

ЧЕРНОВИЦКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ КИРИЯ ФЕДЬКОВИЧА

На правах рукописи

ЯСХОВЕЦ ИВАН ИВАНОВИЧ

ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ОБЛУЧЕННЫХ  
КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И СТЕКЛЮБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

01.04.10 – физика полупроводников и диэлектриков

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Черновцы – 1993



00815931 (R)

Інститут фізики Академії Наук України

*В.В. К.*

Официальные оппоненты:

доктор фізико-математических наук, професор І.А. Аброян  
доктор фізико-математических наук, професор В.М. Кошкин  
доктор фізико-математических наук,  
ведущий научный сотрудник В.А. Шендеровский

Ведущая организация – Інститут напівпровідників АН України

Защита состоится " 26 " марта 1993 г.  
в 15 часов на заседании специализированного ученого совета  
Д 068.І6.01 по защите диссертаций на соискание ученой степени  
доктора фізико-математических наук в Черновицком государственном  
университете имени Юрия Федьковича ( 274012, Черновцы,  
ул. Коцюбинского, 2, Большая физическая аудитория).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке  
Черновицкого университета (274012, Черновцы, ул. Л.Украинки, 23).

Автореферат разослан " 16 " 02 1993 г.

Ученый секретарь  
специализированного ученого совета *[Signature]* Н.В. Курганецкий

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность.** Изучение эффектов ионизирующего излучения в полупроводниках представляет интерес с точки зрения фундаментальных научных исследований, технологических применений и использования в радиоэлектронной аппаратуре, работающей в условиях воздействия того или иного вида радиации. Действительно, основой твердотельной электроники является использование систем сконструированных на основе кристаллических и аморфных полупроводников, позволяющих управлять электронными потоками в них, или оптическими свойствами, различными внешними воздействиями. Отклик системы на воздействие определяется энергетическим и пространственным распределением электрически и оптически активных дефектов в полупроводниковых компонентах системы.

Используемые традиционные методы управления параметрами твердотельных систем, основанные на высокотемпературных процессах легирования и выращивания полупроводниковых материалов ограничивают возможности современной электроники. Эта проблема в настоящее время, в значительной степени, решается путем управления свойствами материалов и приборов на их основе действием радиации. Для успешного использования эффектов радиации в практических целях, а также выяснения роли ионизирующего излучения как деструктивного фактора, необходимо глубокое понимание процессов дефектообразования, природы и свойств дефектов и их влияния на электронные свойства полупроводников. В этой связи актуальными являются исследования процессов дефектообразования в аморфных и стеклообразных полупроводниках, где имеются проблемы с выяснением микроскопической природы как центров дефектообразования, так и самих дефектов, а также исследования, в которых был бы развит подход, позволяющий прогнозировать кинетику накопления дефектов и определять основные параметры нарушений, образующихся в кристаллических полупроводниках при облучении как легкими ( $\gamma$ -кванты, электроны), так и тяжелыми частицами (нейтроны и др.).

В кристаллических полупроводниках, характеризующихся наличием дальнего порядка и высокой степенью совершенства вакансии и межузельные атомы, взаимодействуя с дефектами технологического происхождения и между собой, образуют различного рода комплексы, определяющие параметры материалов и приборов на их основе. Поэтому изменение свойств таких материалов определяется, главным

образом, эффективностью реакций между точечными радиационными и технологическими дефектами.

Основным отличием системы точечных радиационных дефектов от ситуации рассматриваемой в стандартной теории реакций в твердой фазе [1], является то, что подвижными реагентами являются вакансии  $V$  и межузельные атомы  $I$ , которые, образуясь при облучении могут захватываться примесными атомами и рекомбинировать друг с другом. При этом, коль скоро дефекты образуются в основном из большого числа первично выбитых атомов с относительно малой избыточной энергией и малой вероятностью образования разделенной пары Френкеля [2], необходимым является учет пространственной корреляции компонентов пар Френкеля, образующихся в одном и том же акте дефектообразования.

Химические примеси, в силу ряда технологических причин, распределены по объему образца не строго равномерно, и действие радиации приводит, как правило, за счет указанных выше реакций, к усилению таких технологических неоднородностей. К неоднородному распределению дефектных центров (областей нарушений) приводит также облучение кристаллических полупроводников тяжелыми частицами. Это замечание показывает необходимость изучения, наряду с нахождением вероятностей реакций между точечными дефектами, электронных свойств неоднородных полупроводников.

Описание влияния областей нарушения (ОН) на кинетические эффекты путем введения соответствующего интеграла столкновений неправомерно, так как пространственный масштаб  $L$  электрических полей, связанных с ОН, превышает длину свободного пробега  $\lambda$  носителей тока. Более предпочтительным представлялось описание явлений переноса в этом случае на основе метода эффективной среды [3]. Однако и на этом пути не удавалось описать функциональные зависимости основных параметров облученных кристаллических полупроводников. Неудачи в описании электронных свойств облученных нейтронами полупроводников, обуславливалось также использованием недостаточно корректной модели областей нарушений, предложенной Госсиком [4].

В силу отсутствия дальнего порядка в стеклообразных системах и поскольку верхняя валентная зона в халькогенных стеклообразных полупроводниках (ХСП) представляет собой полосу несвязывающих состояний, изменение физических свойств таких систем при действии шелевого света и при облучении рентгеновскими и  $\gamma$ -кванта-

ми, а также электронами с энергией вплоть до 2 МэВ во многом качественно подобны. Природа обнаруженных в стеклообразных полупроводниках эффектов ионизирующего излучения, сопровождающихся изменением показателя преломления, появлением центров индуцированного внутрицеллевого поглощения и т.д., не может быть чисто электронной, а должна содержать и атомнодинамические процессы. Об этом, в частности, свидетельствуют изменения объема, картины рентгеновской дифракции и др.

Успехи физики дефектов в кристаллических полупроводниках обусловлены тем, что удается отдельно изучать свойства идеального кристалла и свойства дефектов. В подходе к стеклообразным полупроводникам также господствовала идея о выделении в них идеальной структуры (идеальное стекло) и имеющих на этом фоне различных локализованных дефектов (напр. дефекты координации). И эксперименты по исследованию влияния ионизирующего излучения на ХСП интерпретировались в рамках таких представлений. Для интерпретации обнаруженных индуцированных излучением эффектов были предложены феноменологические модели, в которых эти эффекты связывались с атомными "узлами" структуры стекла. При этом делались определенные предположения о характере адиабатических атомных потенциалов, отвечающих основному и метастабильному состояниям таких "узлов". В рамках таких представлений были получены полезные соотношения [5], способствовавшие пониманию ряда обнаруженных черт явления. Вместе с тем такие модели недостаточны для вычисления микроскопических характеристик стимулированных излучением процессов. Кроме того, в существовавших подходах к проблеме структурных превращений в халькогенидных стеклообразных полупроводниках имелись проблемы: 1/любая ли атомная конфигурация непрерывной случайной сетки ХСП может испытывать структурные превращения?, 2/какова природа центров структурных превращений в ХСП?, 3/существовавшие подходы не смогли объяснить экспериментально наблюдаемую корреляцию между структурными превращениями и аномальными низкотемпературными и электронными явлениями в ХСП.

Как и в кристаллических, в стеклообразных полупроводниках существуют атомы (или группы атомов), которые находятся в выделенных энергетических состояниях в мягких атомных конфигурациях [6]. Идея о существовании мягких конфигураций в ХСП оказалась плодотворной и позволила с единых позиций объяснить аномальные тепловые и ряд электронных свойств стеклообразных полупроводников. В

настоящей работе также существенная роль в свойствах ХСП отводится именно таким конфигурациям и задачей являлось в рамках общей модели мягких конфигураций описать спектральную структуру состояний в щели по подвижности и показать, что центрами индуцированного излучением дефектообразования в ХСП являются электронные синглетные пары автолокализованные на указанных конфигурациях. Примечательно то, что дефекты, образующиеся при действии радиации в кристаллических полупроводниках, во многих свойствах сходны с этими структурными единицами, определяющими особенности электронных и тепловых явлений в ХСП. Поэтому изучение дефектообразования в последних способствует пониманию не только природы корреляций между электронными и тепловыми свойствами ХСП, но и прогрессу в понимании природы радиационных нарушений в кристаллических полупроводниках.

Таким образом, развитие теории дефектообразования и исследование электронных свойств полупроводников, стимулированных ионизирующим излучением, представляется актуальной и необходимой задачей физики кристаллических и стеклообразных полупроводников.

Целью работы являлось:

1. Выяснение основных закономерностей процессов, стимулированных облучением в кристаллических полупроводниках как совокупности квазихимических реакций в твердой фазе с участием радиационных дефектов.
2. Исследование электрических, гальвано- и термомагнитных эффектов в полупроводниках с крупномасштабными нарушениями (неоднородностями).
3. Изучение электронных состояний дефектов в деформируемой решетке и исследование, тесно связанной с этим, проблемы состояний в щели по подвижности стеклообразных полупроводников.
4. Построение основ теории фотоиндуцированного дефектообразования в халькогенидных стеклообразных полупроводниках.

Научная новизна работы. С помощью кинетического уравнения типа Больцмана получены уравнения, описывающие кинетику реакций между точечными дефектами с участием их диффузии. Особенностью таких реакций является то обстоятельство, что подвижными реагентами в них являются вакансии  $V$  и межузельные атомы  $I$ . Наличие указанных выше конкурирующих процессов, определяет недостаточность известных методов описания реакций в твердой фазе и необходимость введения новых характеристических параметров и функций для

описания радиационно-стимулированных реакций в твердой фазе с участием вакансий и межузельных атомов.

