше, что уже наблюдаемо.

Таким образом, показана возможность существования в полупроводниковой пленке в условиях размерного квантования при определенных условиях нового типа квазичастиц – комплекса электрон + оптический фонон

В главе 3 рассматривается солитонная концепция при решении задач физики конденсированных сред в присутствии звуковой и электромагнитной волн.

3.1., 3.2. Получены солитонные решения в двумерно квантованной полупроводниковой среде со слабой дисперсией и слабой нелинейностью. Для описанной системы уравнение дисперсии имеет вид:

$$\omega_{1,2} = \pm \omega_0 - \frac{q_\rho^3 m^* C_1^2 F_{vv}^2(q_\perp) l J_{s_0}^2(aq_\rho) |\mathbf{v}|}{8\pi p_i \omega_0^2 \rho_0 V}, \quad (6)$$

где V – объем системы, J_{s_0} – функция Бесселя, C_1 – константа электрон-фононного взаимодействия, ω – частота звука, $p_i = \sqrt{2m^* \mu - 2m^* \varepsilon_\nu}$, μ – уровень Ферми, $|\mathbf{v}|$ – модуль скорости электрона, ε_ν – энергия электрона на уровне ν , l – длина образца. При $s_0 = 1$ получим:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \pm u q_\rho - \beta q_\rho^3, \\ \beta &= \frac{m^* C_1^2 F_{vv}^2(q_\perp) a^2 l |\mathbf{v}|}{8\pi p_i \rho_0 V u^2 \hbar}. \end{aligned} \quad (7)$$

Такому дисперсионному соотношению соответствует следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + u \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} = 0, \quad (8)$$

Для учета нелинейности вводим долю энергии $\delta \varepsilon$, переданной горячим электроном решетке в единицу времени (энергия электрона усреднена по периоду колебаний электромагнитной волны):

$$\delta\varepsilon = \frac{e^2 E_0^2}{m^* \sigma v_e}, \quad (9)$$

где $\sigma = \frac{m^* u^2}{kT}$ – параметр неупругости электрон-фононного взаимодействия, v_e – частота неупругих столкновений электрона с фононом. Вычисляя v_e и нелинейную по электрон-фононному взаимодействию добавку к плотности потока для полного потока энергии

$$g = u\Psi + \beta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{2} \Psi^2, \quad (10)$$

фононов получим:

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{2\pi e^2 E_0^2 V l_1}{um^* \sigma RkT \left\{ \ln \frac{q_{\max}^2}{q_{\min}^2} + \ln \frac{q_{\min}^2 (4m^* u + q_1') + q_{\min} (8m^* u q_1' + 2q_1'^2) + q_1'^3}{q_{\max}^2 (4m^* u + q_1') + q_{\min} (8m^* u q_1' + 2q_1'^2) + q_1'^3} \right\}},$$

l_1 – длина свободного пробега электронов при неупругом рассеянии, q_1' – среднее значение импульса фонона. С учетом нелинейности, дифференциальное уравнение (8) перейдет в уравнение:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + u \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} + \alpha \Psi \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

Проводя в (11) замену переменных $x = \xi + ut$; $\Psi = \frac{\eta}{\alpha}$ (система координат движется вместе с волной), получим уравнение Кортевега де Фриза:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \beta \frac{\partial^3 \eta}{\partial \xi^3} + \eta \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0, \quad (12)$$

одно из решений которого, описывающее волны со стационарным профилем, есть функция

$$\eta(\xi) = 3v_0 ch^{-2} \left(\frac{\xi}{2} \sqrt{v_0 / \beta} \right), \quad v_0 = const. \quad (13)$$

Такое решение соответствует солитону, где $3v_0$ – амплитуда солитона, ширина солитона убывает с ростом амплитуды как $v_0^{-1/2}$, скорость солитона $\vec{u}_1 = \vec{u} + \vec{v}_0$ растет с увеличением амплитуды. Как амплитуда, так и скорость солитона через коэффициенты α, β зависят от параметров системы. Таким образом, в полупроводниковой одномерной среде со слабой дисперсией и слабой нелинейностью в присутствии звуковой и электромагнитной волн при определенных условиях возможно образование звукового солитона Кортевега де Фриза. Моделирование эволюции возникновения такого солитона при разных начальных условиях показало, что при увеличении коэффициента нелинейности $\sigma_1 = l \left(\frac{\eta_0}{\beta} \right)^{1/2}$ (l – размер начального возмущения) число рождающихся солитонов растет: Рис.1

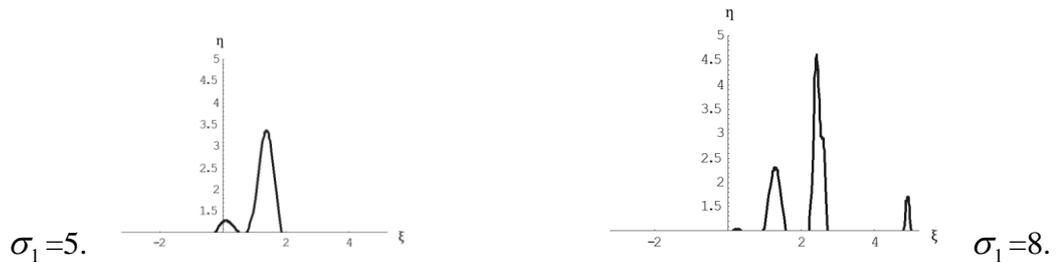


Рис1. Рождение различного числа солитонов для разных σ_1 .

Начиная с коэффициента нелинейности $\sigma_1 \leq \sqrt{12}$ решения являются несолитонными:

Рис.2.

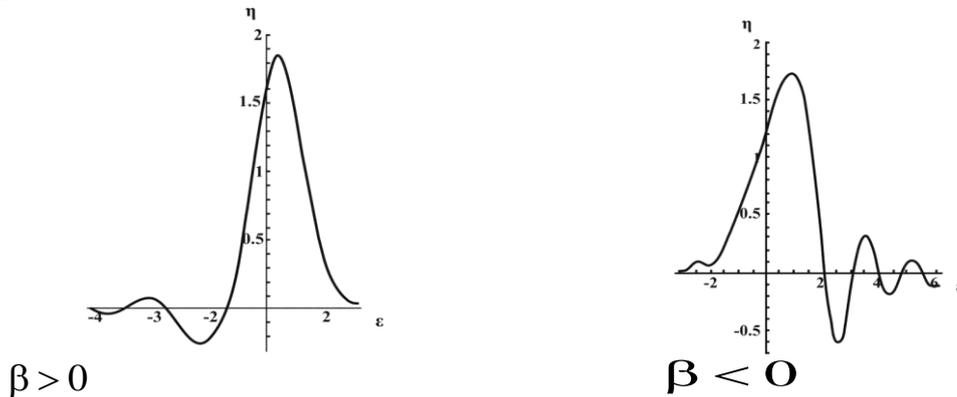


Рис.2. Осцилляции синусоидального типа при $\sigma_1 \leq \sigma_{\min}$

Численный эксперимент показал, что при учете диссипации в уравнении (13) происходит затухание солитона: Рис.3. Из-за зависимости скорости солитона от его амплитуды в результате самоорганизации с течением времени группа солитонов выстраивается по убывающей амплитуде: Рис.4.

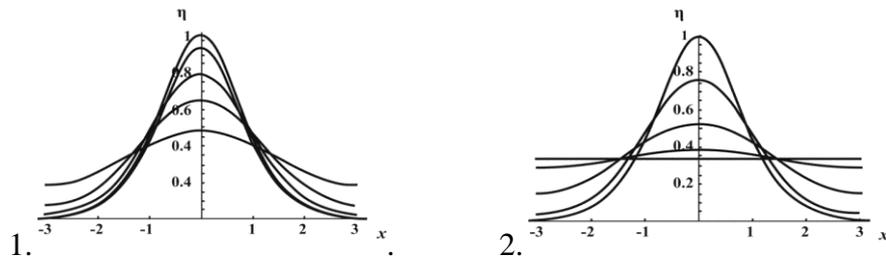


Рис.3. Затухание солитона при наличии диссипации для идентичных моментов времени (μ - коэффициент диссипации) 1. $\mu = 2$; 2. $\mu = 10$.

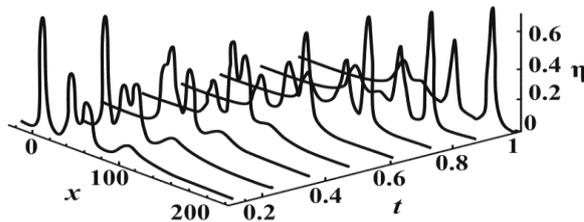


Рис.4. Характер движения и взаимодействия солитонов.

3.6. Дана сравнительная характеристика солитонов синус Гордона и Кортевега де Фриза.

Анализ сходства и различия солитонов Кортевега де Фриза и синус Гордона показал, что хотя при учете диссипации солитон синус Гордона замедляется, однако, после снятия механического напряжения он может существовать, пока существует кристалл, что согласуется с опытом. Солитон Кортевега де Фриза при учете диссипации замедляется, одновременно уменьшая высоту и расплываясь. Затухание происходит быстрее при увеличении коэффициента диссипации μ . Время жизни такого солитона обратно пропорционально коэффициенту диссипации: Рис.3.

Таким образом, свойство большей устойчивости солитона синус Гордона сильно отличает его от солитона Кортевега де Фриза.

При столкновении как солитонов Кортевега де Фриза так и синус Гордона не наблюдаются неупругие эффекты, т.е. после столкновения солитоны выходят без искажения: Рис.4. При столкновении солитона и антисолитона синус Гордона при малом затухании они проходят друг сквозь друга, однако при увеличении коэффициента затухания они образуют бризер, который со временем затухает. Изучение динамики бризера важно при разработке вычислительных систем, так как остаточная энергия бризеров может давать существенный вклад в шумы ЭВМ.

Математическое моделирование показывает, что если скорость солитона синус Гордона равна нулю, то его размер зависит от характеристик решетки, при приближении скорости к скорости звука он разрушается. При этом его энергия излучается в виде фононов.

Уравнение Кортевега де Фриза и уравнение синус Гордона представляют собой достаточно хорошее приближение к реальной ситуации. Они обладают значительной общностью. Число нелинейных явлений, которые могут быть описаны данными уравнениями, велико и разнообразно. Например, при учете взаимодействия дислокации с примесями, при наличии внешней силы или диссипации различной природы и т.д. в полностью интегрируемые уравнения Кортевега де Фриза и синус Гордона вводятся возмущения. Такие уравнения могут быть решены методами теории возмущений, численно или другими способами.

В четвертой главе рассмотрены ряд вопросов теории деформации и упрочнения.

4.1. Сделан расчет полупроводниковых пленок на прочность. Показано, что под действием сильных звуковых волн в тонких полупроводниковых пленках могут возникать напряжения и деформации, превышающие допустимые пределы для данного материала и толщины пленки.

Из известных соотношений теории упругости рассчитаны линейные и сдвиговые деформации, а также нормальные и касательные напряжения.

Показано, что значения предельных амплитуд обратно пропорциональны толщине пленки, модулю продольной упругости, который, в конечном счете, определяет величину напряжения при заданной деформации. Кроме того, предельное значение амплитуды прямо пропорционально напряжению предельного состояния.