Наряду с обычными реакциями захвата вакансий и межузельных атомов примесными атомами и рекомбинации их друг с другом рассмотрен также случай их непрямой аннигиляции путем последовательного захвата  $V$  и  $I$  примесными атомами.

Теория явлений переноса в рамках диффузионного приближения обобщена на случай полупроводников с образующимися в них при нейтронном облучении областями нарушений, характерный пространственный масштаб электрических полей которых превышает длину свободного пробега носителей тока. Разработанная теория электронных свойств количественно описывает изменение, обусловленное облучением, как кинетических коэффициентов так и концентрации носителей тока.

Большинство из полученных результатов, относящихся к анализу вклада неоднородностей в кинетические коэффициенты, носит общий характер и не зависит от конкретного вида неоднородностей.

Проведен анализ электронных свойств полупроводников, обусловленных наличием дефектов с сильным электрон-колебательным взаимодействием. Такие дефекты являются одним из наиболее распространенных видов дефектов. Анализ статистики носителей тока в  $p$ - $Si$  с вакансиями, являющимися центрами с отрицательной корреляционной энергией и соответствующих экспериментальных данных позволил установить основные параметры вакансии.

На основе предложенной модели дефектов вакансионного типа проанализированы основные особенности адиабатических потенциалов искаженных ковалентных связей, имеющих в нарушенных областях и качественно объяснен ряд электронных и тепловых свойств облученных нейтронами полупроводников с ковалентной связью ( $Ge$  и  $Si$ ).

Теоретически определены спектральная структура состояний и положение уровня Ферми в щели по подвижности халькогенидных стеклообразных полупроводников, соответствующие основным экспериментальным закономерностям.

Найдены и исследованы возбужденные состояния центров с отрицательной корреляционной энергией в ХСП, что позволило определить вероятности индуцированного излучением дефектообразования в халькогенидных стеклообразных полупроводниках.

#### Основные положения выносимые на заштиту:

I. Эффективность образования вторичных радиационных дефектов в кристаллических полупроводниках в результате конкуренции между

захватом примесными атомами компонентов пар Фрекнеля и их рекомбинацией зависит от параметров, характеризующих систему твердое тело-излучение (интенсивность излучения, энергия бомбардирующих частиц, концентрация примесных атомов) и не является фундаментальным параметром данного вещества и данного сорта реагирующих частиц, как это следует из стандартной теории реакций в твердой фазе.

Классификация реакций между точечными дефектами по лимитирующему их каналу в целом.

2. Теория количественно описывающая электронные свойства полупроводников, облученных нейтронами.

3. Степень воздействия неоднородностей на гальвано- и термомангнитные явления переноса существенным образом зависит от величины магнитного поля, взаимного расположения векторов плотности тока и напряженности магнитного поля относительно анизотропных неоднородностей.

Фактор Холла, наряду с зависимостью от механизма рассеяния носителей тока определяется также и степенью неоднородности, причем влияние последних зависит от размерности неоднородностей.

Введение изотропных неоднородностей может приводить к изменению знака эффекта Нернста-Эттингсгаузена при неизменном механизме рассеяния носителей тока и ненулевому эффекту Нернста-Эттингсгаузена при больших магнитных полях.

4. Спектральные и термодинамические свойства электронных состояний в щели по подвижности халькогенидных стеклообразных полупроводников определяются синглетными электронными и дырочными парами, автолокализованными на мягких локальных атомных конфигурациях

5. Центрами индуцированного излучением дефектообразования в халькогенидных стеклообразных полупроводниках являются автолокализованные на мягких атомных конфигурациях синглетные электронные (дырочные) пары.

Практическая ценность и значимость работы. Выполненный в работе цикл исследований расширяет знания об особенностях процессов дефектообразования как в кристаллических так и аморфных полупроводниках.

Большая часть полученных результатов по функциональным зависимостям характеристик электронных свойств полупроводников, индуцированных излучением, подтверждена экспериментальными данными.

Показана принципиальная важность центров с эффективной отри-

цательной корреляционной энергией в определении структуры щели и их роль в наблюдаемых экспериментально структурных превращениях, вызванных излучением.

Построена последовательная теория, объясняющая электронные свойства кристаллических полупроводников с ковалентной связью, облученных нейтронами. Найденные теоретические формулы удовлетворительно, на количественном уровне, описывают зависимости скорости удаления и подвижности носителей тока от дозы облучения и концентрации легирующей примеси. Полученные зависимости позволяют определять основные параметры областей нарушения, образующихся при облучении тяжелыми частицами.

Развитый в работе подход к теории реакций между точечными дефектами позволяет оценивать кинетику накопления радиационных дефектов, определяющих электронные свойства облученных полупроводников и по известным дозовым зависимостям находить эффективные сечения захвата их друг другом. Определенные таким образом константы реакций могут быть полезными при использовании ионизирующего излучения в качестве технологического приема управления свойствами материалов и приборов на их основе.

Обоснованность и достоверность результатов и выводов работы определяется, прежде всего, экспериментальным подтверждением предсказанных эффектов и зависимостей. Теоретические результаты также обоснованы использованием апробированных моделей и методов, а также корректностью используемых приближений и решений.

Апробация работы и публикации. Результаты диссертации представлялись и обсуждались на следующих конференциях, совещаниях и семинарах:

На международных конференциях: "Радиационная физика полупроводников и родственных материалов" (Тбилиси, 1979), "Некристаллические полупроводники - 89" (Ужгород, 1989), "Радиационное материаловедение - 90" (Харьков, 1990).

На международном семинаре "Стеклообразное состояние: молекулярно-кинетический аспект" (Владивосток, 1990).

На Всесоюзных конференциях и семинарах: по радиационной физике (Минск, 1968; Киев, 1971; Севастополь, 1976) по физике ионных кристаллов (Сигулда, 1971), по теории полупроводников (Ужгород, 1983), по физике стеклообразного состояния (Ленинград, 1985), по материаловедению халькогенидных и кислородосодержащих материалов (Черновцы, 1986), по радиационной физике и химии неорганических

материалов (Рига-Лиелупе, 1989), по механизмам двухэлектронной динамики в неорганических материалах (Черноголовка, 1989), по структурным превращениям и релаксационным явлениям в некристаллических твердых телах (Львов-Дрогобич, 1990), по физике полупроводников (Киев, 1990), по физике стеклообразных твердых тел (Рига-Лиелупе, 1991), на Национальной конференции по физике кристаллов с дефектами (Санкт-Петербург, 1992).

На республиканских и всесоюзных семинарах: по влиянию радиации на диффузионные процессы (Кривой Рог, 1971), по радиационной физике полупроводников (Киев, 1970 - 1992 ; Новосибирск, 1975 - 1984, 1987), по теоретическим проблемам диффузионной кинетики (Москва, 1973), а также на теоретических семинарах ИФ АНУ, ИП АНУ, ФИ АН им. Лебедева и др.

Основные результаты диссертации отражены в 32 публикациях, список которых приведен в конце автореферата.

Объем и структура работы. Диссертация изложена на 281 странице машинописного текста, иллюстрируется 28 рисунками и 5 таблицами. Работа состоит из Введения, шести глав, основных выводов и приложения. Список литературы содержит 250 наименований литературных источников.

#### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, обоснована актуальность темы, определены основные задачи и цели исследования, сформулированы основные положения, выносимые на защиту, кратко описана структура работы.

#### Глава I. Проблемы теории и механизмов образования дефектов в полупроводниках при действии радиации

Первая глава посвящена обсуждению основных механизмов дефектообразования в кристаллических и стеклообразных полупроводниках, а также постановке задач, решаемых в работе.

Представленные литературные данные о зависимости вероятности образования разделенной пары Френкеля и дифференциального сечения упругого рассеяния от энергии переданной атому сторонней частицей свидетельствуют, что дефекты образуются в основном из большого числа первично выбитых атомов с относительно малой избыточной энергией и малой вероятностью образования разделенной пары Френкеля.

Это обстоятельство является обес ованием необходимости учета пространственной корреляции вакансий и межузельных атомов, образующихся в процессе облучения в одном и том же акте дефектообразования.

При облучении тяжелыми частицами (нейтроны и т.д.) в кристаллических полупроводниках образуются области нарушения (ОН). Такие области нарушения отражаются на физических свойствах облучаемых материалов существенно по иному, чем равномерно распределенные по объему образца точечные дефекты, общее число которых равно числу дефектов, находящихся в ОН. Анализ, проведенный в настоящей главе показывает, что теоретическая модель ОН, предложенная Госсиком [4] не является адекватной ситуации, реализующейся экспериментально в кремнии и, по-видимому, в германии. Фактически Госсиком не учитывалась конечность областей нарушения при описании потенциального барьера  $\Phi_0$ , формируемого отрицательным зарядом, накопленным на них. Представленная нами модель ОН позволяет получить реальный вид электростатического потенциала ОН  $-\Phi(r)$ , что необходимо для количественного описания изменения как кинетических коэффициентов так и концентрации носителей тока в облученных нейтронами полупроводниках. Необходимые для дальнейшего величины  $\Phi_0$  и  $r_2$  ( $r_2$  определяется условием  $\Phi(r_2)=kT$ ) находятся из уравнений

$$\Phi_0 = \frac{3}{2} kT \frac{r_2}{r_1} \left[ 1 + \chi + \frac{1}{3} \chi^2 \right] = 3a kT (r_1 / \ell_D)^2, \quad \chi = r_2 / \ell_D, \quad (1)$$

здесь  $a = (1/e) [N_a e^{-\Phi_0/kT} / (q_n + e^{-\Phi_0/kT}) + e^{-\Phi_0/kT} - 1 - \omega e^{\Phi_0/kT}]$ ,  $N_a = N_a / n_0$ ,

$$\psi_n = q_n \exp(-\epsilon_a / kT), \quad \omega = (q_n q_p / n_0^2) \exp(-\epsilon_g / kT),$$

$N_a$  и  $\epsilon_a$  концентрация и энергетический уровень акцепторов внутри ОН соответственно,  $n_0$  - концентрация носителей тока вдали от ОН.