4.2. Рассмотрены вопросы деформационного упрочнения при пластической деформации монокристаллов алюминия. Для описания механизмов внутреннего трения и упрочнения исследовано неоднородное синус-уравнение Гордона с трением и периодическим внешним упругим напряжением, $\sigma(t) = \sigma_0 e^{i\Omega t}$ где σ_0 - амплитуда внешнего воздействия, Ω - частота внешнего механического поля.

В безразмерных единицах $\tilde{x} = \frac{x\omega}{v_0}, \tilde{t} = t\omega$ неоднородное синус уравнение Гордона принимает вид

$$\ddot{\varphi}_n + \sin \varphi_n - \varphi_n'' + \beta \dot{\varphi}_n = \gamma \sin \frac{\Omega t}{\omega}, \quad (12)$$

$$\omega^2 = \frac{2\pi f_0}{ma}, \quad v_0 = a \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad \beta = \frac{\mu_0}{m\omega}, \quad \gamma = \frac{2\pi F_0}{ma\omega^2}, \quad \mu_0 - \text{коэффициент, характеризующий}$$

трение, φ_n - смещение n -го атома от положения равновесия в угловых единицах.

Моделирование осуществлялось с помощью программного пакета Mathematica. При внешней частоте $\Omega \sim 10^{12}$ Гц масштаб времени составлял $2,5 \cdot 10^6$.

Граничные условия, имеющие физический смысл, заключаются в том, что образец, по которому распространяется дислокация, считается открытым на обоих концах, т.е. $\left[\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right]_{x=0} = \left[\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right]_{x=l} = 0$, где l – безразмерная длина образца.

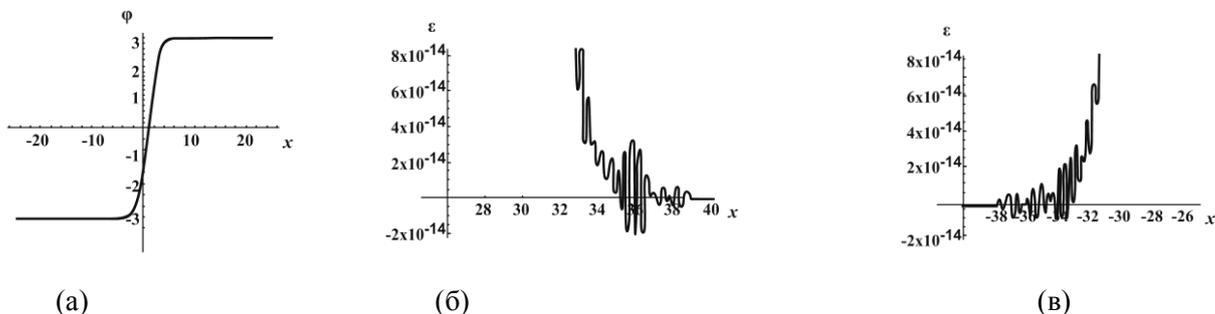


Рис.5. Зависимости деформаций (б, в) от координаты в окрестности дислокации (а)

Результаты, представленные на Рис.5, получены моделированием уравнения (12), написанном без учета силы трения и внешнего переменного поля. Таким образом, можем заключить, что в безразмерных единицах сохраняется дискретный характер уравнения. Поле деформаций осциллирующе уменьшается при удалении от линии дислокации.

Исследования показали, что алюминии при комнатной температуре дислокация в рельефе Пайерлса движется неравномерно, замедляясь перед барьером Пайерлса и ускоряясь после преодоления барьера: Рис.5.1.

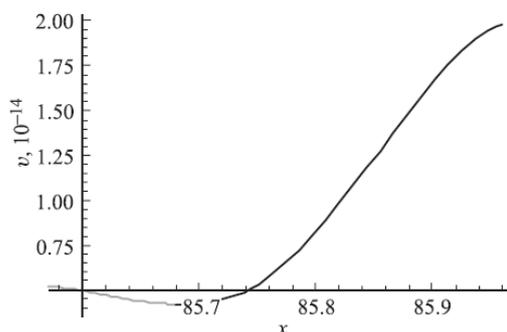


Рис. 5.1 Зависимость скорости дислокации от координаты в окрестности барьера Пайерлса.

Закрепление дислокации после прохождения некоторого расстояния говорит об упрочнении. Упрочнение в данном случае обусловлено рассеянием энергии при движении дислокации в рельефе Пайерлса. Моделированы сравнительные зависимости напряжения от координаты для резонансной частоты и близлежащих частот (для наглядности графики даны для чуть смещенных моментов времени): Рис. 6.

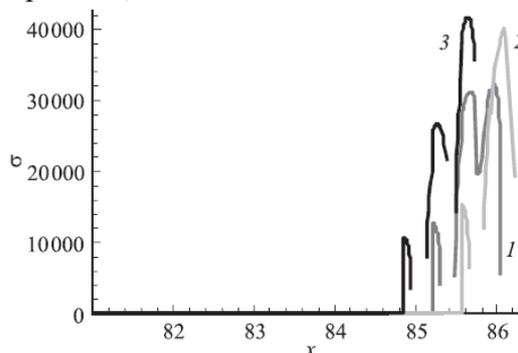


Рис. 6. Зависимости напряжения от координаты в окрестности дислокации для резонансной частоты ($\sim 10^{12}$ Hz): 1, близлежащих частот: 2,3 ($\sim 10^{13}$ Hz, $\sim 10^{11}$ Hz).

Из Рис. 6 следует, что барьер Пайерлса существенно меньше для резонансной частоты. Зависимость длины свободного пробега дислокации от частоты упругого поля при пропускании через кристалл высокочастотного звука $\sim 10^{12}$ Гц с коэффициентами 0.06, 0.1, 0.25, 1, 2, 2.5, 2.7, соответственно, представлена на Рис.7. Как видно из Рис. 7, длина свободного пробега дислокации максимальна для резонансной частоты и уменьшается для нерезонансных частот.

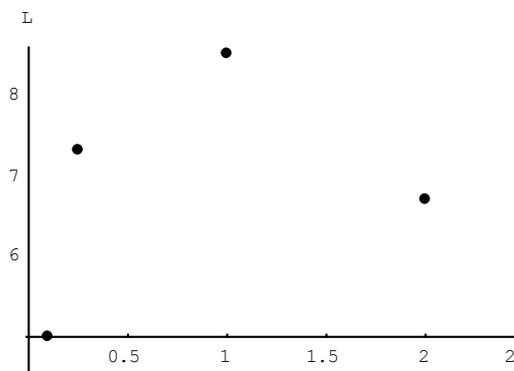


Рис.7. Зависимость длины свободного пробега дислокаций от частоты переменного упругого поля.

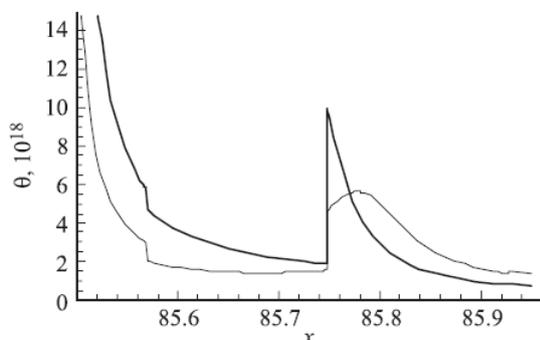


Рис.8. Зависимость коэффициента упрочнения от координаты в окрестности дислокации (тонкая кривая при резонансной частоте, жирная кривая – без частоты).

В ГЦК кристаллах (к ним относится также алюминий) различают 3 участка, на которых действуют различные механизмы деформации и упрочнения [14]. Получена зависимость коэффициента упрочнения от координаты без внешнего поля и с внешним полем: Рис.8. Как видно из Рис. 8, четко просматриваются 3 области, причем каждому участку соответствует различная зависимость коэффициента упрочнения от координаты. Наличие резонансной частоты уменьшает коэффициент упрочнения.

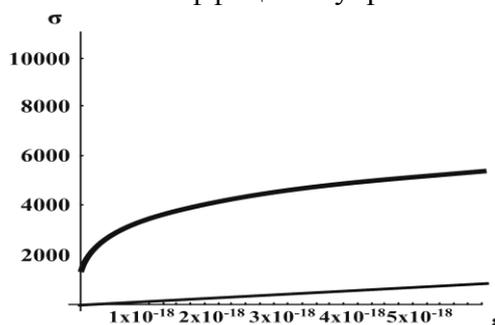


Рис.9. Зависимости напряжения от деформации при отсутствии переменного упругого поля (верхняя кривая) и с упругим переменным полем.

Из Рис. 9 видно, что при наличии упругого поля резонансной частоты градиент роста кривой упрочнения уменьшается, вследствие чего уменьшается напряжение текучести.

В пятой главе рассмотрены характер движения дислокаций Френкеля-Конторовой при различных условиях и возможность управления этим движением.

5.1. Исследованы особенности движения и взаимодействия дислокаций Френкеля-Конторовой в условиях холодной пластической деформации. Показано, что при совместном движении двух аналогичных дислокаций в одной плоскости скольжения с одинаковыми скоростями при увеличении скорости совместного скольжения область постоянных сдвиговых напряжений дислокации сжимается в направлении скольжения: Рис.10.

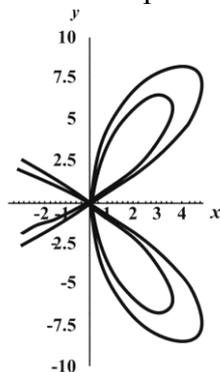


Рис.10. Контурные постоянных напряжений движущейся дислокации.

Этот эффект приводит к тому, что при увеличении скорости совместного движения взаимодействие между дислокациями ослабляется. При малых скоростях поле данной дислокации под действием поля соседней дислокации искажается уже в течение небольшого интервала времени. При увеличении скорости взаимодействие ослабляется. Как показал численный эксперимент, в пределе, когда скорость дислокаций стремится к скорости звука, взаимодействие между ними стремится к нулю.

Рассмотрено влияние периодичности решетки реальных кристаллов на характер и скорость движения дислокации. При низких барьерах Пайерлса движение дислокации поступательное. При увеличении высоты потенциального барьера характер движения изменяется. В кристаллах с высоким барьером дислокация совершает колебательное движение в направлении скольжения. Происходит искажение хвостовых областей дислокаций. Ширина дислокации периодически меняется, оставаясь все время меньше, чем в кристаллах с низким барьером. При учете силы трения движение дислокаций замедляется, амплитуда колебаний в направлении скольжения значительно уменьшается.

5.2. Осуществлены анализ и моделирование процесса движения дислокаций в монокристаллах алюминия при низких температурах ($t \leq 50\text{K}$).

Теоретический расчет и математическое моделирование позволили заключить, что в алюминии с учетом барьера Пайерлса при низких температурах дислокации Френкеля – Конторовой движутся посредством туннелирования перегибов дислокаций. Теоретическая оценка возможности такого эффекта и моделирование полей смещений и скоростей демонстрируют квантовый характер движения дислокации.

При низких температурах при туннелировании перегибов на микроуровне на макроуровне происходит разупрочнение кристалла. Для доказательства использованы уравнение синус-Гордона и зависимость напряжения от деформации, скорости деформации и температуры при разупрочнении, полученная в [15]:

$$\sigma = a_0 \varepsilon^{a_1} \zeta^{a_2} \exp^{-a_3 \theta}, \quad a_0 = 3.6 \times 10^6 \text{ МПа}, a_1 = 0.255, a_2 = 0.05, a_3 = -0.01, \quad (13)$$

a_0, a_1, a_2, a_3 - константы материала, ζ - скорость деформации, θ - температура по шкале Цельсия. Сначала в уравнении синус Гордона взят высокий барьер Пайерлса (при котором наблюдается туннелирование) и комнатные температуры. Получена зависимость деформации от напряжения $\sigma(\varepsilon)$: Рис. 11. Затем взят барьер Пайерлса, при котором не

наблюдается туннелирование, и низкие температуры и вновь получена зависимость $\sigma(\varepsilon)$:
Рис.12.

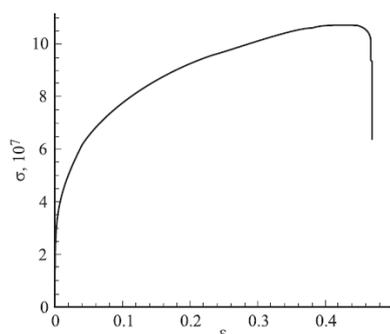


Рис.11. $\sigma(\varepsilon)$: высокий барьер, комнатные температуры.

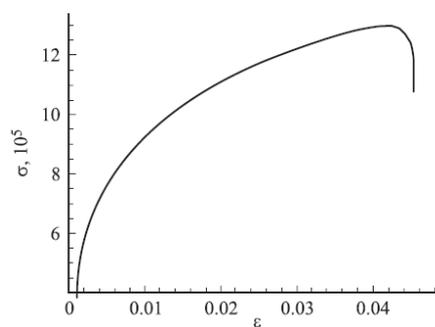
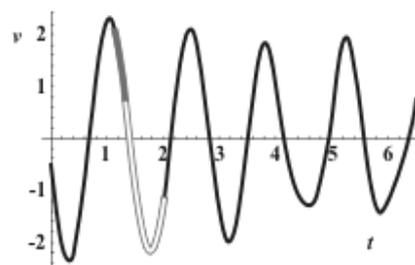
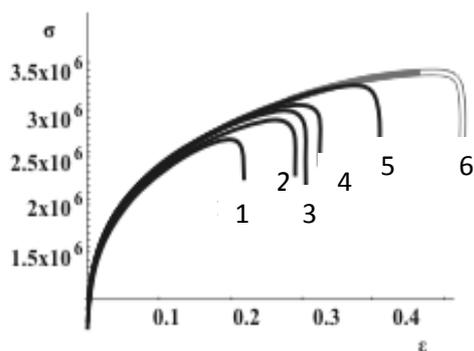


Рис.12. $\sigma(\varepsilon)$: низкий барьер, низкие температуры.

Как видно из рисунков, ход кривых аналогичен: туннелированию в микромасштабе соответствует разупрочнение кристалла в макромасштабе. Действие высокого барьера Пайерлса аналогично действию низких температур.

Эффект туннелирования подтверждается еще одним численным экспериментом. Численно решая синус уравнение Гордона, находим зависимости истинных значений напряжений от деформации в алюминии при гелиевых температурах в переменных Эйлера.



а)

б)

Рис.13. а) Зависимость напряжения от деформации в переменных Эйлера.
б) Зависимость скорости дислокаций от времени для тех же интервалов времени

	ε	σ	$8 \cdot 10^8 (1 + \varepsilon)$
1.	0,185	$2,73 \cdot 10^6$	$9,48 \cdot 10^8$
2.	0,254	$2,94 \cdot 10^6$	$10,032 \cdot 10^8$
3.	0,267	$3,06 \cdot 10^6$	$10,136 \cdot 10^8$
4.	0,288	$3,1 \cdot 10^6$	$10,304 \cdot 10^8$
5.	0,358	$3,26 \cdot 10^6$	$10,864 \cdot 10^8$
6.	0,465	$3,42 \cdot 10^6$	$11,72 \cdot 10^8$

Таблица 1. Истинные значения напряжений и деформаций, при которых происходит резкое разупрочнение, и истинные значения напряжения, соответствующие пределу прочности алюминия.

Из данных численного эксперимента (Рис.13а) рассчитаны истинные значения напряжений и деформаций, при которых происходит резкое разупрочнение, и проведено сравнение полученных значений напряжений в этих точках с истинным значением напряжения, соответствующего пределу прочности алюминия. Таблица 1.

Расчеты показывают, что в численном эксперименте в точках резкого разупрочнения (точки (1-6) на Рис.13а) разрыва (разрушения) кристалла не происходит, т.к. значения напряжений в этих точках меньше истинного значения, соответствующего пределу прочности. Резкое уменьшение напряжения при почти постоянной деформации, имеющее периодический характер, предположительно, может быть объяснено туннелированием перегибов через потенциалы Пайерлса. Из литературы известно [16,17], что отжиг образца, приводящий к исчезновению перегибов, вызывает подавление низкотемпературных аномалий движения дислокаций в чистых металлах.

5.3. Предложен новый метод удаления дислокаций несоответствия из граничных областей гетероперехода.

Изучено и моделировано воздействие двухсолитонной и многосолитонной цепочек на движение дислокаций при их скольжении с различными скоростями совместного движения на границе пленка – подложка гетероперехода.

Уравнение синус- Гордона с учетом возмущения со стороны дислокационной цепочки имеет вид:

$$\varphi_{tt} - c_0^2 \varphi_{xx} + \omega_0^2 \sin \varphi - \frac{2\pi F}{ma} = 0, \quad (14)$$

где \vec{c}_0 - скорость звука, $\omega_0^2 \equiv \frac{2\pi f_0}{ma}$ - характерная частота, $f = f_0 \sin(\frac{2\pi x}{a})$ – периодическая сила, действующая со стороны подложки в модели Френкеля - Конторовой, a - постоянная решетки, \vec{F} - сила, действующая со стороны дислокационной цепочки .

Двухсолитонное решение невозмущенного уравнения синус- Гордона имеет вид [18]:

$$\varphi(x, t) = 4 \arctg \left[\left\{ 1 - \frac{1 - u_1 u_2 - \sqrt{(1 - (u_1)^2)} \sqrt{(1 - (u_2)^2)}}}{1 - u_1 u_2 + \sqrt{(1 - (u_1)^2)} \sqrt{(1 - (u_2)^2)}} \operatorname{Exp} \left[-\frac{x - x_1 - u_1 t}{\sqrt{(1 - (u_1)^2)}} - \frac{x - x_2 - u_2 t}{\sqrt{(1 - (u_2)^2)}} \right] \right\} / \right. \\ \left. \left(\operatorname{Exp} \left[-\frac{x - x_1 - u_1 t}{\sqrt{(1 - (u_1)^2)}} \right] + \operatorname{Exp} \left[-\frac{x - x_2 - u_2 t}{\sqrt{(1 - (u_2)^2)}} \right] \right) \right], \quad (15)$$

где u_1, u_2 - модули скоростей, x_1, x_2 - начальные фазы, φ - отклонение атома от положения равновесия, измеренное в угловых единицах.

В плоскости скольжения ($\sigma_{xx} = 0, \sigma_{yy} = 0, \sigma_{zz} = 0$) действуют только касательные напряжения σ_{xy} (в наших обозначениях σ_x). Деформация является производной от смещения и определяет компоненты напряжения и силы:

$$\varepsilon_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \sigma_x = E \varepsilon_x, F_x = b \sigma_x, \quad (16)$$

где ε_x - компонента деформации, σ_x - компонента сдвигового напряжения, F_x - проекция силы, действующей на единицу длины дислокации, b – модуль вектора Бюргерса, E - модуль Юнга.

Численным экспериментом исследовалось воздействие поля двухсолитонной цепочки (стенки) на одиночную дислокацию в зависимости от скорости движения такой структуры. Движение дислокации замораживается полем дислокационной стенки при больших скоростях скольжения. Рис. 14.

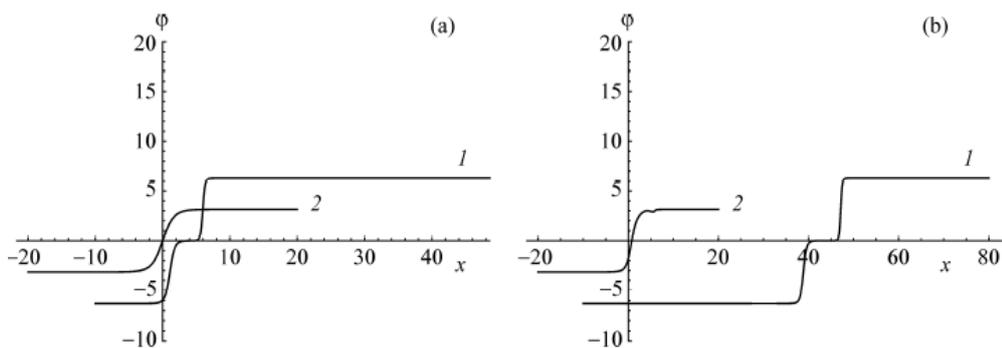


Рис. 14. Движение свободной двухсолитонной цепочки и дислокации, находящейся в поле двухсолитонной цепочки для больших скоростей скольжения ($9 \cdot 10^{-1}$ см/с).

При малых скоростях скольжения дислокация выталкивается дислокационной стенкой из рабочей области гетероперехода. Рис.15.

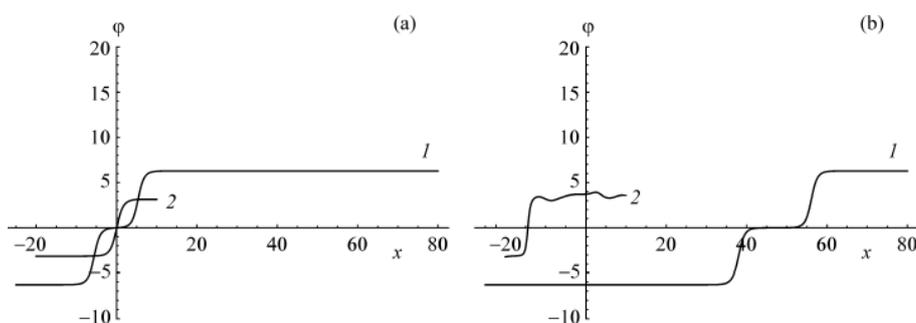


Рис.15. Движение дислокации, находящейся в поле двухсолитонной цепочки для малых скоростей скольжения ($3 \cdot 10^{-1}$ см/с).

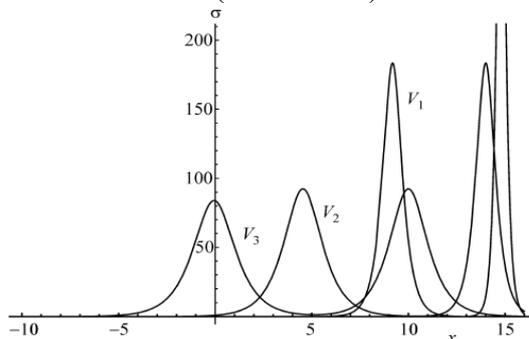


Рис.16. Поля напряжений двухсолитонной цепочки при скоростях скольжения $V_1 > V_2 > V_3$.