$q_n$  и  $q_p$  - плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне, а  $r_1$  - геометрический размер ОН. Как показывает анализ, в случае кремния  $\Phi_0$  определяется уравнением

$$\Phi_0 \exp(\Phi_0 / kT) = \frac{1}{2} kT (r_1 / \ell_D)^2 N_a / n_0, \quad (2)$$

существенно отличающимся от приведенного в работе Госсика.

Показано, что необходимым является учет вклада подвижных носителей тока в объемный заряд ОН. Именно этот вклад ответственен за почти дебаевский хвост потенциала, который в конечном итоге, как показано в последующих главах, и обуславливает обычно наблюдаемую

экспериментально температурную зависимость подвижности носителей тока в полупроводниках с уровнем легирования  $n_c \lesssim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Приведено критическое обсуждение проблемы структурных превращений, индуцированных облучением в халькогенидных стеклообразных полупроводниках. Природа этих эффектов, качественно подобных при облучении как мягкими рентгеновскими,  $\gamma$ -лучами и электронами с энергией  $\lesssim 2 \text{ МэВ}$ , так и щелевым светом, не является чисто электронной, а должна содержать также существенные атомно-динамические процессы.

Обосновывается необходимость построения теоретической модели таких превращений в рамках электронных состояний в щели по подвижности, базирующейся на модели мягких локальных атомных конфигураций с аномально малой упругой постоянной  $k \ll k^{(0)} = M\omega_D^2/2$  ( $M$  - масса "атома",  $\omega_D$  - характерная для непрерывной случайной сетки стеклообразной системы частота колебаний). С точки зрения этой модели стекла являются аморфной системой со значительной ангармоничностью и высокой концентрацией "атомов" (отдельных или небольшой группы)  $C_a \approx 0,1$ , находящимися в некоторых ангармонических локальных потенциалах, называемых критическими. Типичные, наиболее вероятные, ангармонические атомные потенциалы существенно одномодовые потенциалы

$$V(x) = A(\gamma x^2 + t x^3 + x^4). \quad (3)$$

При реальных смещениях "атомов"  $|x| \lesssim 1$ , причем  $|\gamma| \ll 1$ ,  $t^2 \ll 1$ , так что  $|V(x)| \ll A$  даже при  $|x| \lesssim 1$ . Здесь  $\gamma (\geq 0)$  и  $t (\geq 0)$  - случайные параметры ближнего порядка и асимметрии окружения с соответствующей плотностью распределения  $F(\gamma, t)$ , а  $A = \frac{1}{2} k^{(0)} a_0^2 \approx 10 - 30 \text{ эВ}$  с  $a_0 \approx 1 \text{ \AA}$ . Именно с такими мягкими конфигурациями, обнаруживающими, малые упругие константы ( $k = \gamma k^{(0)} \ll k^{(0)}$ ); связано появление в стеклах аномальных возбуждений атомного движения с низкой энергией. С другой стороны, локализованные электронные состояния в халькогенидных стеклообразных полупроводниках в основном оказываются состояниями электронов и дырок, автолокализованными на мягких атомных конфигурациях. При этом стабильны лишь автолокализованные состояния синглетных электронных и дырочных пар. Концентрация таких автолокализованных пар в стеклах очень велика и они дают существенный вклад в соответствующие свойства стеклообразных полупроводников.

## Глава 2. Теория реакций между точечными дефектами с участием вакансий и межузельных атомов

При описании эволюции неравновесной системы дефектов, образующихся при облучении, фундаментальными параметрами являются вероятности реакций между частицами  $I, V, F_i$  и  $F_V$  ( $F_i$  и  $F_V$  - примесные атомы, захватывающие  $I$  и  $V$ , соответственно), входящими в систему. Под вероятностью реакции понимается величина  $x_{ij}$ , входящая в уравнение изменения со временем  $t$  средней по объему кристалла  $\langle C_i \rangle$  концентрации частиц  $i$ -го сорта:

$$\frac{d\langle C_i \rangle}{dt} = \lambda_i + \sum_j (\pm) x_{ij} \langle C_i \rangle \langle C_j \rangle, \quad (4)$$

где  $\lambda_i$  - скорость введения частиц сорта  $i$  при облучении, определяемая параметрами радиации. В стандартной теории реакций в твердой фазе считается, что  $x_{ij}$  - фундаментальный параметр исследуемого вещества и реагирующих частиц, величина которого определяется силами взаимодействия между ними. Однако в случае системы радиационных дефектов существует корреляция в распределении друг относительно друга вакансий и межузельных атомов, образующихся из одного и того же узла. Такие  $V$  и  $I$  оказываются распределенными друг относительно друга по определенному закону, определяемому, в частности энергией, переданной атому бомбардирующей частицей. В то же время  $V$  и  $I$ , рожденные в разных узлах решетки, распределены друг относительно друга равновероятно. С учетом этого обстоятельства получено кинетическое уравнение типа Больцмана, на основе которого в диффузионном приближении найдено уравнение, описывающее эволюцию относительного распределения  $I$  и  $V$ :

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = D \nabla [\nabla^2 \varrho + \frac{\nabla U}{kT} \varrho] + \lambda \left( \frac{1}{\langle N_I \rangle} + \frac{1}{\langle N_V \rangle} \right) (1 - \varrho), \quad (5)$$

а также критерии его существования. В (5)  $\varphi(r)$  - функция зарождения дефектов, описывающая указанную корреляцию между генетическими  $V$  и  $I$ ,  $U(r)$  - потенциал взаимодействия между  $I$  и  $V$ ,  $\varrho = N_i(r,t)/\langle N_i \rangle$ ,  $N_i(r,t)$  - концентрация  $I$  как функция времени и расстояния от вакансии, усредненная по всем вакансиям,  $\langle N_i \rangle \langle N_v \rangle$  - средняя по объему концентрация  $I$  ( $V$ ). Тогда вероятность реакции рекомбинации  $I$  и  $V$   $x_{iV} = 4\pi D r_0^2 [\nabla^2 \varrho + (\nabla U/kT) \varrho]_{r_0}$ , где  $r_0$  - радиус захвата  $I$  вакансией.

Приближенный итерационный метод решения уравнения (5) приво-

дит к следующему значению величины  $\chi_{iV}$  при произвольных  $\psi(r)$  и  $U(r)$ :

$$\chi_{iV} = 4\pi DR, \quad R^{-1} = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \exp\left(\frac{U(r)}{kT}\right) \left( \int_r^{\infty} r'^2 \psi(r') dr' \right) dr / r^2. \quad (6)$$

Следовательно эффективный радиус захвата друг другом I и V зависит от параметров дефектообразующего фактора. В частном случае равновероятного распределения генетических I и V (6) переходит в известное выражение  $R^{-1} = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \exp(U(r)/kT) dr / r^2$ .

Развитый метод позволяет вычислить эффективную скорость  $\lambda^* = \lambda - \chi_{iV} \langle N_i \rangle \langle N_V \rangle$  введя ия вторичных дефектов типа  $(F_V V)$ ,  $(F_I I)$  и т.д. Полученные при этом решения допускают следующую классификацию. Первый тип реакций соответствует полному разделению френкелевских пар и пренебрежимо малой, по сравнению с реакциями образования вторичных дефектов аннигиляции I и V. При этом выражения для скорости аннигиляции  $I+V \rightarrow 0$  содержат два слагаемые, соответствующие реакциям первого и второго порядков. Второй тип реакций соответствует реакциям, контролируемым аннигиляцией разделенных пар Френкеля, так что  $\lambda^* \ll \lambda$ . Характерной чертой реакций третьего типа является то, что образование вторичных дефектов лимитируется аннигиляцией генетических I и V. (Подобные реакции в литературе не рассматривались). Такая ситуация определяется, в частности, слабым разделением генетически связанных I и V новорожденной пары Френкеля. В случае реакций этого типа  $\lambda^*$  и  $W = \chi_{iV} \langle N_i \rangle \langle N_V \rangle$  содержат характерные зависимости от концентрации примесных атомов  $N_F$ , позволяющие обнаружить их экспериментально. Приведенная классификация реакций не зависит от наличия или отсутствия дальнедействующих сил взаимодействия между I и V, роль которых сводится к соответствующему вкладу в эффективный радиус захвата.

Изложенный метод позволил рассмотреть также случай, когда вакансии V и межузельные атомы I могут аннигилировать на каком-либо примесном центре. Помимо полученных общих выражений для эффективности непрямой аннигиляции в диссертации представлено также рассмотрение конкретных примеров. Так оценена эффективность непрямой аннигиляции I и V в кремнии на атомах кислорода и атомах германия, определяющей темп дефектообразования в кислородосодержащем кремнии и, в особенности, в твердом растворе  $Si_{1-x}Ge_x$ .