Для объяснения полученного эффекта моделировано поле напряжений дислокационной стенки при исследуемых скоростях движения: Рис.16.

Как видно из Рис.16, при увеличении скорости скольжения поле напряжений дислокационной цепочки сжимается в направлении скольжения, увеличиваясь в амплитуде. Соответственно, с увеличением скорости уменьшается взаимодействие дислокации и дислокационной цепочки. Изменяя скорость скольжения, можно регулировать степень воздействия поля дислокационной цепочки на дислокацию. Таким образом, многосолитонная цепочка является стопором, отталкивающим дислокацию. Практически используется полубесконечная подложка с цепочкой и пленка. Пленка и подложка упруго изотропные твердые тела с одинаковыми модулями сдвига и коэффициентами Пуассона. Пленка и подложка имеют одинаковые типы кристаллических решеток, но различные (близкие) параметры решеток. В этом случае наличие в подложке многосолитонной цепочки приводит к тому, что на границе пленка - подложка дислокации несоответствия могут регулируемо

выталкиваться из рабочей области гетероструктур, что улучшает рабочие показатели соответствующих приборов микроэлектроники.

В шестой главе осуществлен солитонный подход к решению некоторых задач распространения возмущений в естественных объектах.

6.1. Изучена и моделирована селевая волна как уединенная волна – солитон.

Рассмотрена модель формирования объема селя и проанализированы особенности гидродинамического механизма распространения водных потоков в сложных гидравлических схемах с глубинными и поверхностными каналами. Обоснование модели основано на следующих закономерностях селевого процесса: внезапность возникновения (как во времени, так и в пространстве); наибольшая интенсивность в первоначальный момент; превышение массы воды в селе по сравнению с количеством выпавших осадков; непрерывная подпитка первоначального селевого импульса и его усиление при распространении; повторяемость во времени. Эти факторы обуславливают открытость и нелинейность рассматриваемой системы с распределенной по пространству и времени обратной связью. Перечисленные закономерности характерны для солитонов Кортевега де Фриза. Нелинейность обеспечивается подпиткой селя подземными водами, а дисперсия соответствует делокализации селя за счет пространственного распределения его потоков на сходе. При этом происходит и затухание селя, то есть перераспределение импульса, но уже из-за процессов диссипации – влияния трения на селевой поток со стороны поверхности массива, по которой он распространяется, в том числе из-за взаимодействия твердых фракций селя с окружением. С точки зрения селевого процесса, из всех классов решений уравнения Кортевега де Фриза наибольший интерес представляют четыре типа: одиночный солитон, его распад на несколько последовательных волновых пакетов, солитон с осцилляциями, неустойчивый интенсивный солитон с опрокидыванием. Именно эти классы явлений могут быть ассоциированы с наблюдаемым водным катастрофическим явлением.

Обсуждение проведено в рамках гидродинамических моделей с учетом нелинейных волновых гидродинамических процессов, в частности, – солитонной модели уравнения Кортевега де Фриза и его модификаций:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 u(x,t)}{\partial x^3} + \alpha u(x,t) \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} = 0 \quad (17)$$

где третий член описывает дисперсию волн в системе, а четвертый член – ее нелинейность (зависит от самой величины смещения $u(x,t)$), α, β – некие числовые коэффициенты, однако зависящие от глубины канала (русла), когда вода находится в состоянии покоя, v – модуль скорости распространения, t – время. При рассмотрении гидродинамической модели под $u(x,t)$ следует понимать поперечное смещение поверхности жидкости от равновесного уровня. Проведенный анализ показывает, что качественно селевой процесс можно представить в виде четырех этапов: на первом этапе происходит основной выброс селя; на втором – его распад на отдельные солитоны-сателлиты; на третьем этапе происходит самоорганизация этих сателлитов – солитоны выстраиваются по убывающей амплитуде в процессе своего распространения; на заключительном (четвертом) этапе происходит опрокидывание (большая нелинейность) или рассасывание (большая диссипация) солитона. Очевидно, что такой сюжет развития процесса может иметь место при селеопасных значениях уклона русла [19,20].

В рамках солитонной модели проведен расчет глубинного давления, способствующего внезапному выбросу подземных вод на поверхность для катастрофического наводнения в г. Крымск (2012 г.), оценка дала результаты, соответствующие реальным цифрам.

6.2. Рассмотрены особенности распространения нервного импульса. Нервный импульс – это своеобразные уединенные волны. Однако в настоящее время нет общепринятой теории явлений, происходящих в нервных волокнах живых существ при

передачи по ним информации. Как и в случае солитонов, для нервного импульса имеется набор разрешенных скоростей, стабильная форма, не зависящая от условий формирования, локальность процесса [21]. Однако имеются существенные отличия. Солитоны представляют собой возбуждения, возникающие в динамической системе, а нервный импульс возникает и распространяется в активной среде и является диссипативным процессом. Тем не менее, интересно приложить методы теории солитонов к этой области.

В данном случае уравнивается нелинейная зависимость проницаемости мембраны, по которой распространяется нервный импульс, от величины импульса и диффузия ионов через мембрану [22]. Электрическая составляющая нервного импульса – потенциал действия - солитон.

С течением времени солитоны выстраиваются в ряд по убывающей амплитуде и возрастающей ширине. При этом при столкновении не наблюдаются неупругие эффекты: Рис.4. Английскими физиологами А.Ходжкиным и А.Хаксли [23] было установлено, что форма и скорость импульса на зависят от величины раздражения нерва. Если раздражение сильное, то выпускается подряд несколько импульсов: Рис.1. Если оно слабое, то импульс по нерву вообще не пойдет, минимальная сила раздражения называется пороговой. Каждый импульс переносит одну единицу информации и приемные устройства считают, сколько таких “элементарных частиц информации” поступило и за какое время. Все это напоминает движение солитонов.

Действительно, как показал численный эксперимент, стабильная форма солитонов не зависит от выбора начальных условий. Нами были выбраны начальные возмущения как в виде $u(x, 0) = u_0 \exp(-x^2 / l^2)$ (l -линейный размер начального возмущения), так и в виде косинуса гиперболического. Со временем импульсы в обоих случаях принимали солитонный характер. Очевидно, начальные условия связаны с сигналом, полученным от головного мозга к проводящим путям и зависят от состояния органов или психического статуса человека.

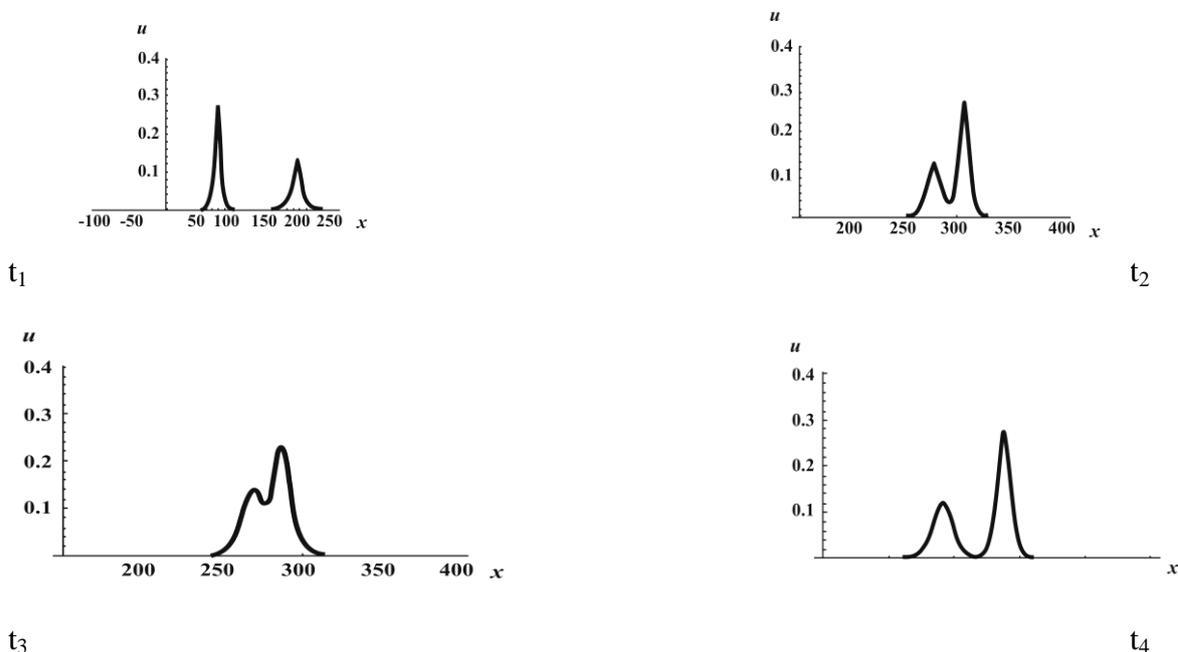


Рис. 17. Отражение сталкивающихся нервных импульсов.

Известно, что в живом организме нервные импульсы, движущиеся по аксону навстречу друг другу, сталкиваясь, аннигилируют, что обеспечивает однонаправленную передачу сигналов от рецепторов в центральные отделы нервной системы. Однако в работах [24-26] на основании численных экспериментов с уравнениями А. Ходжкина, А. Хаксли, а также системой уравнений в частных производных МакАллистера-Нобла предсказан новый

эффект: при определенных значениях параметров возможно отражение сталкивающихся нервных импульсов, в частности, выявлены солитоноподобные режимы взаимодействия нелинейных импульсов возбуждения, управляющих ритмикой сердечных сокращений - отражение сталкивающихся импульсов вместо их обычного гашения. С отражением импульсов связывают происхождение некоторых сердечных аритмий.

Нами численным моделированием показано, что в солитонном режиме распространяющийся импульс представляет собой «дублет», который состоит из высокоамплитудного импульса-лидера и сопровождающей этот импульс низкоамплитудной волны. При столкновении лидеры аннигилируют, а следующее столкновение низкоамплитудных волн приводит к их суммированию. В результате в месте столкновения потенциал достигает надпорогового значения, что вызывает регенерацию «дублетов», которые разбегаются в разные стороны. (Рис.17).

Изменяя параметры солитонной модели, можно моделировать патологии нервных проводящих путей, сосудистой и мышечной системы сердца.

В седьмой главе проведены исследования режимов формирования дислокационных структур в твердом теле.

7.2. Рассмотрена инверсия отношений скоростей винтовых и 60^0 -ых дислокаций во внешних механических полях для кристаллов кремния с примесями и без примесей. Эксперименты проводились на образцах размерами 20x15x0,5 мм при ориентации внешних граней (110), (114) и (221), соответственно. Нагружение осуществлялось сжатием противоположных поверхностей ($1\bar{1}4$) в интервале температур 550^0 - 700^0 при напряжении до 10^7 Н/м.

Из данных эксперимента с использованием метода [27] определялось отношение V_{60^0}/V_b , были получены следующие результаты

$T(K)$	$\sigma(H/m^2)$	V_{60^0}/V_b
853	$7 \cdot 10^6$	0,8
973	$8 \cdot 10^6$	1,4

Таблица 2

Как видно из Таблицы 2, при изменении внешних параметров в определенной области температур и напряжений происходит инверсия скоростей винтовых и 60^0 -ных дислокаций.

В приближении линейного натяжения дислокаций с использованием условия равновесия сил линейного натяжения и приложенного напряжения σ дана теоретическая трактовка эффекта инверсии в кристаллах кремния с примесями и без примесей. Для анизотропных кристаллов изотропные параметры μ и ν (μ -модуль сдвига, ν -коэффициент Пуассона) заменены энергетическими параметрами K_b и K_{60^0} : $\mu \rightarrow K_b$, $(\mu/1-\nu) \rightarrow K_{60^0}$. Подсчитаны K_b, K_{60^0} в области температур от 293К до 1173К и показано, что с уменьшением температуры K_b и K_{60^0} растут, причем во всем интервале температур $K_{60^0} > K_b$, и отношение V_{60^0}/V_b остается постоянным для беспримесных кристаллов ($V_{60^0}/V_b \approx 1,25$).

Влияние примесей атмосферы наблюдается в образцах $n-Si$ уже с концентрацией фосфора $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в результате пластической деформации при 650^0 С. Используя данные эксперимента, а также параметры при данной температуре

$$\sigma = 7M \text{ Н/м}^2, \quad T = 853K, \quad V_{60^0}/V_b = 0,8,$$

$$K_b = 6,1 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2, \quad K_{60^0} = 7,8 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2, \quad \beta = 10^{-31} \text{ Дж.м} \quad c_0 = 10^{26} 1/\text{см}^3$$

подсчитано, что $D/\nu \approx 10^{-11} \text{ м}$ (D -коэффициент диффузии, ν -модуль скорости движения примесей). Тогда условие инверсии скоростей дислокаций на напряжение принимает вид:

$v_{60^\circ}/v_b \leq 1$ при $\sigma \leq 9 \text{ МН}/\text{м}^2$. При повышении температуры инверсное значение напряжения уменьшается. Полученные данные находятся в согласии с экспериментом.

7.3. Проведено исследование полей напряжений в кристаллах кремния при радиально симметричном нагружении.

Напряженное состояние в кристалле создавалось сосредоточенной силой, приложенной в центре круглой пластины при 970 К. Сосредоточенная сила бралась порядка 11Н. Экспериментально определялись наибольшие касательные напряжения в кристаллографических направлениях, вдоль которых реализуется скольжение дислокации (при выбранной ориентации кристалла плоскостями скольжения являются плоскости $(\bar{1}11)$, $(1\bar{1}1)$, $(11\bar{1})$): измеряя перемещение дислокационного фронта в трех плоскостях скольжения, зная время нагружения и используя соотношение

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{1/m}, \quad (18)$$

где $\sigma_0 = 10 \text{ МНм}^{-2}$, $V_0 = 0,5 \times 10^{-6} \text{ мс}^{-1}$, m – фактор Шмида, рассчитаны абсолютные значения тангенциальных напряжений по методике [27]. Далее, используя функцию перемещения при деформации под действием сосредоточенной силы, приложенной в центре, в полярной системе координат [28], известные соотношения между напряжениями, деформациями и перемещениями и значения упругих констант с учетом кристаллической анизотропии и температурной зависимости, получены теоретические выражения для компонент нормальных и касательных напряжений в плоскостях скольжения (в направлении скольжения). Переходя к касательным и нормальным напряжениям на поверхности пластины, получим соответствующее распределение напряжений. Вычислены тангенциальные напряжения для одной из областей, в которой реализуется система скольжения $A[011](1\bar{1}\bar{1})$, $B[011](1\bar{1}1)$, $C[101](\bar{1}11)$, для $r = 3 \text{ мм}$, $\varphi = 105^\circ$ (r, φ – полярные координаты). От рассчитанных на основании экспериментальных данных значений касательных напряжений в трех кристаллографических плоскостях, переходя, согласно $\sigma_{ij} = T_{il} T_{jm} \sigma_{lm}$ (T_{ij} – направляющие косинусы между x_i и x_j), к нормальным и касательным напряжениям в плоскости пластины, определяются области двухосного сжатия и растяжения на поверхности кристалла. Таким образом, определяется тип деформации в различных областях поверхности кристалла в сложном случае двухосного нагружения.

Разработанная методика определения и управления тензором напряжений может быть использована при разработке технологий выращивания малодислокационных подложек для гетероструктур.

7.4. Неблагоприятные для пластического формообразования механические свойства и низкие деформационные характеристики листового молибдена не позволяют применять традиционные технологии при получении изделий для выращивания малодислокационных сапфировых подложек для гетероструктур.

На технологическую пластичность молибдена значительно влияют температурно-скоростной фактор и схема напряженно-деформированного состояния.

На основе испытаний плоских образцов на одноосное растяжение определены параметры механических свойств листового молибдена и показано, что деформационные характеристики описываются степенной зависимостью. Установлена взаимосвязь между механическими свойствами листового молибдена и параметрами степенного закона деформационного упрочнения. Показано также, что для увеличения допустимых степеней деформаций целесообразно применение дифференциального нагрева в определенном интервале температур.

Решена задача пластического изгиба листового молибдена в условиях двухслойного листового пакета. Из проведенных расчетов следует, что при определенных толщинах и

механических свойствах слоев возможно, чтобы листовой молибден находился в условиях неравномерного двухосного сжатия. Рассчитан радиус нейтрального слоя (при допущении отсутствия проскальзывания слоев), получена аналитическая зависимость этого радиуса от толщины слоев и характеристик материалов.

$$\rho_n(\sigma_k) = \left\{ R r \exp \frac{K_2}{(1+n_2)K_1} \left[\ln \left(1 + \frac{t_2}{R} \right) \right]^{1+n_2} \right\}^{1/2}, \quad (19)$$

ρ_n - радиус нейтрального слоя, σ_k - контактное нормальное напряжение между слоями, R - наружный радиус внешнего слоя, r - внутренний радиус внутреннего слоя, K_1, K_2 - соответствующие параметры деформационного упрочнения слоев, n_2 - показатель степени в степенном законе деформационного упрочнения внутреннего слоя.

Показано, что пластичность зависит от условий деформирования, и ее следует рассматривать не как свойство какого-либо материала, а как его состояние. Характеристики технологической пластичности тем лучше, чем большую роль в схеме напряженно-деформированного состояния играют сжимающие напряжения в данном процессе деформирования. При всестороннем неравномерном сжатии значительно улучшаются условия накопления деформаций и создается возможность для деформирования тугоплавких металлов, которые по другим схемам деформирования испытывают хрупкое разрушение. Например, при одноосном напряженном состоянии листового молибдена относительная деформация удлинения, согласно действующим стандартам, не превышает (2-5)%. В наших экспериментах показано, что при деформировании в условиях неравномерного двухосного сжатия при определенных температурно-скоростных режимах деформирования создается возможность деформирования листового молибдена до (70-80) %.

Предложенный способ существенно улучшает параметры сапфировых подложек, их гомогенность и обеспечивает минимальное количество дефектов, что гарантирует улучшенное качество гетерограниц при создании гетероструктур кремний на сапфире. Также создается возможность выращивания монокристаллов больших размеров, применяемых в нелинейной оптике, лазерах, акустооптических устройствах и т.д.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. В поле сильной электромагнитной волны с частотой Ω в условиях размерного квантования возможно усиление звука (бесстолкновительное затухание Ландау электромагнитной волны), при данной частоте коэффициент усиления носит осцилляционный характер в зависимости от толщины пленки.

2. При определенных значениях напряженности электромагнитного поля среда становится прозрачной для звука (коэффициент поглощения равен нулю).

3. В одномерно квантованных средах в условиях электронного парамагнитного резонанса при определенных частотах возможно усиление звука.

4. В условиях, когда необходимо учитывать неупругость электрон-фононных взаимодействий, в размерно-квантованных средах в присутствии сильной электромагнитной волны имеют место следующие эффекты:

- из-за взаимодействия электронов с электромагнитной волной и звуком в области скоростей, удовлетворяющих резонансным условиям, наблюдается нелинейный эффект уменьшения коэффициента поглощения с увеличением интенсивности вводимого звука, при определенных условиях может происходить резонансное усиление звука;
- появляется зависимость коэффициента поглощения от частоты звука, не наблюдаемая в линейном приближении, зависимость от толщины пленки сильнее, чем в линейной теории.

5. Фононный спектр в пленках и в отсутствие размерного квантования фононов из-за электрон-фононного взаимодействия имеет квантовый характер.

При $q_p = 2k_F$ (q_p – проекция волнового вектора фонона в плоскости пленки, k_F – проекция волнового вектора электрона на поверхности Ферми), $Re \omega$ (ω – частота фонона) остается непрерывной, но первая производная $\frac{d\omega}{dq_p}$ в этой точке расходится – появляются коновские особенности скорости, причем вместо одной аномалии возникает целая система особых точек. Затухание фононов испытывает скачки – гигантские квантовые осцилляции поглощения.

6. В случае двумерного свободного движения и одномерного квантования электронного энергетического спектра с учетом электрон-фононного взаимодействия в электрон-фононной системе (оптические фононы) при выполнении определенных условий возникают новые квазичастицы, которые являются связанными состояниями электрона и фонона.

7. В полупроводниковой одномерной среде (квантовая проволока) со слабой дисперсией и слабой нелинейностью электромагнитной волны найдено звуковое солитонное решение. Численное изучение эволюции уравнения Кортевега де Фриза для разных параметров нелинейности, дисперсии, диссипации и для разных начальных возмущений демонстрирует основные свойства звукового солитона в твердом теле.

8. При учете диссипации топологический солитон замедляет свое движение, затем, остановившись, он может жить практически очень долго. Солитон Кортевега де Фриза, замедляясь, одновременно уменьшает свою высоту и расплывается. При увеличении коэффициента диссипации его затухание происходит быстрее – время жизни солитона обратно пропорционально силе трения. Как уравнение Кортевега де Фриза, так и уравнение синус Гордона имеют многосолитонные решения. В обоих случаях мы имеем неравновесные, нелинейные системы, в которых происходит самоорганизация – возникновение новых упорядоченных структур по бифуркационному сценарию. О самоорганизации системы решений уравнений Кортевега де Фриза и синус Гордона говорит также пороговый механизм образования новых, упорядоченных, структур.

9. В алюминии при комнатной температуре дислокация в рельефе Пайерлса движется неравномерно, замедляясь перед барьером Пайерлса и ускоряясь после преодоления барьера. В окрестности дислокации реализуется область микропластичности. Внешнее переменное упругое поле изменяет длину свободного пробега дислокации, причем длина свободного пробега дислокации максимальна для резонансной частоты (длительность импульса напряжения сопоставима со временем перехода дислокации в соседнюю долину) и уменьшается для нерезонансных частот. Соответственно, барьер Пайерлса существенно меньше для резонансной частоты. Закрепление дислокации после прохождения некоторого расстояния говорит об упрочнении. При наличии внешнего упругого поля градиент роста кривой упрочнения уменьшается, а значит уменьшается предел текучести. Различаются три области, на которых действуют различные механизмы деформации и упрочнения, каждому участку этих областей соответствует различная зависимость коэффициента упрочнения от координаты. Наличие резонансной внешней звуковой частоты уменьшает коэффициент упрочнения. Упрочнение в данном случае обусловлено рассеянием энергии при движении дислокации в рельефе Пайерлса.