### Глава 3. Кинетические эффекты в полупроводниках с дефектами

Приведенные оценки показывают, что длина свободного пробега

$\lambda$  носителей тока в полупроводниках  $Si, Ge$  и др. в области комнатных температур при концентрациях носителей, обычно используемых в экспериментальных исследованиях, меньше характерных пространственных масштабов  $L$  полей, связанных с нарушениями, образующимися при облучении. При выполнении соотношения  $L \gg \lambda$  движение носителей тока в поле дефектов носит не консервативный характер, а диффузионный и в такой ситуации влияние полей дефектов следует учитывать путем введения их в уравнение Больцмана наряду с внешними приложенными полями.

При наличии случайным образом размещенных дефектов, удовлетворяющих условию  $L \gg \lambda$ , характеристики образца заданы статистически: можно говорить лишь о вероятности  $P(U(\vec{r}))$  того, что потенциал в точке  $\vec{r}$  равен  $U(\vec{r})$ . Это означает, что необходимо найти сначала, например, плотность тока  $\vec{J}(\vec{r})$  в кристалле с фиксированным распределением поля, а затем вычислить функциональный интеграл

$$\langle \vec{J}(\vec{r}) \rangle = \int \vec{J}(\vec{r}, U(\vec{r})) P(U(\vec{r})) dU, \quad (7)$$

представляющий собой усредненную плотность тока по ансамблю всех возможных реализаций размещений дефектов. Применение статистического усреднения (7) дает возможность исходя из дифференциального уравнения для случайной функции, минуя его аналитическое решение, получить уравнение непосредственно для статистических характеристик среды. Этот метод использован для рассмотрения ряда гальвано- и термомагнитных эффектов в кристаллических полупроводниках с дефектами. В частности, в случае однородного в среднем полупроводника, в приближении парных корреляций, вся информация о дефектах содержится в двухточечной корреляционной функции

$$\langle \chi(\vec{r}-\vec{r}') \rangle = \langle \chi(\vec{r}) \chi(\vec{r}') \rangle = \varepsilon_2 F(|\vec{r}-\vec{r}'|), \quad \varepsilon_2 = \langle \chi^2(\vec{r}) \rangle, \quad \chi(\vec{r}) = \frac{\langle n \rangle - n(\vec{r})}{\langle n \rangle}$$

В случае слабых магнитных полей при наличии трехмерных неоднородностей омическая и холловская подвижности равны:

$$\mu_C = \mu_C^{(e)} (1 - \frac{2}{3} \varepsilon_2) / (1 - \frac{1}{3} \varepsilon_2), \quad \mu_H = \mu_H^{(e)} (1 - \varepsilon_2) / (1 - \frac{2}{3} \varepsilon_2), \quad (8)$$

где  $\mu_C^{(e)}$  и  $\mu_H^{(e)}$  - подвижности в соответствующем однородном полупроводнике. В пределах  $\varepsilon_2 \rightarrow 0$  зависимости  $\mu_C(\varepsilon_2)$  и  $\mu_H(\varepsilon_2)$  совпадают и переходят в известный результат Херринга  $\mu_C/\mu_C^{(e)} = \mu_H/\mu_H^{(e)} = 1 - \frac{1}{3} \varepsilon_2$ . Если нарушения структуры имеют двумерный характер, причем корреляции флуктуаций убывают вдоль осей  $X$  и  $Y$  (направление среднего тока

$\langle \bar{J} \rangle$  вдоль оси  $X$ ) то

$$\mu_c = \mu_c^{(0)} (1 - \varepsilon_2) / (1 - \frac{1}{2} \varepsilon_2), \quad \mu_n = \mu_n^{(0)} (1 - \frac{3}{2} \varepsilon_2) / (1 - \varepsilon_2) \quad (9)$$

В случае одномерных несовершенств, типа слоев, считая, что корреляция флуктуаций убывает лишь в направлении тока  $\frac{\mu_c}{\mu_c^{(0)}} = \frac{\mu_n}{\mu_n^{(0)}} = \frac{1 - 2\varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2}$ , т.е. омическая и холловская подвижности одинаковым образом зависят от степени неоднородности. Этот вывод находится в согласии с точным результатом.

Приведенные выражения применимы в случае слабых неоднородностей, однако область их применения шире по сравнению с другими, что иллюстрируется на примере точно решаемой задачи в случае одномерных неоднородностей типа слоев.

В случае сильных магнитных полей в рассматриваемом приближении парных корреляций постоянная Холла определяется средней по объему концентрацией носителей тока и фактор Холла равен, как и в случае однородных образцов, единице.

Показано, что при наличии неоднородностей как продольное так и поперечное магнитосопротивление в полупроводниках с тензорной массой возрастает в разных кристаллографических направлениях неодинаково, причем угловая зависимость, характерная для однородных полупроводников сглаживается.

При анализе влияния неоднородностей на термомагнитные эффекты отмечается необходимость учета переноса тепла фононной подсистемой, что приводит к сглаживанию флуктуаций в градиенте температур вызванных флуктуациями концентрации носителей тока. Это приводит к тому, что результирующая эффективная теплопроводность не является вообще говоря, суммой фононной и электронной (эффективной) теплопроводностей.

Показано также, что число Лоренца оказывается зависящим не только от механизма рассеяния носителей тока, но и от степени неоднородности кристалла.

В случае изотермического эффекта Нернста-Эттингсгаузена (Н.-Э) выражение для ЭДС Н.-Э при малых магнитных полях определяется выражением

$$\langle E \rangle = \frac{K}{e} \left( \frac{M_0 H}{C} \right) \int_0^1 (r) \left[ \left( \frac{1}{2} - r \right) - \frac{1}{3} \varepsilon_2 \right] \langle \nabla T \rangle. \quad (10)$$

Так что характер влияния неоднородностей на величину ЭДС Н.-Э в значительной мере определяется механизмом рассеяния носителей то-

ка. Причина этого состоит в том, что в основе эффекта Н.-Э лежит разделение носителей тока на более "горячие" и более "холодные", движущиеся под действием градиента температуры в противоположных направлениях. Неоднородности оказывают более сильное влияние на движение более "холодных" носителей. Из (10) следует, что в случае механизма рассеяния, соответствующего  $\frac{1}{2} - r > 0$ , принципиально возможно изменение знака ЭДС с увеличением степени неоднородности при неизменном механизме рассеяния носителей тока, чему соответствуют значения  $r$  близкие к  $1/2$ , например, при смешанном механизме рассеяния на акустических и оптических колебаниях (низкие температуры). В других случаях неоднородности приводят к количественным изменениям в ЭДС Н.-Э. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными.

В случае сильных магнитных полей, в отличие от однородных полупроводников, ЭДС Н.-Э стремится с ростом магнитного поля к конечному, не равному нулю, значению, определяемому степенью неоднородности:

$$\langle E \rangle = \frac{\kappa}{e} \left\{ \left( \frac{M_0 H}{C} \right)^{-1/4} \frac{\Gamma(3-r)\Gamma(2+r)}{\Gamma(5/2)} \left( \frac{1}{2} - r \right) - \frac{\pi}{4} \varepsilon_2 \frac{\Gamma(5/2)}{\sqrt{\Gamma(2+r)\Gamma(3-r)}} \right\} \langle \nabla T \rangle \quad (11)$$

#### Глава 4. Электронные свойства полупроводников с некоторыми конкретными видами нарушений

Одним из наиболее часто встречающихся видов неоднородностей в полупроводниках является слоистое распределение легирующей примеси, обусловленное чисто технологическими факторами. Образующиеся при облучении первичные дефекты при взаимодействии с атомами легирующей примеси образуют комплексы типа Е-центров, энергетические уровни которых расположены, как правило, глубоко в запрещенной зоне полупроводника. Такие глубокоуровневые дефекты, будучи акцепторами, компенсируют проводимость, при этом неоднородности в распределении примеси начинают оказывать более существенное влияние на электронные свойства полупроводников.

В данной главе рассмотрено влияние слоистых неоднородностей на магнитопроводимость и постоянную Холла при произвольном расположении  $\langle \vec{J} \rangle$  и  $\vec{H}$  относительно слоев. Полученные результаты свидетельствуют о сильной анизотропии рассматриваемых величин в достаточно неоднородных полупроводниках ( $\chi = \langle n^{-1} \rangle \langle n \rangle^{-1} \ll 1$ ). В частности, при данном типе носителей тока, знак постоянной Холла  $R$  определя-

ется значениями углов между  $\langle \vec{j} \rangle$ ,  $\vec{H}$  и нормалью к плоскости слоев. Зависимость изменения магнитопроводимости  $\xi(H)$ , обусловленного неоднородностями, от угла поворота  $\beta$  в магнитном поле имеет вид  $1 - \text{const} \cdot \mu n^2 \beta$ , что соответствует экспериментально наблюдаемой. Следует отметить, что при больших магнитных полях в полупроводниках со слоистой неоднородностью, в зависимости от указанных углов возможно как насыщение так и ненасыщение  $\xi_{\perp}$  с ростом  $H$ . Причем, когда насыщение отсутствует, соответствующие полевые зависимости имеют квадратичный характер.

Одной из наиболее важных проблем радиационной физики полупроводников является влияние на их электронные свойства нарушений, образующихся при облучении нейтронами. Количественные исследования электронных свойств облученных нейтронами полупроводников стали возможными после представленных выше вычислений реального потенциала областей нарушений и теории кинетических явлений в неоднородных полупроводниках. Корректная интерпретация экспериментальных результатов в случае облучения полупроводников нейтронами возможна лишь при учете распределения этих областей по размерам, фиксируемого, например, путем электронномикроскопических исследований. Обычно в соответствующих экспериментах используются сравнительно малые дозы облучения, когда справедливы выражения:

$$\ln(1 + 3\Delta\mu) = f_D [\langle \chi^3 \rangle_f + \frac{3}{2} \langle \chi^2 \rangle_f], \quad (12)$$

$$\ln(1 - \Delta n)^{-1} = f_D [\langle \chi^3 \rangle_f + \frac{9}{4} \langle \chi^2 \rangle_f + 3 \langle \chi \rangle_f], \quad (13)$$

где  $\Delta\mu$  и  $\Delta n$  относительные изменения подвижности и концентрации носителей тока, соответственно,  $f_D = \frac{4n}{3} N_{\text{OH}} l_D$ , а  $N_{\text{OH}}$  - концентрация областей нарушения. Угловые скобки здесь обозначают усреднение по распределению ОН по их размерам. Как видно из выражений (12) и (13) основной вклад в относительное изменение подвижности и концентрации носителей тока, при актуальных значениях  $\langle \chi \rangle \ll 1$ , дают разные моменты случайной функции  $\chi$ . Это приводит к тому, что на скорость удаления и изменения подвижности носителей тока оказывают ОН принадлежащие к разным участкам спектра распределения их по размерам. Поэтому для согласованного описания разнотипных, подобных приведенным выше, экспериментальных данных, учет распределения ОН по размерам является принципиальным. Использование уравнений (1) (2), (12) и (13) дало возможность по экспериментальным данным оце-

нить скорость введения OH в  $Si$  при облучении реакторными нейтронами ( $\Sigma \approx 0,06 \text{ см}^{-1}$ ) и наиболее вероятный размер OH ( $r_m \approx 430 \text{ \AA}$ ). Представленная теория правильно описывает температурную и дозовую зависимости подвижности в облученных нейтронами полупроводниках  $Si$  и  $Ge$ , а также зависимость  $\Delta\mu$  и  $\Delta n$  от концентрации легирующей примеси.

Приводятся также данные, свидетельствующие о применимости изложенной теории для интерпретации экспериментальных данных в других, сложных полупроводниковых соединениях, с неоднородностями технологического происхождения.

Полученные результаты используются для объяснения эффекта "малых доз", наблюдаемого в  $p-Si$ , легированном атомами редкоземельных элементов, заключающегося в увеличении подвижности носителей тока в таких образцах после облучения  $\gamma$ -квантами. Этот эффект, согласно предлагаемой модели, связывается с накоплением отрицательно заряженных дефектов радиационного происхождения вблизи кластеров атомов, например  $Gd$ , вследствие чего электростатический потенциал на границе раздела  $Gd/Si$  изменяется таким образом, что с увеличением дозы, на начальных временах облучения, объем недоступный для движения носителей тока уменьшается. Модель подтверждается соответствующими вычислениями потенциала на сферической границе раздела  $Gd/Si$  и подвижности носителей тока, определяемой приведенными выше формулами.

## Глава 5. Электронные состояния дефектов в деформируемой решетке

Дефекты радиационного происхождения приводят, как правило, к возникновению глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника и существенным образом отличаются от дефектов кулоновского типа, которые приводят к появлению мелких уровней. Стабилизация радиационных дефектов сопровождается перестройкой и образованием новых, не типичных, для данного идеального кристалла, химических связей между атомами, входящими в состав дефекта и электрически активными фрагментами таких дефектов являются, зачастую, эти искаженные связи. Поэтому захват или эмиссия электронов на дефекты означает не что иное как образование (или исчезновение) химических связей, что сопровождается изменением конфигурации атомов, входящих в состав дефектной молекулы. Следовательно, энергия дефектов определяется как числом электронов, локализованных на дефекте, так и

конфигурацией  $\{R_i\}$  атомов. Таким образом, при описании электронных свойств дефектов в деформируемой решетке важным является нахождение адиабатических потенциалов  $E(n, \chi)$ , где  $\chi$  - обобщенная координата, характеризующая конфигурацию дефекта. В частности, в зависимости от природы дефектов адиабатический потенциал при одном и том же числе заполнения  $\tilde{i}$  может иметь несколько минимумов в точках  $\chi_x$  (мультистабильные дефекты). В этих случаях вероятность нахождения дефекта в  $\tilde{i}$ -м зарядовом состоянии определяется выражением

$$P(\tilde{i}) = \frac{\sum_x g_x^{(\tilde{i})} \exp\left[-\frac{E_x(\tilde{i}, \chi_x) - \tilde{i}\epsilon}{kT}\right]}{\sum_{x,i} g_x^{(\tilde{i})} \exp\left[-\frac{E_x(\tilde{i}, \chi_x) - \tilde{i}\epsilon}{kT}\right]}, \quad (14)$$

где  $E_x(\tilde{i}, \chi_x) = \min_{\chi} E(\tilde{i}, \chi)$ ,  $\epsilon$  - уровень Ферми, а  $g_x^{(\tilde{i})}$  учитывает статистический вес электронного состояния с заселенностью  $\tilde{i}$  и соответствующего колебательного состояния.

Рассмотрены электронные свойства бистабильных дефектов в  $Si_2$ , в частности дефекта  $C_iC_S$ , состоящего из атомов углерода, один из которых занимает положение замещения, а второй - положение замещения, либо расщепленного межузлия. Проанализированы статистические свойства, а также рекомбинационные, носителей тока в  $Si_2$  при наличии такого вида дефектов. Показано, что в случае дефекта  $C_iC_S$  каждый акт рекомбинации носителей тока включает также акт атомнодинамической перестройки дефекта.

Используя статистические свойства носителей тока и соответствующие экспериментальные данные определены энергетические уровни и другие параметры, характеризующие вакансию в p- $Si_2$ , являющуюся центром с отрицательной корреляционной энергией для электронов.

Изучение особенностей электронных состояний дефектов с отрицательной корреляционной энергией позволило определить распределение плотности состояний в щели по подвижности халькогенидных стеклообразных полупроводников. Согласно микроскопической теории состояний в щели по подвижности стеклообразных полупроводников, построенной на основании общей модели мягких конфигураций, автолокализация  $j$  ( $=1, 2$ ) носителей заряда существенно изменяет спектр электронной подсистемы, так как при этом термы затравочной плотности состояний  $g_{\alpha}(E)$  сильно понижаются в хвосте зоны проводимости ( $\alpha=1$ ) и повышаются в хвосте валентной ( $\alpha=2$ ) зоны

$$jE \rightarrow jE - (-)^{\alpha} \Phi_{\alpha}^{(j)} = \epsilon, \quad (15)$$

где  $\Phi_x^{(j)}$  - выигрыш энергии при автолокализации  $j$  электронов ( $x=1$ ) или дырок ( $x=2$ ). Так что реальная плотность состояний в щели является, вообще говоря, суперпозицией спектров одночастичных ( $j=1$ ) и парных ( $j=2$ ) состояний  $\tilde{g}_x(E) = \sum_j \tilde{g}_x^{(j)}(E)$ . При вычислении плотности состояний учитывается квантовомеханический эффект отталкивания понижающихся термов от термов альтернативной зоны и смещение затравочного терма при автолокализации отдельного носителя.

Автолокализация носителей заряда с участием ангармонических смещений атомов приводит к появлению сравнительно узких пиков плотности состояний в щели по подвижности, в то время как с участием гармонических смещений при автолокализации электронных пар затравочная, экспоненциально убывающая вглубь щели плотность состояний ( $\sim \exp[-(E_x - E)/\omega_x]^{1/2}$ ,  $\frac{1}{2} < \mu_x < 2$ ) преобразуется в плотность двухчастичных автолокализованных состояний, слабо зависящую от  $E$  ( $\sim E^{-2}$ ) в наиболее существенной области  $E$ .

Существенным в приведенном анализе является то, что стабилизация уровня Ферми и отсутствие парамагнетизма, а также прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в конечном итоге обусловлены наличием высокой концентрации синглетных электронных пар с большой абсолютной величиной  $|U| \sim 1$  эВ эффективной отрицательной корреляционной энергии  $U < 0$  в собственной структуре стеклообразного полупроводника. Плотность парамагнитных центров  $N_x^{\uparrow} \exp(-\frac{\varepsilon_g}{\omega_x})$  при типичных  $\varepsilon_g \gg \omega_x$ , что обычно и реализуется, существенно подавлена и может быть меньше значений, которые доступны для экспериментального наблюдения. Отметим, что в рамках использованной здесь теории отсутствуют трудности, характерные для других подходов, связанные с объяснением очень большой плотности состояний  $g(\xi)$ , энергии автолокализации и абсолютного значения эффективной корреляционной энергии, а также корреляции последней величины с шириной щели по подвижности.

Особенностью дефектов с сильным электрон-колебательным взаимодействием является то, что их зарядовые состояния в конфигурационном пространстве отделены друг от друга потенциальными барьерами. По этой причине энергетические характеристики дефектов этого класса, определяемые с помощью равновесных и неравновесных экспериментальных методик, вообще говоря, не одни и те же. С другой стороны, наличие таких барьеров делает вероятность переходов между различными зарядовыми состояниями чувствительными к распределению по энергии свободных носителей заряда. На конкретном примере

специального случая распределения свободных носителей заряда по энергиям, обусловленного греющими полями, в квазиклассическом кондоновском приближении вычислены вероятности перехода между различными зарядовыми состояниями таких дефектов и показано, что такие дефекты могут обуславливать появление отрицательной дифференциальной проводимости, либо полевое тушение фотопроводимости. Отмечается, что коль скоро коэффициенты диффузии точечных дефектов зависят от их зарядового состояния, то в условиях неравновесного распределения по энергиям электронной подсистемы характерные времена жизни дефектов в несвязанном состоянии могут отличаться от таковых в равновесных условиях. Это обстоятельство может давать вклад в наблюдаемую экспериментально зависимость состояния дефектной подсистемы от степени возбуждения электронной подсистемы.