10. В алюминии при низких температурах с учетом барьера Пайерлса дислокация Френкеля-Конторовой движется посредством туннелирования перегибов. Действие высокого барьера Пайерлса аналогично действию низких температур или, иначе, при понижении температуры барьер Пайерлса уменьшается. На макроуровне туннелированию перегибов дислокаций соответствует разупрочнение кристалла. Наличие туннелирования подтверждается также тем, что истинные значения напряжений, при которых происходит

периодическое резкое разупрочнение, меньше истинного значения, соответствующего пределу прочности алюминия в этих точках, т.е. разрушения кристалла не происходит.

11. При совместном движении одиночной дислокации несоответствия в гетеропереходе и дислокационной цепочки, движущейся в том же направлении с той же скоростью при разных скоростях их совместного движения, дислокации несоответствия замораживаются полем дислокационной цепочки при больших скоростях скольжения. При малых скоростях скольжения дислокация выталкивается из занимаемой позиции. Эффект обусловлен сжатием упругого поля дислокационной цепочки в направлении скольжения при увеличении скорости. Наличие в подложке гетероструктуры многосолитонной цепочки приводит к тому, что на границе пленка-подложка дислокации несоответствия регулируемо выталкиваются полем цепочки из рабочей области гетероструктур, что увеличивает стабильность свойств таких структур и улучшает функциональные качества приборов на их основе.

12. С течением времени изменяется поле смещений дислокации, находящейся под воздействием соседней дислокации при их совместном скольжении при малых скоростях, т.е. взаимодействие между дислокациями существенно. При увеличении скорости взаимодействие ослабляется. Когда скорость дислокации, находящейся в поле соседней дислокации, стремится к скорости звука, взаимодействие стремится к нулю, вследствие чего поле смещений данной дислокации почти не искажается. Поле сдвиговых напряжений при увеличении скорости сжимается по направлению скольжения и, начиная с некоторого значения, меняет знак.

13. При низких барьерах Пайерлса движение дислокаций поступательное. В кристаллах с высоким барьером дислокация совершает колебательное движение в направлении скольжения. Происходит искажение хвостовых областей дислокаций. Ширина дислокации периодически меняется, оставаясь все время меньше, чем в кристаллах с низким барьером. При учете силы трения для этого случая движение дислокаций замедляется, амплитуда колебаний в направлении скольжения значительно уменьшается.

14. Формирование и распространение селя достаточно точно описывается в рамках солитонной модели уравнения Кортевега де Фриза и его модификаций. Ключевой параметр нелинейных волновых гидродинамических процессов, сопровождающих селевые явления – давление в каналах водных систем, необходимое для внезапного водного выброса на поверхность, соответствует формированию солитонных режимов распространения поверхностных потоков. Дальность распространения, скорость селя, периодичность процесса селеобразования на данной территории, процесс опрокидывания, характерный для нелинейного процесса с распределением скоростей волн по пространству, также в значительной степени определяются параметрами, характеризующими его солитонную природу. Численное моделирование позволяет контролировать развитие процессов и создает возможность управления ими. Данный подход полезен при обеспечении защиты от селевых потоков на потенциально опасных территориях.

15. Солитоноподобные решения описывают широкий круг явлений, которые сопровождают передачу нервных импульсов. Возможная патология в сосудистой системе изменяет спектральную картину солитонных волн и позволяет диагностировать заболевания нервных путей и сердечно-сосудистой системы. Математическое моделирование предоставляет аналитические результаты и способ выявления и идентификации биологических процессов.

16. Полученные условия инверсии на температуру и напряжение для отношений скоростей винтовых и 60° -ых дислокаций в кристаллах кремния с примесями и без примесей в определенном интервале температур и напряжений показали, что отношение V_{60°/V_b остается постоянным для беспримесных кристаллов в исследованном температурном интервале. В кристаллах с примесями при определенных значениях параметров происходит инверсия скоростей 60° -ых и винтовых дислокаций. Условие инверсии скоростей

дислокаций имеет вид: $V_{60^\circ}/V_b \leq 1$ при $\sigma \leq 9 \text{ МН/м}^2$. При повышении температуры инверсное значение напряжения уменьшается.

17. При изгибе тонкой пластины кремния под действием вертикальной сосредоточенной силы, приложенной в центре пластины, реализуется определенное распределение напряжений на поверхности кристалла. Локальное тензометрирование для двухосного сжатия и растяжения показало, что скольжение дислокаций происходит вдоль направления наибольших касательных напряжений. При переходе от линейного напряженного состояния к двухосному утонение от растяжения компенсируется утолщением от сжатия, в результате чего деформирование происходит при постоянной толщине, и разрушения материала не происходит. Создается возможность управления тензором напряжений.

18. Пластичность зависит от условий деформирования, и ее следует рассматривать не как свойство какого-либо материала, а как его состояние. Характеристики пластичности тем лучше, чем большую роль в схеме напряженно-деформированного состояния играют сжимающие напряжения в данном процессе деформирования.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. М.: Логос, 2006, 496 с.
2. Квасников И.А. Введение в теорию электропроводимости и сверхпроводимости. М.: Книжный дом «Либроком», 2010, 216с.
3. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: Физмалит, 2009, 480с.
4. Головин Ю.И. Основы нанотехнологий. М.: Машиностроение, 2012, 656 с.
5. Аракелян С.М., Кучерик А.О., Прокошев В.Г., Рау В.Г., Сергеев А.Г. Введение в фемтонанопластику: фундаментальные основы и лазерные методы управляемого получения и диагностики наноструктурированных материалов. Под общ.ред. С.М. Аракеляна. М.: Логос, 2015, 744с.
6. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005, 416 с.
7. Балкарей Ю.И., Эпштейн Э.М. Влияние сильной электромагнитной волны на распространение ультразвука в квантующем магнитном поле. ЖЭТФ, **63**, 660-666 (1972).
8. Erukhimov M.Sh, Tavger B.A. Quantum longitudinal galvanomagnetic phenomena in thin semiconductor and semimetal films. Soviet Physics JETP, **26**,3, 560-565 (1968).
9. Yafet Y. Calculation of the g factor of metallic sodium. Phys.Rev., **85**, 478-478(1952).
10. Гуревич В.Л., Скобов В.Г., Фирсов Ю.А. Гигантские квантовые осцилляции поглощения звука металлами в магнитном поле. ЖЭТФ, **40**, 786-791 (1961).
11. Парфенов В.В. Квантовые размерные структуры в электронике: оптоэлектроника. Казань, 2007, 16с.
12. Ганнопольский Е.М., Королук А.П.. Акустические резонансные явления в твердом теле. Радиофизика и электроника. **13**, спец.выпуск, 404-422 (2008).
13. Левинсон И.Б., Рашба Э.И. Связанные состояния электрона и фонона в сильном магнитном поле, обусловленные нелинейным электрон-фононным взаимодействием. ЖЭТФ, **62**, 1502-1512 (1972).
14. Орлов А.Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М.: Высшая школа, 1983, 144с.
15. Zagirov N.N. Theoretical Foundations of plastic deformation. Krasnoyarsk, 1998, 120 p.
16. Пустовалов В.В. Влияние сверхпроводящего перехода на низкотемпературную скачкообразную деформацию металлов и сплавов. Физика низких температур. **26**, 6, 515-535(2000).
17. Пустовалов В.В., Исаев Н.В., Григорова Т.В., Фоменко В.С., Шумилин С.Э., Брауде И.С., Малыгин С.В., Решетняк М.В., Янечек М. Низкотемпературная пластическая

- деформация ультрамелкозернистого алюминия. Физика низких температур, **34**, 842-851 (2008).
18. Солитоны в действии. Под редакцией Лонгрена К., Скотта Э.. М.: Мир. 1981.310 с.
 19. Трифонова Т.А. Энергетическая модель развития горного русла. М.: Геоморфология, №4, 13-22 (1995).
 20. Davies T. R. H. Large debris flows: A macro-viscous phenomenon. ActaMechanica. **63**, Issue 1-4, 161-178(1986).
 21. Маркин В.С., Пастушенко В.Ф., Чисмаджев Ю.А. Физика нервного импульса.УФН.**123**,2, 289–332 (1977).
 22. Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. Бюлл.МГУ, сер. А. **1**. в.6,1-26 (1937).
 23. Hodgkin A., Huxley J. A quantitative description of membrane current and its application to conduction an dexcitation in nerve. J. Physiol. (Lnd) **117**, 500-544 (1952).
 24. Асланиди О.В., Морнев О.А. Могут ли сталкивающиеся нервные импульсы отражаться? Письма в ЖЭТФ , **65**, 7, 553-558 (1997).
 25. Aslanidi O.V., Mornev O.A., Echo in excitable cardias Fi-bers.Mathematical Modelling Journal. **11**, 9, 3-22 (1999).
 26. Aldonin G.M., Soliton Models of Processes in Biostructures.Journal of Radio Electronics, N5, November (2006).
 27. Аветян К.Т., Анчаракян С.А., Безирганян П.А., Аракелян М.М. Способ определения распределения механических напряжений в монокристаллах. А.С.СССР №1289201(1986).
 28. Прочность, устойчивость, колебания. Справочник в 3 томах. т.2: Машиностроение, 1968, 463 с.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Аракелян М.М. Электронное поглощение ультразвука в поле сильной электромагнитной волны в условиях размерного квантования. ФТП, **8**, 594-598 (1974).
2. Сардарян В.С., Аракелян М.М. К теории распространения электромагнитных и звуковых волн в условиях размерного квантования. Изв.АН Арм. ССР, Физика, **10**, 275-282 (1975).
3. Аракелян М.М., Аванесян А.С. О фононном спектре в условиях одномерного квантования, ФТТ, **18**, 3363-3366 (1976).
4. Аракелян М.М., Сардарян В.С. Особенности распространения звука в одномерно квантованных средах в условиях электронного парамагнитного резонанса. Изв. АН Арм.ССР, Физика, **12**, 22-27 (1977).
5. Аракелян М.М. Non-linear Ultrasound Absorbtion in an Electromagnetic Wave Field under Quantum Size Effect Conditions. Phys.stat.sol.(b), **89**, 37-43 (1978).
6. Аракелян М.М, А.Хачатрян. К нелинейной теории распространения интенсивной звуковой волны в условиях размерного квантования. Изв. АН Арм.ССР, Физика, **13**, 365-370 (1978).
7. Аракелян М.М. Усиление звука в условиях парамагнитного резонанса в размерно квантованных средах. ФТТ, **21**, 3038-3042 (1979).
8. Анчаракян С.А., Назарян Э.А., Аветян К.Т., Аракелян М.М. Распределение полей напряжений при двухосной деформации. Известия АН Арм.ССР, Материаловедение, **42**, 2, 87-92 (1989).
9. Sardaryan V.S., Arakelyan M.M. Bound States of Electrons and Optical Phonons under Conditions of One-Dimensional Quantizing. Phys.stat.sol.(b), **85**, 459-463 (1978).
10. Avetian K.T., Ancharakian S.H., Arakelian M.M. Stress Distribution at Biaxial Stressed Conditions. Physika stat. sol.(a), **111**, K161-K166 (1989).