Обсуждены свойства и предложена простая аналитическая модель дефектов вакансионного типа в  $p$ - $Si$ , включающий в себя собственно вакансию, А-центр, а также примесные атомы  $d$ -элементов в положении замещения. Электрически активным фрагментом таких дефектов является искаженная связь между двумя атомами  $Si$ , входящими в состав дефекта, которая в отсутствие орбитального, но с учетом спинового вырождения описывается с помощью двухузельного гамильтониана. Найдены адиабатические потенциалы такой системы при различных числах электронного заполнения  $n$ . Сравнение с соответствующими экспериментальными данными позволило определить некоторые параметры А-центра. Наиболее существенным является то, что адиабатические потенциалы таких систем могут быть, в зависимости от соотношения между параметрами одно-, двух- и трехатомными, соответственно, распределению электронной плотности. В частности, возможна ситуация при  $n=2$ , когда между атомами  $Si$ , входящими в состав дефекта вакансионного типа реализуется не ковалентная, а чисто ионная связь. Этой ситуации может соответствовать появление часто наблюдаемой в нарушенных полупроводниках (облученного нейтронами,  $\alpha$ - $Si$ ) полосы однофононного поглощения  $\sim 488 \text{ см}^{-1}$  в области решеточного поглощения.

Наличие метастабильных состояний у таких дефектов и перехода между ними, в принципе, позволяет понять как темновую так и вызванную светом перестройку дефектов внутри областей нарушения, образующихся при нейтронном облучении, а также температурную зависимость в таких полупроводниках в области температур  $\lesssim 50 \text{ К}$ .  
(теплопроводности)

Глава 6. Теория фотоиндуцированного дефектообразования в стеклообразных полупроводниках

Электронные локализованные состояния в щели по подвижности стеклообразных полупроводников, определяющие в существенной мере их электронные свойства, сводятся, главным образом, к основному и некоторым возбужденным состояниям автолокализованных синглетных электронных и дырочных пар. Такие автолокализованные состояния образуются благодаря взаимодействию локализованного носителя заряда с окружающими атомами случайной "мягкой конфигурации", для которой практически по одной степени свободы (моде) атомного движения характерна аномально малая квазиупругая константа  $\kappa \ll \kappa^{(e)}$ . Учет других более жестких мод, по которым движение более быстрое, носит усредняющий характер и приводит к некоторой перенормировке параметров конфигурации.

В этой главе представлено приближенное описание характерных возбужденных состояний автолокализованной синглетной электронной пары. Такое описание осуществляется посредством рассмотрения в континуальном приближении функционала энергии системы, состоящей из затравочной электронной пары и атома (атомов) мягкой конфигурации взаимодействующих между собой, а также со средой, окружающей мягкую конфигурацию, которая деформируется электронами:

$$\begin{aligned}
 E(\chi, \psi, \xi) = & \int \psi^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[ \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\vec{r}_1}^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\vec{r}_2}^2 + \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \right] \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 - \\
 & - 2 \gamma_d^{(e)} \chi \int d\vec{r} \int d\vec{r}_1 \Phi_d^{(e)}(\vec{r} - \vec{r}_1) \psi^2(\vec{r}, \vec{r}_1) - \gamma_d^{(s)} \int d\vec{r} \Phi_d^{(s)}(\vec{r} - \vec{r}) \xi(\vec{r}) - \\
 & - 2 \gamma_e^{(s)} \int d\vec{r} \int d\vec{r}_1 \psi^2(\vec{r}, \vec{r}_1) \xi(\vec{r}) + \frac{1}{2} \beta_s \int d\vec{r} \xi^2(\vec{r}) + V(\chi).
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

Здесь  $\vec{r}$  и  $\chi$  - координаты электрона и "атома", соответственно. Первое слагаемое в (16) описывает кинетическую энергию электронов и кулоновскую энергию их взаимодействия, второе - взаимодействие электронов с "атомом", находящимся в мягкой конфигурации. Далее учитывается взаимодействие атома со средой, окружающей мягкую конфигурацию, описываемую дилатацией  $\xi(\vec{r})$ , взаимодействие электронов с этой дилатацией и, наконец, упругая энергия деформированной среды и атома в мягкой конфигурации.  $\gamma_d^{(e)}$ ,  $\gamma_d^{(s)}$  и  $\gamma_e^{(s)}$  - соответствующие константы взаимодействия, а  $\beta_s$  - упругая константа среды.

В силу преимущественно ковалентного характера связей в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, взаимодействие как электронов с атомом ( $\Phi_d^{(e)}$ ) в мягкой области, так и самой мягкой кон-

фигурации с окружающей средой ( $\Phi_d^{(s)}$ ) является короткодействующим и аппроксимируется выражением  $\Phi_d^{(e,s)} \sim e^{-\lambda_{e,s}r}$  при малых смещениях атома, где  $\lambda_{e,s} \equiv \beta_{e,s}^{-1}$  - обратные радиусы этих взаимодействий. Поскольку эффективная корреляционная энергия и энергия автолокализации синглетной пары, вследствие квантовомеханического отталкивания близких взаимодействующих термов для состояний, порождаемых двумя альтернативными зонами, ограничены то в процессах автолокализации в мягких атомных конфигурациях существенную роль играют гармонические смещения атомов. С учетом указанных обстоятельств исследованы одноэлектронные возбуждения, описываемые волновой функцией

$$\psi(r_1, r_2) = A \left[ e^{-\frac{\lambda_1}{a} r_1} e^{-\frac{\lambda_2}{a} r_2} r_2 \cos \theta_2 + e^{-\frac{\lambda_1}{a} r_2} e^{-\frac{\lambda_2}{a} r_1} r_1 \cos \theta_1 \right], \quad (17)$$

где  $A$  - нормировочная постоянная,  $a$  - постоянная межатомного масштаба. Такие возбужденные состояния образуются при действии света на основное двухчастичное состояние в результате вертикального Франк-Кондоновского перехода. Для электрона, находящегося в основном состоянии  $\lambda_1 \approx 1$ , в то время как радиус локализации возбужденного электрона  $\varrho = a/\lambda_2$  удовлетворяет соотношениям  $\beta_e < \varrho < \beta_s$ . Параметр  $\lambda_2$ , определяющий радиус локализации возбужденного электрона, образующегося при вертикальном Франк-Кондоновском переходе, определяется выражением, следующим из условия минимизации соответствующего адиабатического потенциала. Например:

$$\lambda_2 \approx \left[ \frac{5}{18} \left( \frac{2ma^2}{\hbar^2 \beta_s} \right) \gamma_e^s \gamma_d^s a \lambda_s \right]^{1/3}, \quad (18)$$

где  $\beta_s$  - постоянная упругости среды, окружающей мягкую конфигурацию,  $\gamma_e^{(s)}$  и  $\gamma_d^{(s)}$  - постоянные взаимодействия электрона и атома с окружающей средой. В отсутствие указанных взаимодействий возбужденных состояний синглетной пары, в силу короткодействия, нет. Согласно приведенным оценкам конфигурация возбужденного состояния может быть отделенной от конфигурации основного состояния (двухчастичного) и одночастичного состояния барьерами, обеспечивающими значительное его время жизни. Эти результаты приводят к предположению, что неравновесные, в том числе фотостимулированные и радиационные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках определяются локальными центрами - локализованными электронными (и дырочными) парами и их возбуждениями в щели по подвижности. При этом возбуждения могут быть как одночастичные ( $1e$ ), ( $1h$ ) -центры ЭПР) возникающие при распаде пары или захвата парой носителя противополо-

ложного знака) так и двухчастичные, только что рассмотренные  $((2e)_{ex}, (2h)_{ex})$ . Эти возбуждения, вообще говоря, метастабильны, с большим временем жизни, не имеют чисто электронную природу и определяются очень сильной связью с атомами в мягкой конфигурации, что и означает наличие значительных барьеров, поскольку при короткодействующем взаимодействии возбуждение электронной пары связано с большими атомными смещениями. Иными словами, возбуждение синглетной электронной пары приводит к перестройке химических связей в мягких атомных конфигурациях, которые и отвечают долгоживущим изменениям структуры (фотоструктурные превращения), сопровождающиеся появлением сигнала ЭПР, центров люминесценции и др.

Механизм образования метастабильных "дефектов", определяемый рассматриваемой электрон-колебательной неустойчивостью в мягких конфигурациях, отвечает переходам между адиабатическими потенциалами основного и возбужденного состояний электронной (дырочной) пары. Такой механизм образования "дефектов" реализуется когда электронное возбуждение достаточно сильно локализовано и существуют взаимодействующие локальные и квазилокальные моды возбуждения  $Q_e$  и реакции  $Q_d$ , времена жизни которых

$$\tau_e(Q_e), \tau_e(Q_d) \gg \tau_d \gg \omega_D^{-1}, \quad (19)$$

где  $\tau_d$  - время "реакции" образования дефектов и  $Q_e = Q_d$ .

В рассматриваемой модели упомянутые переходы включают Франк-Кондоновские ("вертикальные") переходы при поглощении фотона с энергией  $\hbar\Omega$  из основного в возбужденное состояние (с вероятностью  $W_{\Omega}(2 \rightarrow *)$ ) и атомные переходы из возбужденного двухчастичного в основное двухчастичное (с вероятностью  $W(* \rightarrow 2)$ ) и возбужденное одночастичное (с вероятностью  $W(* \rightarrow 1)$ ), соответствующее удалению одного из электронов, состояние. Вероятность рассматриваемого процесса дефектообразования имеет вид:

$$\tilde{D}(\Omega, T) = \int d\nu N(\nu) D(\nu); D(\nu) = \frac{2\pi}{\hbar} W_{\Omega}(2 \rightarrow *) [W(* \rightarrow 1) - W(* \rightarrow 2)], N(\nu) = \int_0^T F(\nu, t) dt. \quad (20)$$

При вычислении  $\tilde{D}$  различаются два случая, соответствующие разным соотношениям между временами  $\tau_r$  колебательной релаксации системы в возбужденном состоянии и временами переходов  $\tau_2$  и  $\tau_1$ , соответственно, в указанные состояния. Если  $\tau_r \ll \tau_1, \tau_2$ , то до осуществления переходов  $(* \rightarrow 2)$  и  $(* \rightarrow 1)$  система в возбужденном состоянии успевает термализоваться и при вычислении вероятностей  $W(* \rightarrow 2)$  и  $W(* \rightarrow 1)$

проводится усреднение по колебательным состояниям в возбужденном двухчастичном состоянии. В итоге, как следует из анализа, эффективное дефектообразование (структурные превращения) имеет место при действии щелевого света с энергией  $\hbar\Omega$  вблизи  $\varepsilon_g$  в энергетическом интервале  $\Delta E \sim \frac{1}{4}\varepsilon_g$  ( $\varepsilon_g$  - ширина щели по подвижности).

Теория приводит к следующим предсказаниям зависимости скорости "дефектообразования" индуцированного щелевым светом  $\hbar\Omega \approx \varepsilon_g$ . Вероятность  $\tilde{D}(\Omega, T)$  наибольшая при  $T = 0$  при  $\hbar\Omega \approx \varepsilon_g$  и слабо зависит от  $\Omega$ . В области  $\hbar\Omega < \varepsilon_g - \Delta E$  вероятность дефектообразования мала и определяется атомными туннельными переходами. В области  $\varepsilon_g - \Delta E < \hbar\Omega < \varepsilon_g$   $\tilde{D} \neq 0$  и растет с ростом температуры. При  $\hbar\Omega \approx \varepsilon_g$   $\tilde{D}$  слабо зависит от  $\Omega$  и  $T$ .

Рассмотренный в настоящей главе эффект фотоиндуцированного дефектообразования - проявление общей связи между аномальными низкоэнергетическими возбуждениями и низкотемпературными тепловыми явлениями с одной стороны, и локализованными электронными состояниями и явлениями, с другой, в стеклообразных полупроводниках. Такая связь обусловлена тем, что все эти свойства порождены мягкими конфигурациями в таких стеклах. Обсужденные фотоструктурные превращения приводят, в частности, к появлению дополнительных локализованных электронных состояний в щели по подвижности, так что оптическая щель должна уменьшаться в согласии с опытом.

При облучении стеклообразных полупроводников рентгеновскими и  $\gamma$ -лучами образование метастабильных "дефектов" определяется совместным действием рассмотренного электрон-колебательного механизма при размене этих "фотонов" на почти щелевые ( $\hbar\Omega \approx \varepsilon_g$ ) и электростатического механизма при ионизации такими фотонами глубоких оболочек атомов вблизи локализованных дырочных пар. Однако последний механизм приводит к более слабым изменениям характеристик полупроводника из-за слабой модификации верхней валентной зоны (в ХСП - полосы несвязывающих состояний).

Таким образом, фотостимулированные и радиационные явления, образование метастабильных дефектов и характерные долговременные релаксации (на макроскопических временах  $10^3$  сек. в соответствии с (19)) возникших изменений атомной и электронной структуры в ХСП реализуются в связи с наличием в них мягких конфигураций, а в последних - с возбуждениями электронных и дырочных пар.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. В кристаллических полупроводниках первичные радиационные дефекты образуются в основном из обьшого числа первично выбитых атомов с относительно малой избыточной энергией и большой вероятностью образования близкорасположенных компонентов пар Френкеля. Это обстоятельство приводит к необходимости учета корреляции в расположении генетических компонентов пар Френкеля, описываемой функцией зарождения. Такая корреляция в относительном распределении вакансий и межузельных атомов, образовавшихся в одном и том же акте дефектообразования учтена в полученном уравнении, описывающем эволюцию системы радиационных дефектов.

2. Особенностью квазихимических реакций между радиационными дефектами в кристаллических полупроводниках является то, что подвижными частицами являются вакансии и межузельные атомы, которые наряду с процессом их образования захватываются различного рода стоками и рекомбинируют друг с другом. Показано, что в результате конкуренции между захватом компонентов пар Френкеля стоками и их аннигиляцией эффективность образования вторичных радиационных дефектов в кристаллических полупроводниках зависит от энергии дефектообразующих частиц и других параметров системы твердое тело - излучение (концентрация примесных атомов, интенсивность излучения).

Приведена классификация реакций между дефектами по типу лимитирующего их канала в целом. Кроме обычно рассматриваемых реакций имеющих место при полном разделении пар Френкеля, лимитируемых аннигиляцией генетически не связанных I и V, либо захватом их примесными атомами, обнаружен новый тип реакций, которые лимитируются аннигиляцией близкорасположенных генетически связанных вакансий и межузельных атомов.

3. Вычислены эффективные радиусы захвата реагирующих в твердой фазе частиц при произвольном потенциале взаимодействия и наличии пространственной корреляции между ними.

Вычислена вероятность реакции между частицами с учетом возможной зависимости их взаимного коэффициента диффузии от расстояния между ними.

4. Оценена эффективность аннигиляции вакансий и межузельных атомов в  $\text{Si}$  путем последовательного их захвата атомами кислорода и германия, что позволило выяснить механизм дефектообразования в твердом растворе  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ .

5. Теория явлений электронного переноса обобщена на случай полупроводников с крупномасштабными нарушениями, пространственный масштаб  $L$  электрических полей которых превышает длину  $\lambda$  свободного пробега носителей тока. Для этого случая, в приближении парных корреляций, получены уравнения, описывающие гальвано- и термомагнитные явления, для анализа которых используется теоретико-вероятностный подход.

6. Показано, что в случае слабых магнитных полей фактор Холла определяется не только механизмом рассеяния носителей тока, но и степенью неоднородности, причем зависимость от последнего параметра образца определяется размерностью неоднородностей и геометрией эксперимента.

В случае сильных магнитных полей постоянная Холла определяется средней по объему концентрацией носителей тока, а фактор Холла, как и однородных полупроводников, в используемом приближении равен единице.

7. Вклад неоднородностей в продольное и поперечное магнитосопротивление в полупроводниках с тензорной эффективной массой носителей тока зависит от кристаллографического направления так, что угловые зависимости, характерные для однородных полупроводников, сглаживаются.

Наличие неоднородностей, независимо от механизма рассеяния носителей тока, приводит, в используемом приближении, к уменьшению эффективной теплопроводности и термоэдс. Число Лоренца также является функцией степени неоднородности, отражая тот факт, что электропроводность и электронная теплопроводность по разному зависят от степени неоднородности образца.

8. Характер влияния неоднородностей на величину и знак ЭДС Нернста-Эттингсгаузена в значительной степени определяется механизмом рассеяния носителей тока. В частности, в случае смешанного механизма рассеяния носителей тока на акустических и оптических колебаниях при низких температурах  $T \ll 1/2$  принципиально возможно изменение знака ЭДС Нернста-Эттингсгаузена с увеличением степени неоднородности, не изменяющей механизм рассеяния.

В случае сильных магнитных полей ЭДС Нернста-Эттингсгаузена, в отличие от однородных полупроводников, с увеличением магнитного поля, стремится к конечному, ненулевому, значению, определяемому степенью неоднородности.

9. Использование развитой теории позволило количественно описать основные функциональные зависимости скорости удаления и изменения подвижности носителей тока, обусловленные областями нарушений, образующимися в  $\text{Si}$  и  $\text{Ge}$  при облучении нейтронами. Показано, что основной вклад в относительное изменение подвижности и концентрации носителей тока дают разные моменты функции распределения областей нарушения по их размерам.

10. Предложен возможный механизм эффекта малых доз в кремнии с крупномасштабными включениями технологического происхождения, заключающегося в увеличении подвижности носителей тока в таких образцах после их облучения  $\gamma$ -квантами или электронами.

11. Исследованы особенности электронных состояний центров с эффективной отрицательной корреляционной энергией, что позволило определить донорные уровни вакансии в  $p\text{-Si}$  и распределение плотности состояний в щели по подвижности халькогенидных стеклообразных полупроводников.

Показано, что автолокализация носителей заряда с учетом ангармонических смещений атомов приводит к появлению сравнительно узких пиков плотности состояний в щели по подвижности, в то время как с участием гармонических смещений затравочная, экспоненциально убывающая вглубь щели, плотность состояний преобразуется в плотность двухчастичных автолокализованных состояний, слабо зависящую от энергии в наиболее существенной области энергий.

Существенным в представленной теории является то, что стабилизация уровня Ферми и отсутствие парамагнетизма в халькогенидных стеклообразных полупроводниках обусловлены наличием высокой концентрации автолокализованных синглетных электронных пар с отрицательной эффективной корреляционной энергией в собственной структуре стеклообразного полупроводника.

В теории отсутствует трудность, характерная для других подходов, связанная с объяснением большой плотности состояний, энергии автолокализации и абсолютного значения эффективной корреляционной энергии, а также корреляции последней величины с шириной щели по подвижности.