11. Аракелян М.М., Анчаракян С.А., Аветян К.Т. Инверсия отношений скоростей винтовых и 60^0 -ных дислокаций во внешних магнитных полях для кристаллов кремния с примесями и без примесей. Межвузовский сборник научных трудов, Физика, в.1, 26-30 (1992).
12. Аракелян М.М., Гукасян Г. М., Довлатян Т.Г. Солитонные решения в полупроводниковой дисперсной среде и моделирование их эволюции. Известия НАН Армении, Физика, **36**, 195-202 (2001).
13. Аракелян М.М., Гукасян Г. М. Эволюция солитонов в двумерно квантованном полупроводнике. Полупроводниковая микроэлектроника Материалы третьей национальной конференции, Севан, 103-107 (2001).
14. Аракелян М.М. , Гукасян Г. М. Солитонная модель движения дислокаций в полупроводниках с учетом диссипации. Полупроводниковая микроэлектроника. Материалы четвертой национальной конференции, Севан, 74-77 (2003).
15. Назарян Э.А., Ханданян А.Ж., Аракелян М.М. О технологических свойствах листового молибдена. Известия НАН РА и ГИУА, Сер.ТН,т.LV1, N1, 36-40 (2003).
16. Назарян Э.А., Аракелян М.М. Способ изготовления контейнеров для выращивания монокристаллов. Патент 1502 А2 РА, МКИ 7 В21D 22/26.NAM 20040011, Заявл.26.01.2004, опубл.26.011.(2004).
17. Назарян Э.А., Аракелян М.М. Способ изготовления контейнеров для выращивания монокристаллов. Патент 1828 А2 РА, МКИ В21D 22/26.NAM 20050207, Заявл.18.11.2005, опубл.18.11(2005).
18. Назарян Э.А., Аракелян М.М. Напряжения и деформации листового молибдена в условиях плоского напряженного состояния с учетом деформационного упрочнения. Изв. НАН РА, Механика, **59**, 74-83 (2006).
19. Nazaryan E.A., Arakelyan M.M. Reseach in the Process of Deep Drawing of Sheet Molybdenum Containers for Growing Single Crystals. Proceedings IDDRG International Deep Drawing Reseach Group 2006 Conference. June 19-21, Porto, Portugal, p.489-495 (2006).
20. Arakelyan M.M., Avetyan K.T., Nazaryan E.A. Features of propagation and interaction of one-dimensional topological solitons in crystals. Days on diffraction'2007. St.Peterburg, Russia. Proceedings of the International Conference DD'07, p. 10-13 (2007).
21. Авакян Р.М., Аракелян М.М., Назарян Э.А., Чубарян Э.В. Особенности взаимодействия и движения дислокаций в условиях холодной пластической деформации. Труды VI Международной конференции «Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред». Горис-Степанакерт, 7-12 (2008).
22. Аракелян М.М. Некоторые особенности взаимодействия топологических солитонов. Материалы Международной конференции, посвященной 40-летию основания АрГУ, 42-45 (2009).
23. Аракелян М.М., Петросян А.М. Особенности распространения и взаимодействия топологических солитонов. Сборник трудов международной второй научной конференции Горисского государственного университета, 4-10 (2011).
24. Arakelyan M.M. Removal of misfit dislocations layers in heterostructures. Proceedings of spie Photonics and Micro-and Nano-structured Materials, **8414**, p. 84140K-1 - 84140-5 (2012).
25. Arakelyan M.M., Kanyan H. The peculiarity of a nervous pulse propagation. European Journal of Biophysics, **1**, 1-5 (2013).
26. Трифонова Т.А., Аракелян М.М., Аракелян С.М. Взаимосвязанность поверхностных и подземных вод в единой системе речного водосборного бассейна; проявление в

- катастрофических явлениях в условиях интенсивных ливней в высокогорных областях с резкорасчлененным горным рельефом (на примере модели селеобразования). Научно-теоретический журнал «Успехи современного естествознания», № 1, 53-67 (2013).
27. Назарян Э.А., Аракелян М.М. Аналитическая модель процесса осесимметричной вытяжки. Заготовительные производства в машиностроении. 12, 23-27 (2013).
 28. Nazaryan E.A., Arakelyan M.M. Development of analytical models for forming axis symmetric drawing. Machines, Technologies, Materials. International journal.ISSN-0226, Year VII, issue 12 (2013).
 29. Trifinova T.A., Tulenev N.U., Trifonov D.V., Arakelian S.M., Arakelian M.M. Catastrophic floods and debris: trigger processes and manifestation in dynamics for a river basin (analysis and modeling for a Krimsk event on July 06-07, 2012). Proceedings 111 International Conference "Debris Flows: Disasters, Risk, Forecast, Protection". Yuzhno-Sakhalinsk, September 22-26, 159-163 (2014).
 30. Аракелян М.М. Квантовые эффекты при движении дислокаций в алюминии. Сборник научных трудов по материалам Международной научно-практической конференции «Наука, образование, общество: проблемы и перспективы развития», Тамбов, 10-13 (2014).
 31. Аракелян М.М. Анализ явления деформационного упрочнения монокристаллов. Труды IV международной конференции «Актуальные проблемы механики сплошной среды», 21-26 сентября 2015, Цахкадзор, Армения, 52-57 (2015).
 32. Аракелян М.М. Анализ и моделирование процесса движения дислокаций в монокристаллах алюминия. Известия НАН Армении, Физика, **50**, 126-133 (2015).
 33. Arakelyan M.M. An Analysis of the Phenomenon of Strain Hardening of Single Crystals. International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering. **5**, 280-285 (2015).
 34. Аракелян М.М. Предельное состояние тонких полупроводниковых пленок в поле сильных звуковых волн. Ереван. Вестник Инженерной Академии Армении, **13**, 494-496 (2016).
 35. Аракелян М.М. Многосолитонный метод удаления дислокаций несоответствия из функциональной области гетероструктур. Известия НАН Армении, Физика. **51**, 508-515 (2016).
 36. Arakelyan M.M. Characteristic properties the motion of dislocations during the deformation of single crystals. International Scientific journal "Materials Science" "Non-equilibrium Phase Transformations", is.4, 11-13 (2017).
 37. Аракелян М.М. Особенности движения дислокаций в алюминии с учетом рельефа Пайерлса в присутствии ультразвука. ФТТ, **59**, 2218-2222 (2017).
 38. Arakelyan M.M. Analysis of the Motion of Frenkel-Kontorova Dislocations in Single Crystals of Aluminum with Allowance for the Peierls Barrier. Open Access Library Journal, e4390, **5**, 1-11(2018).

MILETA MARTIROS ARAKELYAN
DIMENSIONAL QUANTUM AND NONLINEAR PHENOMENA IN CONDENSED MEDIA

SUMMARY

The thesis is devoted to the investigation of the processes of obtaining a new class of semiconductor, dielectric and metallic nanostructures and thin films, to the identification of qualitative and quantitative features of physical phenomena in some condensed media, as well as to the study of actual problems of plasticity and hardening of mono- and polycrystals. It is shown that

in the field of a strong electromagnetic wave, under the conditions of dimensional quantization, new effects such as the sound amplification and the induced transparency for sound waves are possible depending on the thickness of the film. It is established that the sound amplification is possible in a thin semiconductor film under the electron-paramagnetic resonance conditions on conduction electrons at certain frequencies, as well as under the conditions ensuring inelasticity of the electron-phonon interaction. In the phonon spectrum, when the electron-phonon interaction is taken into account, provided that the modulus of the phonon wave vector in the film plane is twice the modulus of the electron wave vector on the Fermi surface, the real part of the phonon frequency remains continuous, whereas its first derivative with respect to the wave vector diverges at that point. The Kohn singularities arise for the velocity, and instead of a single singularity an entire system of singular points appears. The damping of phonons undergoes jumps - giant quantum oscillations of the absorption.

In the case of two-dimensional free motion and one-dimensional quantization of the electron and phonon energy spectra in an electron-phonon system (optical phonons), the existence of a new quasiparticle is theoretically proved that corresponds to a bound state of an electron and an optical phonon. For a two-dimensional quantized system in the presence of electromagnetic and longitudinal sound waves, the possibility for the occurrence of the Korteweg-de Vries sound soliton is proved and its properties are investigated. The evolution of the appearance of such solitons, the laws of their motion and damping are modeled in a dissipative medium. The dynamics of the Frenkel-Kontorova dislocations is studied using the sine-Gordon equation and its solutions having the form of nonlinear modes. Multisoliton solutions are modeled for both the Korteweg-de Vries and the sine-Gordon equations. It is established that in both cases these solutions are nonequilibrium, nonlinear systems in which a self-organization occurs.

In strong sound fields, in quantized semiconductor films, in comparison with the massive sample, additional constraints on the magnitude of the limiting values of the amplitudes for external influences are found that depend on the parameters of the film. It is theoretically shown that in aluminum at room temperature the dislocation in the Peierls relief moves non-uniformly, slowing down before the Peierls barrier and accelerating after its overcoming. It is established that an external variable elastic field changes the mean free path of a dislocation as a function of the frequency. The effect of ultrasound of various frequencies, comparable with the time of the transition of the dislocation to the neighboring Peierls relief valley, on the dislocation motion has been studied and modeled.

It is shown that in the presence of an external elastic field the yield strength of the material decreases, and three regions are formed in which different deformation and hardening mechanisms operate. For each of these regions, the dependence of the hardening coefficient on the coordinate is different. The presence of a resonant external sound frequency reduces the hardening factor and the resistance to deformation. The hardening stage is shortened and the softening stage is extended. For aluminum at low temperatures, the peculiarities of the changes in the true values of the stresses and strains are studied in the Euler variables. The treatment is given for the existence of sharp periodic softening regions lying below the values of the tensile strength. A sharp decrease in the stress with an almost constant deformation, having a periodic character, is explained by tunneling of the kinks of the dislocations through the Peierls potentials. A new multisoliton method is proposed for solving the problem of the controlled removal of misfit dislocations from the working region of heterostructures, which increases the stability of the properties of such structures and their functional qualities.

The dynamics of the Frenkel-Kontorova dislocations, formed in the process of cold plastic deformation in the field of the periodic Peierls potential, is studied taking into account the interaction of dislocations. When the two analogous Frenkel-Kontorova dislocations move together in the same slip plane with identical velocities, the displacement field of such dislocations depends on their slip velocity: as the velocity increases, it first contracts in the direction of sliding, and then changes the sign. As the velocity of the dislocations increases, the region of constant shear stresses

also contracts in the slip direction. At low slip velocities, the field of a given dislocation is distorted under the action of the adjacent dislocation field already for a short time interval, which means that the interaction between the dislocations is essential. The interaction weakens with increasing velocity. In the limit, when the velocity of the dislocations tends to the speed of sound, the interaction between them tends to zero. In crystals with low barriers of the Peierls motion of the dislocation is continuous. In crystals with high barriers, the dislocation oscillates in the direction of sliding, and distortion of the tail areas of the displacement field of the dislocation also occurs. The width of the dislocation in crystals with a high Peierls barrier varies periodically, remaining all the time smaller than in crystals with a low barrier. When the friction force is taken into account, the motion of the dislocations slows down, and the amplitude of the oscillations in the slip direction decreases considerably.