12. Для исследования свойств дефектов вакансионного типа в  $\text{Si}$  предложена модель основанная на рассмотрении двухузельного гамма-тонниана с учетом электрон-колебательного взаимодействия. Исследование свойств адиабатических потенциалов такого типа дефектов позволило дать объяснение с единой точки зрения ряду явлений, наб-

людаемых в  $Ge$  и  $Si$ , облученных высокоэнергетическими частицами /эволюция структурных нарушений на малых временах непосредственно после облучения, аномальная температурная зависимость теплопроводности в области температур  $T < 50$  К, наличие полосы однофононного поглощения  $\sim 488$  см<sup>-1</sup>/.

13. Исследованы электронные свойства бистабильных дефектов в  $Si$ . Показано, что процесс рекомбинации носителей тока на бистабильных дефектах может содержать и атомно-динамическую компоненту.

14. На основе рассмотрения функционала энергии системы, состоящей из затравочной электронной пары и атома в мягкой конфигурации взаимодействующих между собой, а также с окружающей средой, показано существование возбужденных состояний автолокализованных синглетных электронных пар, в которых состояние одного из носителей заряда локализовано слабее чем состояние другого. Найденные возбужденные состояния неадиабатически переходят в одночастичные состояния, что проявляется в виде фотоиндуцированных структурных превращений. К качественно подобным изменениям физических свойств приводит также и облучение стекол рентгеновскими,  $\gamma$ -лучами, а также электронами с энергией  $\approx 2$  МэВ.

Изученные эффекты структурных превращений являются проявлением общей связи между аномальными низкотемпературными тепловыми и электронными явлениями в стеклообразных полупроводниках. Такая связь обусловлена тем, что все эти свойства порождаются мягкими конфигурациями в таких стеклах, а в последних - возбуждениями электронных и дырочных пар.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Винецкий В.Л., Ясковец И.И. Об определении эффективной скорости введения радиационных дефектов //Сб. Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. II, ч. I. - Киев: Наукова Думка, 1971. - С. 142-146.

2. Винецкий В.Л., Ясковец И.И. Вычисление скорости аннигиляции межузельных атомов и вакансий // УФЖ. - 1972. - 17, №4. - С. 934-941.

3. Винецкий В.Л., Ясковец И.И. Теория квазистационарных реакций между точечными дефектами в кристаллах // ФТТ. - 1972. - 14, № II. - С. 3046-3051.

4. Винецкий В.Л., Ясковец И.И. Скорости реакций между точечными дефектами в твердых телах // Сб. Физические процессы в кристаллах

с дефектами.-Киев:Изд.ИФ АН УССР, 1972.-С.163-188.

5.Винецкий В.Л., Ясковец И.И., Кельман И.В. Кинетика отжига френкелевских пар//Сб.Физические процессы в кристаллах с дефектами//Киев:Изд. ИФ АН УССР, 1972.-С.142-162.

6.Винецкий В.Л., Ясковец И.И. Об энергии активации контролируемых диффузией реакций в твердых телах//ФТТ.-1975.-17,№8.-С.2425-2427.

7.Шаховцова С.И., Шаховцов В.И., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Подвижность носителей тока в германии с областями разупорядочения ФТП.-1975.-9,№11.-С.2200-2202.

8.Шпинар Л.И., Ясковец И.И. К теории подвижности носителей тока, эффекта Холла и магнитосопротивления//Сб.Радиационные эффекты в твердых телах.Киев:Наукова думка, 1977.-С.139-149.

9.Шаховцов В.И., Шаховцова С.И., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Подвижность носителей тока в полупроводниках с областями разупорядочения//ФТП.-1977.-11,№10.-С.1967-1971.

10.Антоненко Р.С., Корнюшин С.И., Шаховцов В.И., Шиндич В.Л. Ясковец И.И. Радиационные эффекты в кремнии, легированном гадолинием//ФТП.-1976.-10,№8.-С.1583-1586.

11.Антоненко Р.С., Шаховцов В.И., Шиндич В.Л., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Электрофизические свойства облученного р-Si с примесью гадолиния//ФТП.-1978.-13,№9.-С.1707-1713.

12.Винецкий В.Л., Шейнкман М.К., Ясковец И.И. Оприроде аномальной температурной зависимости темновой фотопроводимости полупроводников//ФТП.-1976.-10,№8.-С.1535-1539.

13.Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Особенности кинетических явлений в полупроводниках с областями нарушений//Вопросы атомной науки и техники.Серия:Физика радиационных нарушений и радиационное материаловедение.-1982, вып.4.-С.25-26.

14.Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Анизотропия гальваномагнитных явлений в полупроводниках со слоистым распределением легирующей примеси//УФЖ.-1982.-27,№2.-С.256-258.

15.Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Эффект Нернста-Эттингсгаузена в неоднородных полупроводниках//ФТП.-1983.-17,№9.-С.1691-1694.

16.Шпинар Л.И., Ясковец И.И. К теории проводимости и эффекта Холла в неоднородных полупроводниках//ФТТ.-1984.-26,№6.-С.1725-1730.

17.Шаховцов В.И., Ясковец И.И. Некоторые проблемы радиационной физики твердого тела//УФЖ.-1979.-24,№2.-С.193-203.

18. Klöinger M.I., Yaskovets I.I. Remarks on correlation of negative  $-U$  centre effects and low-temperature anomalies (structural changes) in glass semiconductors. // *J. Phys. C.* 1984. - 17, L949-L956.

19. Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Статистические свойства носителей тока в  $p$ - $Si$  с вакансиями // ФТП. - 1985. - 19, №10. - С. 1845-1848.

20. Клингер М.И., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Спектральные и термодинамические свойства электронов в щели по подвижности стеклообразных систем // ФТТ. - 1986. - 28, №2. - С. 470-482.

21. Хируненко Л.И., Шаховцов В.И., Щинкаренко В.К., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Особенности процессов радиационного дефектообразования в сплавах  $Si \langle Ge \rangle$  при электронном облучении // ФТП. - 1987. - 21, №3. - С. 562-566.

22. Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Особенности проводимости полупроводников, обусловленные дефектами с сильным электрон-колебательным взаимодействием // ФТП. - 1988. - 22, №3. - С. 547-549.

23. Шаховцов В.И., Шаховцова С.И., Шварц М.М., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Подвижность носителей тока в твердых растворах  $Ge \langle Si \rangle$  // ФТП. - 1989. - 23, №1. - С. 48-51.

24. Шаховцов В.И., Ясковец И.И. Эффективность аннигиляции компонентов пар Френкеля на атомах кислорода в  $Si$  // ФТП. - 1989. - 23, №5. - С. 914-916.

25. Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Природа электронных и тепловых свойств ковалентных полупроводников, облученных нейтронами // Радиационное материаловедение - 90. Труды Международной конференции в Алушта. 1990. - 4. - С. 156-160.

26. Корнелюк В.Н., Савицкий И.В., Хируненко Л.И., Шпотюк О.И., Ясковец И.И. Фотоиндуцированное дефектообразование в халькогенидных стеклообразных полупроводниках // ЖПС. - 1989. - 50, №3. - С. 443-448.

27. Корнелюк В.Н., Савицкий И.В., Шпотюк О.И., Ясковец И.И. Механизм реверсивных фотоиндуцированных эффектов в тонких пленках ФТТ. - 1989. - 31, №8. - С. 1311-1313.

28. Сирацкий В.М., Шаховцов В.И., Шиндич В.Л., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Электронные свойства бистабильных дефектов // ФТП. - 1990. - 24, №10. - С. 1795-1800.

29. Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Свойства дефектов вакансионного типа в ковалентных полупроводниках // УФЖ. - 1990. - 35, №9. - С. 1376-1379.

30. Клингер М.И., Шпинар Л.И., Ясковец И.И. О локализованных возбужденных состояниях центров с отрицательной корреляционной энергией для электронов // ФТП. - 1990. - 24, №10. - С. 1869-1872.

31. Шпинар Л.И., Ясковец И.И., Клиндер М.И. Двухузельная модель дефектов дефектов типа А-центров // ФТП. - 1990. - 24, № 10

32. Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Теория фотоиндуцированных структурных превращений в стеклообразных полупроводниках // Стеклообразное состояние: Молекулярно-кинетический аспект. Труды Международного семинара. Владивосток. - 1990. - ч. II. - С. 205-207.

#### ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов. Москва. Мир. 1969г. 654 С.

2. Винецкий В.Л. Некоторые достижения и проблемы радиационной физики полупроводников. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1962. - вып. 120. - С. 3-26.

3. Коноплева Р.Ф., Литвинов В.Л., Ухин Н.А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высокой энергии. Москва. Атомиздат. - 1971. 175 С.

4. Gossick B.R. 'Disordered' regions in semiconductors bombarded by fast neutrons // J. Appl. Phys. - 1959. - 36, no. 8. - P. 1214-1221.

5. Люб..н В.М. Фотостимулированные дефекты и фотостимулированное превращение в стеклообразных полупроводниках // Чтения памяти А.Ф. Иоффе. Ленинград. Наука. - 1986. - С. 42-52.

6. Klinger M.I. Glassy disordered systems: Topology, atomic dynamics and localized electron states // Phys. reports. - 1988. - 165, no. 5 & 6. - P. 275-397.



Подписано к печати 12.02.93.  
Формат 60x84/16. Бумага типографская №2.  
Офсетная печать. Усл.печ.листов 2,0.  
Уч.-изд.листов 2,1. Заказ 058.  
Тираж 100. Бесплатно

Лаборатория копировально-множительной печати  
Черновицкого государственного университета

г.Черновцы, ул.Кобибинского,2

AB 26.828

**AB 26.828**