A model is developed for the formation of mudflow in the framework of hydrodynamic representations by taking into account nonlinear wave hydrodynamic processes, in particular, the soliton model of the Korteweg-de Vries equation and its modifications. A mechanism for controlling the development of nonlinear dynamic processes is proposed and the possibility for their controlling is indicated. Based on the known data that the nonlinear dependence of the permeability of the membrane on the magnitude of the pulse and the diffusion of ions through the membrane are balanced in the nerve fiber during the propagation of the nerve impulse, the motion of the nerve impulse is modeled as the motion of the Korteweg-de Vries soliton. It is shown that, by changing the parameters of the soliton model, it is possible to model the pathologies of nerve pathways.

It is experimentally and theoretically shown that, without allowance for the interaction with impurities, the velocity of 60° dislocations is greater than the velocity of screw dislocations in the temperature interval $550^\circ-700^\circ$. In crystals with impurities at a temperature at which the velocity inversion is observed experimentally, the inversion condition for the stress is obtained. The inverse value of the stress decreases with increasing temperature.

The problem of the distribution of stress is solved in dislocation-free silicon crystals in a biaxial stressed state and under the action of a concentrated force applied to the center of the plate. In the general case, various versions of biaxial stress-strain states are realized on the crystal surface. The directions of the greatest tangential stresses are established along which the dislocation glide is realized in various regions of the crystal. A transition is made from the stresses calculated from the experiment to the normal and tangential stresses on the surface of the crystal, and the type of the deformation in various regions of the surface of the crystal is determined. Methods for controlling the stress tensor in a solid are proposed, in particular, in the transition from a uniaxial stress state to a biaxial state, for growing low-dislocation substrates for heterostructures.

ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ ՄԻԼԵՏԱ ՄԱՐՏԻՐՈՄԻ

ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԵՎ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԿՈՆԴԵՆՍԱՅՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

ԱՆՈՏԱՅԻՆ

Ատենախոսությունը նվիրված է նոր դասի կիսահաղորդիչային, մեկուսիչ և մետաղական նանոկառուցվածքների, բարակ թաղանթների ստացման գործընթացների ուսումնասիրությանը, որոշակի կոնդենսացված միջավայրերում ֆիզիկական երևույթների որակական և քանակական առանձնահատկություններին, ինչպես նաև միաբյուրեղներում և բազմաբյուրեղներում պլաստիկության և դեֆորմացիոն ամրացման արդիական հիմնախնդիրներին:

Ցույց է տրված, որ ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում, չափային քվանտացման պայմաններում կախված թաղանթի հաստությունից հնարավոր են այնպիսի երևույթներ, ինչպիսիք են ձայնի ուժեղացումը և ձայնի համար միջավայրի թափանցիկ դառնալը:

Հաստատված է, որ բարակ կիսահաղորդիչային թաղանթներում, էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսի, որոշակի հաճախականությունների և էլեկտրոն-ֆոնոնային ոչ առաձգական փոխազդեցություն ապահովող պայմաններում, հնարավոր է ձայնի ուժեղացում:

Էլեկտրոն-ֆոնոնային փոխազդեցությունը հաշվի առնող ֆոնոնային սպեկտրում, երբ թաղանթի հարթության մեջ ֆոնոնի ալիքային վեկտորի մոդուլը երկու անգամ մեծ է Ֆերմիի մակերևույթի վրա գտնվող էլեկտրոնի ալիքային վեկտորի մոդուլից, ֆոնոնի հաճախության իրական մասը մնում է հաստատուն, սակայն նրա առաջին ածանցյալը ըստ ալիքային վեկտորի տարամիտում է, առաջ է գալիս այսպես կոչված Կոնի առանձնահատկություններ, ընդ որում մեկի փոխարեն ի հայտ են գալիս հատուկ կետերի մի ամբողջ համակարգ: Ֆոնոնների մարման բնույթը թռիչքաձև է քվանտային հսկա կլանման տատանումների տեսքով:

Էլեկտրոն-ֆոնոնային համակարգում (օպտիկական ֆոնոններում), երկչափ ազատ շարժման և էլեկտրոնային և ֆոնոնային էներգետիկ սպեկտրների միաչափ քվանտացման դեպքում, տեսականորեն ապացուցված է նոր քվազիմասնիկի գոյության հնարավորությունը:

Երկչափ քվանտացված համակարգի համար, էլեկտրամագնիսական և ընդերկայնական ձայնային ալիքի առկայության պայմաններում ապացուցված և հետազոտված է Կորտեվեզ դե Ֆրիզի ձայնային սոլիտոնի առաջացման հնարավորությունը: Մոդելավորված են նշված սոլիտոնների առաջացման էվոլյուցիան, դիսիպատիվ միջավայրում նրանց շարժման և մարման օրինաչափությունները:

Օգտագործելով սինուս Գորդոնի հավասարումը և նրա լուծումները, որոնք ունեն ոչ գծային մոդերի տեսք, ուսումնասիրված է Ֆրենկել-Կոնտորովայի դիսլոկացիաների դինամիկան:

Կորտեվեզ դե Ֆրիզի և սինուս Գորդոնի հավասարումների համար մոդելավորված են բազմասոլիտոնային լուծումներ: Հաստատված է, որ երկու դեպքում էլ նշված լուծումները իրենցից ներկայացնում են անհավասարակշիռ ոչ գծային համակարգեր, որտեղ իրականանում են ինքնակառավարման գործընթացներ:

Տեսականորեն ցույց է տրված, որ սենյակային ջերմաստիճանում այլումինիումում դիսլոկացիաները Պայեռլսի պատնեշում շարժվում են անհավասարաչափ՝ դանդաղելով Պայեռլսի արգելքից առաջ և արագանալով այն հաղթահարելուց հետո: Հաստատված է, որ արտաքին փոփոխական առաձգական դաշտը կախված հաճախականությունից փոխում է դիսլոկացիայի ազատ վազքի երկարությունը: Հետազոտված և մոդելավորված է դիսլոկացիայի Պայեռլսի պատնեշի հարևան հովիտ անցնելու ժամանակի հետ համաչափելի տարբեր հաճախականությունների վրա գերձայնի ազդեցությունը: Ցույց է տրված, որ արտաքին առաձգական դաշտի առկայության դեպքում փոքրանում է նյութի հոսունության սահմանը, գոյանում են երեք տիրույթներ, որտեղ իրականանում են դեֆորմացիայի և ամրացման տարբեր մեխանիզմներ, ընդ որում յուրաքանչյուր տեղամասին համապատասխանում է ամրացման գործակցի կորդինատից կախման տարբեր առնչություններ: Արտաքին ռեզոնանսային ձայնային հաճախության առկայությունը փոքրացնում է ամրացման գործակիցը և դեֆորմացման դիմադրությունը, համապատասխանաբար կարճանում է ամրացման և երկարում է ապամրացման փուլերը:

Էյլերի փոփոխականներով ուսումնասիրված են ցածր ջերմաստիճաններում գտնվող այլումինիումի լարումների և դեֆորմացիաների իրական արժեքների փոփոխման

բնութագրերի առանձնահատկությունները, մեկնաբանված է ամրության սահմանի արժեքից ցածր գտնվող կտրուկ պարբերական ապամրացման տիրույթների գոյությունը: Պարբերական բնույթ ունեցող լարման կտրուկ փոքրացումը, համարյա հաստատուն դեֆորմացիայի դեպքում, բացատրված է դիսլոկացիայի ծովածքների Պայեռլսի պատնեշների թունելավորմամբ:

Առաջարկված է նոր, բազմաստիտոնային ցածր-չափային հետերա կառուցվածքներում աշխատանքային տիրույթից անհամապատասխանության դիսլոկացիաների կարգավորված հեռացման խնդրի լուծման նոր մեթոդ, որը մեծացնում է նշված կառուցվածքների հատկությունների կայունությունը և նրանց ֆունկցիոնալ որակները:

Հետազոտված է Պայեռլսի պարբերական պոտենցիալի դաշտում սառը պլաստիկ դեֆորմացիայի պրոցեսում առաջացող դիսլոկացիաների դինամիկան, հաշվի առնելով նրանց փոխազդեցությունները: Այդպիսի դիսլոկացիաների շեղումների դաշտը կախված է նրանց սահքի արագությունից, ընդ որում արագության աճի դեպքում այն սկզբից սահքի ուղղությամբ սեղմվում է, հետո փոխում է նշանը: Սահմանային դեպքում, երբ արագությունը մոտ է ձայնի արագությանը, դիսլոկացիաների փոխազդեցությունը ձգտում է գրոյի:

Հիդրադինամիկական պատկերացումների սահմաններում մշակված է սողանքի ձևավորման մոդելը, հաշվի առնելով ոչ գծային, ալիքային և հիդրադինամիկական գործընթացները, մասնավորապես՝ Կորտեվեզ դե Ֆրիզի հավասարման և նրա տարատեսակների սոլիտոնային մոդելը: Առաջարկված է ոչ գծային դինամիկ գործընթացների զարգացման վերահսկողության մեխանիզմ և նշված է նրանց կառավարման հնարավորությունը:

Հաշվի առնելով նյարդաթելերում նյարդային իմպուլսի տարածման ընթացքում թաղանթի թափանցելիության ոչ գծային կախումը իմպուլսի մեծությունից և իոնների դիֆուզիան թաղանթով, նյարդային իմպուլսի շարժումը մոդելավորված է որպես Կորտեվեզ դե Ֆրիզի սոլիտոնի շարժում: Ցույց է տրված, որ փոփոխելով սոլիտոնային մոդելի չափանիշները կարելի է մոդելավորել նյարդային անցկացնող ուղիների պաթոլոգիաները:

Տեսականորեն և փորձնականորեն ցույց է տրված, որ հաշվի չառնելով սիլիցիումի միաբյուրեղներում խառնուրդների հետ փոխազդեցությունը 60⁰-ային դիսլոկացիաների արագությունը մեծ է, քան պտուտակայիններինը և ամբողջ ջերմային տիրույթում արագությունների հարաբերությունը պահպանվում է: Խառնուրդներով միաբյուրեղներում, այն ջերմաստիճաններում, որոնց դեպքում նկատվում է արագության ինվերսիա, ստացված է թե ինչ լարման դեպքում է կատարվում ինվերսիա: Ջերմաստիճանօ բարձրացման դեպքում լարման ինվերսիոն արժեքը մեծանում է:

Լուծված է թիթեղի կենտրոնում ազդող կենտրոնացված ուժի տակ գտնվող սիլիցիումի ոչ դիսլոկացիոն բյուրեղներում երկառանցք լարված վիճակում լարումների բաշխման խնդիրը: Ընդհանուր դեպքում բյուրեղի մակերեվոյթում իրականանում են երկառանցք լարված-դեֆորմացված տարբեր վիճակներ: Առաջարկված է պինդ մարմնում լարումների թենզորի կառավարման նոր եղանակներ: